

# LA THERMIQUE AU SERVICE DE LA TRANSITION ÉNERGÉTIQUE

JULIEN PELLÉ  
CÉLINE MORIN, DAMIEN MÉRESSE

## **ACTES**

DU

## CONGRÈS ANNUEL DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE THERMIQUE

## **SFT 2022**

31 MAI — 3 JUIN 2022  
VALENCIENNES

ORGANISÉ PAR

LE LABORATOIRE LAMIH (UMR CNRS 8201 - UNIVERSITÉ POLYTECHNIQUE  
HAUTS-DE-FRANCE) ET L'INSTITUT ÉNERGIE (UNIVERSITÉ DE MONS)



# **Première partie**

## **Préface**



## Parrainages

Le Congrès Français de Thermique, SFT 2022, organisé par le laboratoire LAMIH (UMR CNRS 8201 - Université Polytechnique Hauts-de-France) et l'Institut Énergie (Université de Mons) à Valenciennes a bénéficié du parrainage et du soutien des institutions et des organismes suivants :

---

### Laboratoire LAMIH UMR CNRS 8201

Université Polytechnique Hauts-de-France

Le Mont Houy

59313 Valenciennes Cedex 9

[www.uphf.fr/LAMIH](http://www.uphf.fr/LAMIH)



---

### Université Polytechnique Hauts-de-France

Campus Mont Houy

59313 Valenciennes cedex 9

[www.uphf.fr](http://www.uphf.fr)



---

### CNRS

3 rue Michel-Ange

75794 Paris cedex 16

[www.cnrs.fr](http://www.cnrs.fr)



---

### INSA Hauts-de-France

Campus Mont Houy

59313 Valenciennes cedex 9

[www.insa-hautsdefrance.fr](http://www.insa-hautsdefrance.fr)



---

### Thermal Engineering and Combustion Unit

56 rue de l'Épargne

7000 Mons - Belgique

[web.umons.ac.be/trmi](http://web.umons.ac.be/trmi)



---

### Université de MONS

Place du Parc , 20

7000 Mons - Belgique

[web.umons.ac.be](http://web.umons.ac.be)



**Région Hauts-de-France**

151 Avenue du président Hoover  
59555 Lille cedex

[www.hautsdefrance.fr](http://www.hautsdefrance.fr)



**Ville de Valenciennes**

Hôtel de Ville  
Place d'Armes  
BP 90339 – 59304 Valenciennes cedex

[www.valenciennes.fr](http://www.valenciennes.fr)



**Fédération de Recherche Transports Terrestres et Mobilité**

FR TTM CNRS 3733

[www.frttm.fr](http://www.frttm.fr)



**Institut Carnot ARTS**

151 boulevard de l'Hôpital  
75013 Paris

[www.ic-arts.eu](http://www.ic-arts.eu)



Il a également reçu le soutien d'exposants-sponsors industriels :

**COMSOL France**

10 avenue Doyen Louis Weil  
38000 Grenoble, France

[www.comsol.com](http://www.comsol.com)

Contact : Frédéric BERNARD

☎ 04 76 46 49 01

✉ [frederic.bernard@comsol.fr](mailto:frederic.bernard@comsol.fr)



**DEWESoft**

1 bis rue Jean le Galleu  
94200 Ivry-sur-Seine, France

[dewesoft.com](http://dewesoft.com)

Contact : Nicolas PHAN

☎ 01 75 64 19 38

✉ [nicolas.phan@dewesoft.com](mailto:nicolas.phan@dewesoft.com)



### PHOT'Innov

1 Avenue Neil ARMSTRONG  
BAT C - Clément Ader CS 10076  
33700 Mérignac, France

[www.photinnov.com](http://www.photinnov.com)

Contact : Laurent GREULICH

☎ 07 85 83 46 47

✉ [l.greulich@photinnov.fr](mailto:l.greulich@photinnov.fr)



INNOVATION IN PHOTONICS

---

### TELOPS

6 rue du Docteur Schweitzer  
91420 Morangis, France

[www.telops.com](http://www.telops.com)

Contact : Marie-Eve LANG

☎ 01 70 27 71 34

✉ [marie-eve.lang@telops.com](mailto:marie-eve.lang@telops.com)



### THEMACS Ingénierie

2 bis rue Alfred Nobel  
77420 Champs-sur-Marne, France

[themacs-engineering.com](http://themacs-engineering.com)

Contact : Jean-Pierre MONCHAU

☎ 06 29 82 44 34

✉ [monchau@themacs.fr](mailto:monchau@themacs.fr)



### Cap Instrumentation

Av. Henri Barbusse  
59770 Marly, France

[www.capinstrumentation.fr](http://www.capinstrumentation.fr)

Contact : Vincent DUBOIS

☎ 03 27 29 01 20

✉ [vdubois@capinstrumentation.fr](mailto:vdubois@capinstrumentation.fr)



### EDF

Direction de l'Action Régionale Hauts-de-France  
39 rue du Faubourg de Roubaix  
59800 Lille, France

[www.edf.fr](http://www.edf.fr)

Contact : Philippe CERS

☎ 03 20 14 49 05

✉ [philippe.cers@edf.fr](mailto:philippe.cers@edf.fr)





# Comité d'organisation

## Équipe locale

Le congrès de la SFT 2022<sup>1</sup> s'est déroulé du 31 mai au 3 juin 2022 sur le thème **La Thermique au service de la Transition Énergétique**. Il a été organisé par les personnels des équipes de recherche du département Mécanique du laboratoire LAMIH UMR CNRS 8201 - Université Polytechnique Hauts-de-France<sup>2</sup> et de Institut Énergie - Université de Mons<sup>3</sup>.

**Président** : Julien Pellé

**Co-présidents** : Céline Morin, Damien Méresse

**Comité d'organisation et scientifique local** : - *Membres UPHF* : Fethi Aloui, Jérémy Basley, François Beaubert, Eric Delacourt, Xavier Delcorte, François Delcourt, Sylvie Rubens, David Uystepruyst - *Membres UMONS* : Jérémy Bompas, Ward De Paepe, Eric Dumont, Véronique Feldheim, Paul Lybaert, Benoît Liémans, Alessio Pappa, Patrick Tene Hedje, Antoine Verhaegh

**Secrétariat et organisation locale** : Katia Florek, Sylvie Rubens

**Support Web** : Audrey Dupuis de la société Insight-Outside<sup>4</sup>

## Comité Scientifique de la SFT

Christophe Le Niliot (Pdt CA)	IUSTI, Marseille	Najib Laraqi	ALTIE, Ville d'Avray
Christophe Journeau (Pdt CS)	CEA, Cadarache	Philippe Le Masson	IRDL, Lorient
Nadine Allanic	GEPEA, Nantes	Denis Lemonnier	PPRIME, Poitiers
Philippe Baucour	FEMTO, Belfort	Johann Meulemans	Saint-Gobain, Paris
Jérôme Bellettre	LTeN, Nantes	Pierre Millan	ONERA, Toulouse
Jocelyn Bonjour	CETHIL, Lyon	Julien Pellé	LAMIH, Valenciennes
Didier Delaunay	LTeN, Nantes	Laetitia Perez	Polytech, Angers
Bernard Desmet	ENSIAME, Valenciennes	Michel Pons	LIMSI, Orsay
Stéphane Gibout	LATEP, Pau	Benoît Rousseau	LTeN, Nantes
Patrick Glouannec	IRDL, Lorient	Patrick Salagnac	LASIE, La Rochelle
Michel Gradeck	LEMETA, Nancy	Didier Saury	PPRIME, Poitiers
Joël Lallier	THALES, Eliancourt	Sylvain Serra	LATEP, Pau
François Lanzetta	FEMTO, Belfort	Franck Vouzelaud	THALES, Eliancourt

---

1. [www.congres-sft.fr/2022/](http://www.congres-sft.fr/2022/)

2. [www.uphf.fr/LAMIH](http://www.uphf.fr/LAMIH)

3. [web.umons.ac.be/trmi](http://web.umons.ac.be/trmi)

4. [www.insight-outside.fr/](http://www.insight-outside.fr/)



## Liste des relecteurs

Le comité d'organisation adresse de très vifs remerciements aux relecteurs qui ont pris le temps de lire et d'expertiser les articles soumis au congrès.

Nassim Baba Ahmed	Nadine Allanic	Vincent Ayel
Jean-Luc Bailleul	Magali Barthes	Alain Bastide
Françoise Bataille	Jean-Pierre Bedecarrats	Sylvie Begot
André Bergeron	Yann Billaud	Nicolas Blet
Rodolphe Bolot	Daniel Bougeard	Pascale Bouvier
Sihem Bouzid	Nicolas Boyard	Arnaud Bruch
Cyril Caliot	Didier Chamagne	Xavier Chesneau
Eric Chénier	Benedicte Cuenot	Mathieu David
Martin David	Alain Degiovanni	Fabien Delaleux
Didier Delaunay	Philippe Desevaux	David Donjat
Eva Dorignac	Marie-Christine Duluc	Jean Pierre Dumas
Eric Dumont	François Durier	Claude-Gilles Dussap
Olivier Farges	Yann Favennec	Mbarek Feddaoui
Matthieu Fenot	Stéphane Fohanno	Jean-Pierre Fradin
Jean-Laurent Gardarein	Bertrand Garnier	Benjamin Gaume
Rémi Gautier	Stéphane Gibout	Florine Giraud
Patrick Glouannec	Michel Gradeck	Xiaofeng Guo
Philippe Haberschill	Souria Hamidouche	Jean-Luc Harion
Yamina Harnane	Fareed Hussain	Laurent Ibos
Jacques Jay	Patrice Joubert	Christophe Journeau
Abdelhadi Kotri	Andrzej Kusiak	François Lanzetta
Najib Laraqi	Guillaume Layes	Michel Lebouche
Yves Lecointe	Denis Lemonnier	Renan Leon
Valérie Lepiller	Tahar Loulou	Denis Maillet
Martin Martin	Johann Meulemans	Florian Moreau
Pierre Mousseau	Monssif Najim	Christophe Le Niliot
Yacine Ait Oumeziane	Jacques Padet	Julien Pelle
Laetitia Perez	Benjamin Piaud	Thomas Pierre
Vincent Platel	Jean-Pierre Ploteau	Bérengère Podvin
Michel Pons	Catalin Popa	Hervé Pron
Olivier Quemener	Elissa El Rassy	Mourad Rebay
Jean-Michel Reneaume	Philippe Reulet	Fabrice Rigollet
Simon Rouchier	Yassine Rouizi	Sebastien Rouquette
Stéphane Roux	Jean-Claude Roy	Romuald Rullière
Jean-François Sacadura	Didier Saury	Monica Siroux
Jérôme Soto	Pascal Stouffs	Lounès Tadrast
Jules Voguelin Simo Tala	Cédric Thiebaut	Karim Touati
Adrien Toutant	Brice Tremeac	Benoit Trouette

Marielle Varenne-Pellegrini  
Pradip Xavier

Etienne Videcoq  
Belkacem Zeghmati

Gerard Vignoles

# Le mot du comité d'organisation

Après deux années difficiles compte tenu de la situation exceptionnelle causée par l'épidémie de Coronavirus (covid 19), le 30<sup>e</sup> Congrès Français de Thermique peut à nouveau se tenir en présentiel.

Il se déroule du 31 mai au 3 juin 2022 à Valenciennes sur le thème **La Thermique au service de la Transition Énergétique**.

Si en 1992, la conférence des Nations Unies à Rio de Janeiro adoptait une série de principes de précautions dans un contexte incertain pour l'avenir de notre planète, le diagnostic est désormais sans appel. La prise de conscience est ainsi collective mais dans un contexte démographique mondial en plein essor et avec un modèle de société très lié à la consommation de biens, quels sont nos moyens d'actions pour changer de modèle et migrer vers une société plus sobre et décarbonée avec une contrainte temporelle forte ?

De nombreuses problématiques sont en jeu, qu'elles soient d'ordre techniques, scientifiques, sociales, sociétales, financières ou bien encore politiques.

Quelle est aujourd'hui la place du thermicien par rapport à ces problématiques ?

Comment le thermicien pourra-t-il participer aux évolutions stratégiques qui sont indispensables pour assurer cette transition ?

Quels outils sont à disposition de notre communauté scientifique pour expliquer les enjeux de la transition énergétique, proposer des éléments de solutions et sensibiliser les populations à leur propre responsabilité ?

Comment s'ouvrir à de nombreux champs disciplinaires afin d'adopter l'approche globale que réclame cette transition énergétique ?

Au cours de ce congrès, les différentes contributions, au travers des conférences plénières, des ateliers débats et des communications scientifiques, tenteront d'apporter des pistes de réflexion sur les actions à mener par notre communauté scientifique.

Le thème **La Thermique au service de la Transition Énergétique** sera abordé au travers de six conférences plénières qui permettront d'ouvrir le monde de la thermique à des enjeux qui peuvent en paraître :

- M. Christophe Goupil (Laboratoire Interdisciplinaire des Energies de Demain) abordera la transition écologique et sociétale en mettant en évidence les contraintes et les possibles au travers d'une approche thermodynamique du monde vivant ;
- M. Stéphane Baly (Co-animateur du domaine Smart and resilient cities JUNIA) présentera le scénario de transition énergétique à Horizon 2050 de Negawatt ;
- M. Hervé Jeanmart (Université Catholique de Louvain) abordera les nombreuses interrogations auxquelles les modèles de planification énergétique essayent de répondre en proposant des scénarios de transition du système actuel vers une société bas carbone en 2050 ;
- M. Corentin Prié (Audi AG, Développement énergies/carburants renouvelables) mettra en avant le potentiel de contribution de certaines mesures sur la diminution de la quantité totale des émissions de dioxyde de carbone émise par les flottes de véhicules terrestres ;

- Mme Valérie Masson-Delmotte (CEA-CNRS-UVSQ Paris Saclay/IPSL et co-présidente du groupe n°1 du Giec) abordera le réchauffement climatique à travers une synthèse de l'état actuel des connaissances scientifiques, des enjeux, risques et options d'action.
- Mme Laurie Marraud (Ecole des Hautes Etudes en Santé Publique) clôturera le congrès en s'intéressant à la problématique de l'accessibilité durable à la santé dans un contexte d'augmentation des risques sanitaires et des besoins de santé liés aux changements environnementaux et de tension sur les ressources.

Lors de ce congrès, quatre ateliers permettront des échanges sur des thématiques transversales :

- les pratiques pédagogiques innovantes en transferts thermiques seront abordées au cours d'un atelier qui sera animé par Marie-Christine Duluc.
- un atelier abordera l'apport du numérique dans la Thermique, les différentes modélisations et approches numériques - développement de codes, code ouverts, codes commerciaux, codes industriels - seront discutées. Une présentation, à titre d'exemple, sera effectuée par les intervenants. A la suite, une table ronde, afin de favoriser les échanges, sera proposée. L'animation sera assurée par Françoise Bataille, Marc Médale, Adrien Toutant et Emmanuel Laroche.
- l'atelier combustion flexible sera animé par Alessandro Parente.
- la problématique de la rénovation énergétique des bâtiments et de sa massification sera abordée dans un atelier animé par Philippe Cers.

Nous avons ainsi reçu 121 propositions de résumés. 83 communications ont été finalement acceptées pour publication dans les Actes du congrès annuel de la SFT 2022 et bénéficient dorénavant d'un DOI. 33 communications ont été retenues pour être présentées sous forme d'affiche uniquement. L'ensemble des travaux, représentant un total de 280 expertises, font ainsi l'objet d'une publication sur le site internet de la Société Française de Thermique.

Le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique a classé 8 communications pour le Prix Biot-Fourier et seront proposées pour publication dans la revue *Entropie : thermodynamique – énergie – environnement – économie (ISTE)*.

Le Comité d'Organisation du congrès remercie très sincèrement le Conseil d'Administration et le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique pour leur soutien renouvelé et leur confiance dans l'organisation du 30<sup>e</sup> congrès.

Le Comité local d'Organisation est très heureux de vous accueillir à nouveau en présentiel et vous souhaite, à toutes et à tous, un très bon congrès 2022 !

**Julien Pellé**  
et l'ensemble du comité d'organisation local

# Programme

## Conférences plénières

### Transition écologique et sociétale : des contraintes et des possibles

Mardi 31 mai 2022 – 14h30

**CHRISTOPHE GOUPIL**

**LIED, UMR 8236, Université de Paris**

*Christophe Goupil est professeur à l'Université de Paris. Physicien de formation, il développe son activité de recherche au sein du Laboratoire Interdisciplinaire des Energies de Demain, (LIED, UMR 8236), dont il est cofondateur et directeur-adjoint. Ses recherches sont centrées sur les mécanismes de conversion thermodynamique de l'énergie et de la matière dans les systèmes animés, dont le vivant, et dans les systèmes inanimés que sont les dispositifs manufacturés. Dans la lignée des approches biomimétiques il a mis en place une réflexion sur la bio-inspiration des usages de l'énergie. Avec l'économiste Gaël Giraud il développe un modèle macroéconomique intégrant les conditions de production et de recyclage dans un monde de dimension finie. Christophe Goupil est conseiller scientifique du Campus de la Transition, pour lequel il a participé à l'édition du Manuel de la Grande Transition.*

Les principes de la thermodynamique s'imposent à tous les systèmes, le vivant ne faisant pas exception. Les contraintes qui en découlent définissent les bordures d'un cadre à l'intérieur duquel se développent les possibles. Subir les principes de la thermodynamique, les assimiler, en utilisant des voies parfois subtiles ou parfois grossières, telles sont les défis auxquels sont confrontées nos communautés, tout comme la nature dans les processus évolutifs. Pour chaque situation la diversité des modalités de couplage entre l'énergie et la matière permet d'explorer l'espace des possibles. A la vision mécaniste idéalisée d'un monde sans frottement, se substitue alors celle de la thermodynamique où qui peut le plus ne peut pas nécessairement le moins, et où l'idéal n'existe pas dans un temps fini. Cette approche thermodynamique nous permet d'envisager d'autres regards dès lors que l'on considère ses extensions sociotechniques, qui elles aussi trouvent un cadre et des bornes. Depuis la révolution industrielle notre monde est passé de la condition aux limites imposée par le flux solaire et le plafond photosynthétique, à la condition aux limites d'un stock d'énergies fossile. Sans nous en rendre compte nous sommes passé des conditions de Neumann à celles de Dirichlet, avec les conséquences que nous mesurons. Si la transition écologique nous enjoint de modérer nos consommations et d'optimiser nos procédés, il faut admettre que ce faisant, n'est considéré que le versant quantitatif du problème, qui est celui qu'énonce le premier principe. Nous nous intéresserons donc aussi au versant qualitatif, qui est celui énoncé par le second principe. Quelques exemples choisis dans la nature et dans les technologies nous permettront de constater que le système le plus adapté et aussi le moins adaptable, et que la faiblesse des rendements de certains processus naturels n'est en fait que le prix à payer pour atteindre une certaine résilience. Quelques conclusions socio-techniques pourront alors être envisagées.

## La transition énergétique au coeur des transitions sociétales

Mardi 31 mai 2022 – 16h45

**STÉPHANE BALY**

**Association négaWatt, Valence**

*Docteur ingénieur de l'UTC de Compiègne et de l'Imperial College of London, Stéphane Baly est enseignant en Sciences Pour l'Ingénieur à HEI et vacataire sur la thématique de transition énergétique (Lille1, INSA-HdF, Asder, ENSA). Il évolue depuis plus de 15 ans en tant qu'expert dans le domaine de la transition énergétique : il est conseiller municipal à la mairie de Lille, conseiller à la Métropole Européenne de Lille, membre du Conseil Économique Social et Environnemental de la région Hauts de France, co-animateur du domaine Smart and resilient cities JUNIA et membre de la compagnie des négaWatts.*

Face à l'augmentation inéluctable du coût de l'énergie, face à l'épuisement des ressources, face à l'urgence climatique et aux multiples impacts environnementaux, nous devons rapidement nous orienter vers un nouveau modèle énergétique.

Pour répondre à ces enjeux, l'Association négaWatt a mis au point un scénario de transition énergétique à horizon 2050 traduisant une évolution possible de notre système énergétique. Ce scénario s'appuie sur la démarche négaWatt qui consiste à questionner nos usages de l'énergie avant de s'intéresser aux ressources et non l'inverse : c'est de nous chauffer, de nous éclairer ou de nous déplacer dont nous avons besoin, et non de bois, d'uranium ou de pétrole. La démarche négaWatt est fondée sur trois piliers. Le premier concerne la réduction de nos besoins par la sobriété dans les usages individuels et collectifs de l'énergie. L'efficacité permet ensuite de diminuer la quantité d'énergie nécessaire à la satisfaction de ces besoins. La priorité peut enfin être donnée aux énergies renouvelables qui, grâce à un développement ambitieux mais réaliste, peuvent remplacer progressivement les énergies fossiles et nucléaire.



Association négaWatt – [www.negawatt.org](http://www.negawatt.org)

Association à but non-lucratif créée en 2001, négaWatt est dirigée par un collège de membres actifs, la Compagnie des négawatts, qui rassemble une vingtaine d'experts impliqués dans des activités professionnelles liées à l'énergie. Tous s'expriment et s'engagent à titre personnel au sein de l'association.

L'Association négaWatt propose, avec son scénario de transition énergétique, l'alternative la plus aboutie en matière de prospective énergétique, en offrant un modèle durable et applicable en France pour les 40 prochaines années.

## Quelles trajectoires de transition énergétique ? Génération de scénarios avec EnergyScope TD.

Mercredi 1 juin 2022 – 08h30

**HERVÉ JEANMART**

**Institute of Mechanics, Materials and Civil engineering (IMMC), Université catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve (Belgique)**

*Hervé Jeanmart est professeur à l'Université catholique de Louvain. Il est membre de l'Ecole Polytechnique de Louvain (EPL) où il enseigne, aux étudiants ingénieurs, la thermodynamique appliquée, les moteurs à combustion interne et les énergies renouvelables. Président de l'institut de mécanique, matériaux et génie civil (IMMC), ses activités de recherche portent sur la conversion de la biomasse, la combustion et les systèmes énergétiques. Toutes ses activités tournent autour de l'énergie, il vise deux objectifs majeurs : d'une part faciliter et dynamiser la transition énergétique et d'autre part, mettre en évidence les insuffisances d'une transition exclusivement basée sur la technologie. Il étudie la transition énergétique sous l'angle des besoins en stockage, notamment sous forme de e-fuels. Pour cela il participe au développement de l'outil de simulation EnergyScope TD.*

Un système énergétique permet de satisfaire, à partir de sources d'énergies primaires, les besoins en chaleur, en électricité et en mobilité des acteurs d'un territoire. Les enjeux climatiques imposent un changement rapide et radical des sources d'énergie actuellement exploitées. En conséquence, l'ensemble du système doit être adapté, voire réinventé. Cela génère de nombreuses interrogations auxquelles les modèles de planification énergétique essaient de répondre en proposant des scénarios de transition du système actuel vers une société bas carbone en 2050. EnergyScope TD est un tel modèle. Il minimise, pour une région, le coût de la transition sous la contrainte d'une trajectoire d'émissions de gaz à effet de serre. Il est principalement développé par l'EPFL et l'UCLouvain pour générer des trajectoires de transition et identifier les technologies clés des futurs systèmes énergétiques. Après avoir décrit le cadre de la modélisation des systèmes énergétiques, le modèle EnergyScope sera présenté. Son application aux cas de la Belgique et de l'Italie sera analysée. Les développements en cours du modèle seront abordés comme la prise en compte des incertitudes ou l'importation d'énergie via l'hydrogène et ses dérivés.

## Accords de Paris : signification pour la transition vers une mobilité électrique

Mercredi 1 juin 2022 – 14h00

**CORENTIN PRIÉ**

**AUDI AG, Ingolstadt (Allemagne)**

*Corentin Prié devient Ingénieur en Mécanique et Energétique diplômé de l'INSA-Hdf en 2018. Après un Diplôme de Recherche Technologique Universitaire (DRTU) chez AUDI AG en 2019 sur le développement des énergies et carburants renouvelables, il intègre le groupe et travaille actuellement dans le service "Stratégie motorisation et châssis". Il est spécialisé dans l'analyse du potentiel technico-économique des énergies et carburants renouvelables, l'étude de l'emprunte environnementale (Life Cycle Assessment) de différentes technologies de motorisation incluant la distribution et l'utilisation d'énergies et carburants renouvelables, la simulation de la flotte de véhicules individuels concernant sa consommation d'énergie et l'impact environnemental résultant à long terme ainsi que l'optimisation et l'analyse de scénarios pour réaliser les accords climatiques de Paris.*

La réalisation des objectifs climatiques de Paris dépend physiquement d'un budget restant disponible d'émissions de  $CO_2$ . Le contenu de la conférence présente les résultats d'une simulation qui mesure les conséquences des différents vecteurs énergétiques et de la flotte de véhicules existante au cours de la transition électrique de la mobilité individuelle. Basée sur une approche globale du calcul du bilan carbone (Life Cycle Assessment), celle-ci permet d'évaluer la quantité totale de  $CO_2$  qui sera émise par la mobilité individuelle en Union Européenne au cours des trois prochaines décennies, c'est-à-dire jusqu'en 2050. À l'aide de différents scénarios concernant la transition énergétique, la simulation met en avant le potentiel de contribution de certaines mesures sur la diminution de la quantité totale cumulée de  $CO_2$  émise.

Une approche similaire a été réalisée pour les États-Unis et la Chine dans le but de comparer l'emprunte carbone des trois marchés clés de l'automobile. Ces analyses sont accompagnées de l'étude du potentiel énergétique de ces régions afin de simuler des scénarios de transition énergétique à long terme.

L'outil développé permet notamment l'optimisation de la transition automobile couplée à la transition énergétique, dans le but de ne pas épuiser le budget restant disponible en  $CO_2$ . La simulation montre que ceci nécessite de décarboner rapidement l'utilisation de la flotte existante, majoritairement composée de véhicules à moteurs diesel et essence. Certains instruments du programme environnemental européen (Green Deal) permettent de le faire en favorisant la production et l'utilisation de carburants renouvelables d'origine synthétique (eFuels) ou végétale (Biofuels), et la commission européenne travaille actuellement au renforcement de ces mesures.

Enfin, une description technique des carburants synthétiques sera présentée pour clarifier leur potentiel de contribution à la réalisation des objectifs de Paris en ce qui concerne la mobilité.

Jeudi 2 juin 2022 – 14h

**VALÉRIE MASSON-DELMOTTE**

**Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement – LSCE (UMR 8212) – CEA, Saclay**

*Valérie Masson-Delmotte est paléoclimatologue au Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement (CEA-CNRS-UVSQ Paris Saclay/IPSL) et co-présidente du groupe n°1 du Giec.*

*Diplômée de l'Ecole Centrale et d'un doctorat préparé au CEA, Valérie Masson-Delmotte détient le Grand prix Etienne Roth de l'Académie des sciences avec Françoise Vimeux (2002), le prix Louis D. de l'Institut de France (obtenu de façon collective avec le thème climat du LSCE, 2004), le prix Descartes de la Commission Européenne pour la recherche collaborative transnationale (Epica, 2008), le prix d'excellence scientifique de l'UVSQ (2011) ainsi que le prix Irène Joliot-Curie de 2013 dans la catégorie « femme scientifique de l'année ». Elle a également été associée au Prix Nobel de la Paix remis à Al Gore et au Giec en 2007.*

*Depuis 2008, elle est directrice de recherche au CEA : ses travaux de recherches portent entre autres sur le changement climatique et l'impact du climat futur, la construction des modèles climatiques en fonction du passé, les archives climatiques dans les cernes d'arbres et les glaces polaires. Elle a ainsi contribué à la reconstitution de la concentration en gaz à effet de serre de l'atmosphère sur les 800 000 dernières années et a également travaillé sur l'impact du réchauffement climatique sur l'Antarctique en 2070.*

## Energie, climat et médecine curative : quand le soin menace la santé.

Vendredi 3 juin 2022 – 11h

**LAURIE MARRAULD**

**Ecole des Hautes Etudes en Santé Publique, EHESP Paris Nord, Saint-Denis**

*Laurie Marraud est Maître de Conférences à l'Ecole des Hautes Etudes en Santé Publique (EHESP) spécialisée sur la question des usages des technologies numériques en santé. Docteure en sciences de gestion, elle a réalisé sa thèse à Télécom Paris-Tech, avant d'intégrer le LGI de l'Ecole Centrale de Paris et le CRG à l'Ecole Polytechnique en tant que post-doctorante. Laurie Marraud axe ses recherches actuelles sur les conséquences de l'introduction des Technologies d'Information et de Communication (TIC) en santé dans un contexte de transition épidémiologique, démographique et socio-technique. Elle s'intéresse en particulier aux effets ambivalents des technologies selon une perspective praxéologique. Elle collabore également sur les questions de démocratie sanitaire et des TIC comme levier de l'engagement patient. Elle a initié en 2019 au Shift project un travail sur le système de santé, le climat et l'énergie publié sous le rapport "décarboner la santé pour soigner durablement" en novembre 2021.*

D'après le Lancet [1], le changement climatique représente la plus grande menace du XXIème pour la santé humaine. Les modélisations du GIEC démontrent la possibilité d'un réchauffement global planétaire allant jusqu'à 5°C en moyenne si nous n'infléchissons pas les tendances des émissions de gaz à effet de serre actuelles, ce qui se traduirait par une "menace existentielle" pour l'humanité. Dans tous les cas, un réchauffement de 2°C de température moyenne est attendu d'ici 2050, en raison du carbone déjà émis et de l'inertie du système économique. Cette élévation de 2° représenterait le début de l'insécurité alimentaire mondiale.

Les conséquences sur nos environnements et nos sociétés, induites par le changement climatique actuel et les modifications environnementales, seront nombreuses, variées dans leur forme et dans leur expression. Ces conséquences représenteront autant de situations inédites et souvent difficiles à anticiper - comme la crise sanitaire et économique de la Covid19 de probable origine environnementale - auxquelles nos sociétés doivent se préparer pour devenir résilientes.

Le système de santé et son organisation sont parties prenantes des constats énoncés ci-dessus. La position singulière du secteur de la santé dans l'économie pose la question de sa vulnérabilité potentielle, tant en tant qu'offres de soins que structures complexes dépendantes de nombreux approvisionnements énergétiques et matériels pour fonctionner. La question climatique fait émerger de multiples enjeux pour les acteurs de la santé qui devront évoluer vers un monde potentiellement "invivable et accessoirement inassurable" comme l'évoquait Henri de Castries, ex PDG d'Axa [2], si rien n'est fait.

Le système de santé doit donc anticiper deux changements majeurs. D'un côté, l'évolution de la demande de soins, liée aux effets des changements de l'environnement sur la santé des populations. De l'autre côté, la transformation de l'offre de soins liée à la double contrainte carbone, c'est-à-dire réduire l'intensité carbone de l'activité de soins et trouver des substituts aux ressources carbonées. Dans ce cadre, **comment assurer une accessibilité durable à la santé dans un contexte (i) d'augmentation des risques sanitaires et des besoins de santé liés aux changements environnementaux et (ii) de tension sur les ressources ?**

[1] Costello A., Abbas M., Allen A. et al., Managing the health effects of climate change. The Lancet. 2009 ; 373 : 1693-1733.

[2] <https://theconversation.com/une-fonction-achats-qui-priorise-lecologie-dans-ses-indicateurs-dynamise-la-performance-economique-de-lentreprise-158087>

## **Ateliers**

### **Pratiques pédagogiques en thermique**

Mercredi 1 juin 2022 – 16h30

| **MARIE-CHRISTINE DULUC – LAFSET, CNAM, Paris**

---

### **L'apport du numérique dans la thermique**

Jeudi 2 juin 2022 – 8h30

| **FRANÇOISE BATAILLE – Université de Perpignan, PROMES (UPR 8521), Perpignan**  
| **EMMANUEL LAROCHE – ONERA, Toulouse**  
| **MARC MEDALE – Aix Marseille Université, IUSTI (UMR 7343), Aix Marseille**  
| **ADRIEN TOUTANT – Université de Perpignan, PROMES (UPR 8521), Perpignan**

---

### **Synergie entre expérience et modélisation pour la caractérisation de carburants alternatifs**

Vendredi 3 juin 2022 – 8h30

| **ALESSANDRO PARENTE – Université Libre de Bruxelles, Unité de recherche Aéro-Thermo-Mécanique, Bruxelles**

---

### **Les enjeux de la massification de la rénovation du bâtiment**

Vendredi 3 juin 2022 – 8h30

| **PHILIPPE CERS – EDF, Direction régionale Hauts-de-France, Lille**

---



## Prix Biot-Fourier

Huits contributions ont été présélectionnées pour le Prix Biot-Fourier. Les auteurs présenteront leurs travaux à l'occasion de deux sessions orales.

Le Prix Biot-Fourier sera attribué en fonction des rapports d'expertise et de la qualité des présentations orales.

---

### Radiométrie Photothermique pulsée périodique en configuration face avant pour la caractérisation thermique d'une couche de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> amorphe

Clément Chassain<sup>1,\*</sup>, Jean-Luc Battaglia<sup>1</sup>, Andrzej Kusiak<sup>1</sup>

\* ✉ : [clement.chassain@u-bordeaux.fr](mailto:clement.chassain@u-bordeaux.fr)

<sup>1</sup> I2M Bordeaux Unité TREFLE

**Mots clés** : radiométrie photothermique, excitation pulsée périodique, couches mince, conductivité thermique, résistance thermique d'interface, techniques de minimisation

(Cf. page [357](#))

---

### Une estimation exacte du forçage radiatif par la méthode de Monte-Carlo

Yaniss Nyffenegger-Péré<sup>1,\*</sup>, Stéphane Blanco<sup>1</sup>, Jean-Louis Dufresne<sup>2</sup>, Mouna El Hafi<sup>3</sup>, Vincent Eymet<sup>4</sup>, Vincent Forest<sup>4</sup>, Richard Fournier<sup>1</sup>, Nicolas Mellado<sup>5</sup>, Nada Chems Mourtaday<sup>1</sup>, Mathias Paulin<sup>5</sup>

\* ✉ : [yaniss.nyffenegger-pere@laplace.univ-tlse.fr](mailto:yaniss.nyffenegger-pere@laplace.univ-tlse.fr)

<sup>1</sup> Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE)

<sup>2</sup> Laboratoire de Météorologie Dynamique and Institut Pierre Simon Laplace (LMD/IPSL)

<sup>3</sup> Laboratoire RAPSODEE

<sup>4</sup> MesoStar

<sup>5</sup> Institut de Recherche en Informatique de Toulouse (IRIT)

**Mots clés** : Forçage des gaz à effet de serre, Transfert radiatif, Monte-Carlo, Raie-par-raie

(Cf. page [649](#))

---

## Détermination des propriétés thermiques anisotropes d'une batterie Li-ion en fonction de l'état de charge par spectroscopie d'impédance thermique

Sylvain Cailliez<sup>1,\*</sup>, David Chalet<sup>1</sup>, Philippe Mannesiez<sup>2</sup>

\* ✉ : [sylvain.cailliez@ec-nantes.fr](mailto:sylvain.cailliez@ec-nantes.fr)

<sup>1</sup> Ecole Centrale de Nantes, LHEEA Lab. (ECN/CNRS), Nantes

<sup>2</sup> CRITT M2A, Béthune

**Mots clés :** Batterie, Propriétés thermiques, Spectroscopie d'Impédance Thermique, Modèle nodal

(Cf. page [389](#))

---

## Scanning fast photothermal radiometry

Alejandro Mateos Canseco<sup>1,\*</sup>, Andrzej Kusiak<sup>1</sup>, Jean-Luc Battaglia<sup>1</sup>

\* ✉ : [alejandro.mateos-canseco@u-bordeaux.fr](mailto:alejandro.mateos-canseco@u-bordeaux.fr)

<sup>1</sup> Institut de Mécanique et d'Ingénierie, I2M

**Mots clés :** Photothermal radiometry ; Thermal conductivity ;

(Cf. page [397](#))

## Modélisation du bilan thermique d'un panneau photovoltaïque par la méthode de Monte Carlo et validation expérimentale

Thomas Villemin<sup>1</sup>, Olivier Farges<sup>1</sup>, Gilles Parent<sup>1</sup>, Rémy Claverie<sup>2</sup>, Julien Bouyer<sup>2</sup>

\* ✉ : [thomas.villemin@univ-lorraine.fr](mailto:thomas.villemin@univ-lorraine.fr)

<sup>1</sup> Université de Lorraine, LEMTA UMR 7563

<sup>2</sup> Cerema, Équipe de Recherche TEAM, 71 rue de la grande haie, 54510 Tomblaine, France

**Mots clés** : Méthode de Monte Carlo, Photovoltaïque, Conduction, Rayonnement, Convection

(Cf. page [87](#))

---

## Condensation convective à faible vitesse massique : Analyse des phénomènes thermohydrauliques locaux

Marion Beaumale<sup>1</sup>, Pascal Lavieille<sup>1</sup>, Marc Miscevic<sup>1</sup>

\* ✉ : [marion.beaumale@laplace.univ-tlse.fr](mailto:marion.beaumale@laplace.univ-tlse.fr)

<sup>1</sup> LAPLACE

**Mots clés** : condensation convective, métrologie optique, coefficient d'échange, expérimental

(Cf. page [617](#))

## Thermo-hydraulic analysis of the flat plate pulsating heat pipe tested under $\mu$ -gravity conditions

Maksym Slobodeniuk<sup>1,\*</sup>, Rajalakshmi Ravichandran<sup>2</sup>, Remi Bertossi<sup>3</sup>, Vincent Ayel<sup>2</sup>, Cyril Romestant<sup>2</sup>, Yves Bertin<sup>2</sup>

\* ✉ : [maksym.slobodeniuk@ensma.fr](mailto:maksym.slobodeniuk@ensma.fr)

<sup>1</sup> IPSA ; ISAE-ENSMA

<sup>2</sup> ISAE-ENSMA

<sup>3</sup> IPSA

**Mots clés** : Pulsating Heat Pipe, Microgravity, Thermal Performance, Flow Transition

(Cf. page [625](#))

---

## Influence des propriétés des grains sur la conductivité thermique d'un lit de poudre d'alumine $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Jordan Letessier<sup>1,\*</sup>, Jean-Laurent Gardarein<sup>2</sup>, Jean-Mathieu Vanson<sup>3</sup>, Christelle Duguay<sup>3</sup>, Fabrice Rigollet<sup>2</sup>, Aimen E. Gheribi<sup>4</sup>, Jérôme Vicente<sup>2</sup>

\* ✉ : [jordan.letessier@univ-amu.fr](mailto:jordan.letessier@univ-amu.fr)

<sup>1</sup> CEA,DES,IRESNE,DEC,Cadarache et laboratoire IUSTI Technopôle Château-Gombert

<sup>2</sup> Laboratoire IUSTI Technopôle Château-Gombert

<sup>3</sup> CEA,DES,IRESNE,DEC,Cadarache

<sup>4</sup> Polytechnique Montréal, Montréal, QC, H3C 3A7, Canada

**Mots clés** : caractérisation de propriétés thermiques, diffusivité, conductivité thermique, méthode inverse, tomographie à rayon X, alumine, simulation FFT

(Cf. page [673](#))

# Table des matières

<b>I Préface</b>	<b>iii</b>
<b>Parrainages</b>	<b>v</b>
<b>Comité d'organisation</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des relecteurs</b>	<b>xi</b>
<b>Le mot du comité d'organisation</b>	<b>xiii</b>
<b>Programme</b>	<b>xv</b>
<b>Prix Biot-Fourier</b>	<b>xxiii</b>
Radiométrie Photothermique pulsée périodique en configuration face avant pour la caractérisation thermique d'une couche de Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> amorphe . . . . .	xxiii
Une estimation exacte du forçage radiatif par la méthode de Monte-Carlo . . . . .	xxiii
Détermination des propriétés thermiques anisotropes d'une batterie Li-ion en fonction de l'état de charge par spectroscopie d'impédance thermique . . . . .	xxiv
Scanning fast photothermal radiometry . . . . .	xxiv
Modélisation du bilan thermique d'un panneau photovoltaïque par la méthode de Monte Carlo et validation expérimentale . . . . .	xxv
Condensation convective à faible vitesse massique : Analyse des phénomènes thermohydrauliques locaux . . . . .	xxv
Thermo-hydraulic analysis of the flat plate pulsating heat pipe tested under $\mu$ -gravity conditions . . . . .	xxvi
Influence des propriétés des grains sur la conductivité thermique d'un lit de poudre d'alumine $\alpha$ -Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . .	xxvi
<b>Table des matières</b>	<b>xxvi</b>
<b>II Textes complets</b>	<b>1</b>
<b>Tome 1</b>	<b>3</b>
<b>1 Divers</b>	<b>3</b>

Gas flow and heat transfer CFD modeling in microchannels . . . . .	5
Etude théorique d'un écoulement bulle-bouchon dans un micro canal rectangulaire : Comparaison entre les différents niveaux de modélisation . . . . .	13
Apport de la télédétection dans la modélisation numérique du microclimat urbain à l'échelle du quartier . . . . .	21
Caractérisation et localisation de l'endommagement dans les matériaux sous contrainte thermique : application de l'émission acoustique . . . . .	29
Linear stability analysis of a ferrofluid in a radially heated concentric cylindrical annulus with an applied magnetic field . . . . .	37
Vers la mise en place de références métrologiques en capacité thermique massique par calorimétrie à chute jusqu'à 3000 °C . . . . .	45
Develop 800V battery architecture to speed up electric vehicle charging : trade-off between charging infrastructure cost and time spent in station . . . . .	53
<b>2 Energétique</b>	<b>61</b>
Production d'électricité par valorisation énergétique des effluents de station d'épuration . . . . .	63
Etude d'une nouvelle configuration d'un moteur Ericsson à piston liquide libre . . . . .	71
Etude d'un système de valorisation de l'énergie thermique des routes pour les besoins des bâtiments . . . . .	79
Modélisation du bilan thermique d'un panneau photovoltaïque par la méthode de Monte Carlo et validation expérimentale . . . . .	87
Optimisation multicritère des performances exergetique, environnementale et économique d'un stockage thermique de type thermocline en fonction des taux de cut-off en charge et en décharge . . . . .	95
Production thermique d'électricité et cycles thermodynamiques alternatifs . . . . .	103
Etude expérimentale et numérique d'un Cycle de Rankine à fluide Organique (ORC) appliqué aux Réacteurs à Eau Pressurisés (REP) . . . . .	111
Can flashback be avoided with humidification in an original micro Gas Turbine combustor ? – 1D predeterminations and LES validation . . . . .	119
Modélisation et analyse paramétrique d'une machine Stirling frigorifique . . . . .	129
Analyse des performances de combustion de gaz synthétiques non-conventionnels dans une micro turbine à gaz . . . . .	137
<b>3 Modes de transfert</b>	<b>147</b>
Influence du rapport de forme sur la convection naturelle de double diffusion dans un mélange gazeux non-gris . . . . .	149
Etude expérimentale des instationarités au sein d'un écoulement de convection naturelle dans une cavité cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé . . . . .	159
Caractérisation expérimentale des transferts de chaleur dans un canal d'eau avec changement de phase . . . . .	167
Etude CFD de l'impact des conditions d'injection pour un stockage thermocline en eau . . . . .	175
Hétérogénéité des modes de transferts convectifs au sein des centrales solaires photovoltaïques . . . . .	183

Contribution à l'étude expérimentale et numérique de l'écoulement d'air dans une fenêtre pariétodynamique chauffante . . . . .	191
Cavity size influence on Rayleigh-Bénard convection under the effect of wall and gas radiation . . . . .	199
Caractérisation des cinétiques de cristallisation du poly(éther éther cétone) (PEEK) par mesure de la chaleur spécifique en calorimétrie différentielle à balayage rapide . . . . .	207
Modélisation de la cinétique de cristallisation d'un matériau à changement de phase dopé en conductivité par méthode inverse . . . . .	215
Premiers résultats d'échauffement et d'usure d'un banc représentatif du contact électrique glissant caténaire-pantographe . . . . .	223
Formulation et caractérisation thermophysique et mécanique d'un mortier renforcé par des fibres naturelles végétales de Posidonia-Oceanica et animales de Plumes de Poulet . . . . .	233
<b>4 Modélisation et Simulation Numérique</b>	<b>241</b>
Conductivité thermique d'une céramique affectée par un réseau de fissures localisées aux joints de granulats : simulations 2D de l'effet d'une distribution bimodale de taille de granulats . . . . .	243
Furnace thermal piloting management in siderurgy . . . . .	251
Modélisation thermique d'un matériau composite semi-transparent soumis un laser de haute énergie . . . . .	261
Large Eddy Simulation of Turbulent Combustion using Adaptive Mesh Refinement in a typical Micro GasTurbine Combustor . . . . .	269
Identification de modèles paramétriques monodimensionnels d'un four de brasage et de sa charge . . . . .	277
Comparaison de méthodes de modélisation système d'un stockage de vapeur par Matériaux à Changement de Phase . . . . .	285
Modélisation du chauffage de polymères par micro-ondes : approches numérique et expérimentale . . . . .	293
Simulation du refroidissement d'une zone représentative d'un assemblage de cœur de REP par un écoulement dispersé vapeur/gouttes . . . . .	305
Simulation numérique de dépôts de particules dans un échangeur par approche Euler – Lagrange . . . . .	313
Insight into prediction of unsteady forced convection in a porous straight channel subjected to an inlet flow modulation : A REV lattice Boltzmann investigation . . . . .	321
A REV-scale assessment of metal foam porosity effect on a PCM's melting in an latent heat energy storage unit . . . . .	329
Tests et améliorations de modèles mixtes de Simulation des Grandes Échelles d'un écoulement à fort nombre de Reynolds en canal asymétriquement chauffé . . . . .	339
<b>Tome 2</b>	<b>347</b>
<b>5 Métrologie et Techniques Inverses</b>	<b>347</b>
Mesure de la conductivité thermique des métaux à température cryogénique . . . . .	349

Radiométrie Photothermique pulsée périodique en configuration face avant pour la caractérisation thermique d'une couche de Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> amorphe . . . . .	357
Étude de l'ébullition en mini-canal vertical : analyse du transfert de chaleur par méthode inverse . . . . .	365
Optimal sensor location for inverse heat conduction problem in multilayered building walls .	373
Influence des échanges radiatifs sur l'identification du coefficient d'échange thermique à l'interface verre/outil . . . . .	381
Détermination des propriétés thermiques anisotropes d'une batterie Li-ion en fonction de l'état de charge par spectroscopie d'impédance thermique . . . . .	389
Scanning fast photothermal radiometry . . . . .	397
Mesure de températures sur des corps opaques à hautes températures par méthodes multi-spectrales . . . . .	407
Observation and Quantification of CO <sub>2</sub> passive degassing at sulphur Banks from Kilauea Volcano using thermal Infrared Multispectral Imaging . . . . .	415
Méthode de détection sans contact des effets de l'érosion éolienne sur un verre sodocalcique . . . . .	423
Tricouches symétriques pour la caractérisation thermique de couches minces par méthode opto-électrothermique . . . . .	431
Contrôle non destructif quantitatif 1D de matériaux opaques par thermographie infrarouge biface et méthodes de températures duales . . . . .	443
<b>6 Thermique appliquée</b>	<b>451</b>
Etude numérique du stockage latent d'énergie thermique dans un échangeur-stockeur innovant pour l'amélioration des performances énergétiques des bâtiments . . . . .	453
Évaluation expérimentale du potentiel de la climatisation par eau de mer (SWAC) en climat tropical . . . . .	461
Etude de la cuisson par contact d'un produit céréalier . . . . .	469
Étude d'une mousse métallique associée à un réseau de caloducs pour améliorer le contrôle thermique de moules d'injection . . . . .	477
Méthodologie de dimensionnement d'un dissipateur thermique pour les dernières générations de convertisseurs de puissance . . . . .	485
Modèle semi-analytique d'un caloduc capillaire cylindrique en régime transitoire avec conditions aux limites de flux imposés . . . . .	493
Influence d'un écoulement souterrain sur les performances d'un système de fondations géothermiques . . . . .	501
Optimisation multicritère d'un système solaire thermique avec un stockage inter-saisonnier	511
Étude expérimentale à échelle réduite d'un bassin de toit – performance de rafraîchissement en climat océanique . . . . .	519
Quench water quality thermal impact estimation . . . . .	527
Approche expérimentale du phénomène d'adhésion lors de la mise en forme de produits verriers : étude de l'échange thermique et détermination de l'effort de retrait . . . . .	535
Etude de la combinaison de panneaux aérovoltaiques améliorés et d'un bâtiment énergétiquement performant . . . . .	543

Développement d'un dispositif expérimental de surmoulage permettant la mesure de la résistance thermique de contact pièce polymère/pièce polymère en conditions industrielles . . . . .	551
Prise en compte du confort des usagers dans les projets de réhabilitation . . . . .	559
Analysis on applicability of phase change material glazing unit in different climate conditions	567
Efficacité énergétique et consommation d'eau associés à différentes techniques de refroidissement évaporatif appliquées à un condenseur de climatisation . . . . .	575
Correlation between field-test and laboratory results for a Proton Exchange Membrane Fuel Cell (PEMFC) used as a residential cogeneration system . . . . .	583
3E analysis of a hybrid renewable energy system . . . . .	591
Analyse du risque sanitaire provoqué par l'utilisation d'un échangeur air-sol (EAHE) . . . .	599
Etude expérimentale des performances thermiques d'un mur Trombe . . . . .	607
<b>7 Transferts en milieux hétérogènes</b>	<b>615</b>
Condensation convective à faible vitesse massique : analyse des phénomènes thermohydrauliques locaux . . . . .	617
Thermo-hydraulic analysis of the flat plate pulsating heat pipe tested under $\mu$ -gravity conditions . . . . .	625
Ébullition en film sous flux solaire concentré . . . . .	633
Encapsulation de matériaux à changement de phase dans un emballage alimentaire . . . .	641
Une estimation exacte du forçage radiatif par la méthode de Monte-Carlo . . . . .	649
Étude du comportement de mouillage d'une goutte d'eau sur une surface superhydrophobe en fonction de la température et de l'humidité . . . . .	657
Modélisation des performances thermiques d'un évaporateur solaire . . . . .	665
Influence des propriétés des grains sur la conductivité thermique d'un lit de poudre d'alumine $\alpha$ -Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . .	673
Project of a pressure stabilizing system for fast boiling experiments . . . . .	681
Caractérisation des performances de poreux céramiques bicouches pour boucles diphasiques à pompage capillaire . . . . .	689
Analyse des transferts thermiques lors de la convection forcée d'un gaz en milieu microporeux . . . . .	697
<b>III Annexes</b>	<b>705</b>
<b>Liste des auteurs</b>	<b>707</b>



## **Deuxième partie**

## **Textes complets**



# Thème 1

## Divers

---

Gas flow and heat transfer CFD modeling in microchannels . . . . .	5
Etude théorique d'un écoulement bulle-bouchon dans un micro canal rectangulaire : Comparaison entre les différents niveaux de modélisation . . . . .	13
Apport de la télédétection dans la modélisation numérique du microclimat urbain à l'échelle du quartier . . . . .	21
Caractérisation et localisation de l'endommagement dans les matériaux sous contrainte thermique : application de l'émission acoustique . . . . .	29
Linear stability analysis of a ferrofluid in a radially heated concentric cylindrical annulus with an applied magnetic field . . . . .	37
Vers la mise en place de références métrologiques en capacité thermique massique par calorimétrie à chute jusqu'à 3000 °C . . . . .	45
Develop 800V battery architecture to speed up electric vehicle charging : trade-off between charging infrastructure cost and time spent in station . . . . .	53

---



# Gas flow and heat transfer CFD modeling in microchannels

Abdelhamid BLIDIA<sup>1\*</sup>, Jean KOVCHAR<sup>2</sup>, François LANZETTA<sup>1</sup>, Magali BARTHES<sup>2</sup>, Michel DE LABACHELERIE<sup>2</sup>

<sup>1</sup>FEMTO-ST, FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS, ENERGY Department, Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort.

<sup>2</sup>FEMTO-ST, FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS, MN2S Departement, 15B avenue des Montboucons, 25030 Besançon.

\*(Corresponding author: [abdelhamid.blidia@femto-st.fr](mailto:abdelhamid.blidia@femto-st.fr))

**Abstract** – In this study, a CFD analysis was performed to investigate the heat transfer and fluid friction characteristics of a micro regenerator in order to be integrated in a micro Stirling engine. The simulations were conducted using the commercial software ANSYS-FLUENT. The gas flow is set to be incompressible and viscous under laminar unidirectional steady flow conditions for low Reynolds number ( $Re < 100$ ). The results are validated by comparing the friction factor and the heat transfer coefficient predicted by simulation with available experimental results.

**Keywords:** Microfluidics; Heat transfer; Pressure drop; Numerical Simulations

## Nomenclature

$C_f$	Darcy friction factor	$T$	temperature, K
$C_p$	specific heat capacity, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	$u$	velocity, $m \cdot s^{-1}$
$D_h$	hydraulic diameter, m	<i>Greek symbols</i>	
$\Delta P$	pressure drop, bar	$\alpha$	thermal diffusivity, $m^2 \cdot s^{-1}$
$h$	heat transfer coefficient, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	$\mu$	dynamic viscosity, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
$Kn$	Knudsen number	$\rho$	bulk density, $kg \cdot m^{-3}$
$l$	length, m	$\lambda$	thermal conductivity, $m^2 \cdot s^{-1}$
$Ma$	Mach number	$\nu$	kinematic viscosity, $m^2 \cdot s^{-1}$
$Nu$	Nusselt number	<i>Indices and exhibitor</i>	
$P$	pressure, bar	$f$	fluid
$Pe$	Peclet number	$m, n$	vector component
$Pr$	Prandtl number	$w$	wall
$Re$	Reynolds number		

## 1. Introduction

With the intensifying of global energy crisis and environmental deterioration, the development of renewable energy technologies becomes necessary [1]. Among various technical solutions that are being developed, Stirling engines have attracted widespread attention in recent years since they have wide energy adaptability as external combustion engines, and have a series of advantages including low noise, high theoretical efficiency, low environmental pollution, and simple structures [2]. However, the Stirling engines performances are relatively lower than those of internal combustion engines due the numerous irreversible losses, which has limited their further development and application. Therefore, the design and optimization of Stirling engines with high efficiency are of great value for facilitating the application of Stirling engines, and thus promoting the utilization of renewable energy and alleviating energy and environmental problems [3]. Researchers tried various ways to improve

Stirling engines and proposed several design methods, while these methods always need correlation equations to predict the performances of Stirling engines [4]. One of the concepts that is currently under study is the miniaturization of Stirling Engine which has been considered since the development of Micro Electro-Mechanical Systems (MEMS) [5]. Some components of a Miniaturized Stirling engine such as Hybrid Fluid–Membranes [6] and Micro-Regenerators [7] have already been developed, yet the study of the flow through Micro-Regenerators is still unclear and need further investigations.

In the literature, a vast amount of results can be found on microscale gas flow, although there are inconsistencies in the experimental data reported by the different researchers. Several factors can be attributed to this inconsistency: rarefaction (the slip on the surface), surface roughness, entrance effect, minor losses and compressibility.

Peiyi and Little [8] conducted one of the preliminary investigations of fluid flow characteristics in microchannels. The study was conducted using nitrogen, hydrogen and argon as working fluids, with eight different microtubes having diameters ranging from 55.81 to 83.08  $\mu\text{m}$ . The conclusion of this study was that the effect of surface roughness still affects the value of the friction factor even under laminar flow conditions. The friction factor for bends (angle  $90^\circ$  and  $135^\circ$ ) were also found with respect to Reynolds number.

Asako *et al.* [9] [10] investigated numerically pressure drop characteristics for two-dimensional compressible flow in both parallel plates and microtubes. Air and nitrogen were used as working fluid, and the hydraulic diameter was ranging between 10 and 100  $\mu\text{m}$ . The computations were performed for a low range of Reynolds number ( $Re < 500$ ) and Mach number ( $Ma < 0.4$ ), and for both no heat conduction and isothermal flow conditions. The friction factor for both microtubes and parallel plates was correlated in terms of Mach number.

Turner *et al.* [11] performed experiments to measure the friction factor of a laminar gas flow through microchannels, having a hydraulic diameter ranging from 5 to 96  $\mu\text{m}$ , with helium and nitrogen as working fluids. It was found that the friction factor was in close agreement, in the limiting case of low  $Ma$  and low  $Kn$ , with the incompressible continuum flow theory.

Kohl *et al.* [12] conducted experiments to investigate pressure drop in straight microchannels. The channels were developed with integrated pressure sensors, and with hydraulic diameters ranging from 25 to 100  $\mu\text{m}$ . The result of the study showed that the friction factor can be accurately determined by a standard numerical simulation that considers compressibility and entrance effects.

Yang *et al.* [13] investigated experimentally pressure drop and heat transfer characteristics of air flow through microtubes with inside diameter of 86 and 920  $\mu\text{m}$ . The experimental results showed that the conventional heat transfer correlation for laminar and turbulent flow can be well applied for predicting the fully developed gaseous flow heat transfer performance in microtubes.

Kim [14] performed an empirical study to explore the validity of theoretical correlations based on conventional sized channels for predicting heat transfer characteristics in microchannels. The flow resistance and thermal behavior of laminar flow through 10 different rectangular microchannels with hydraulic diameters of 155–580  $\mu\text{m}$  and aspect ratios of 0.25–3.8 at Reynolds numbers ranging from 30 to 2500 were investigated. The results showed that Nusselt number began to exceed the theoretical values for  $Re > 180$ .

These studies indicated that scaling effects have important impacts on heat transfer and fluid flow characteristics. While there is no widely recognized conclusion, especially in correlations for heat transfer coefficient and friction factor. Besides, most of the above experimental studies were carried out using a steady unidirectional flow, which is not the one

commonly used in the Stirling engine, on the contrary of the unsteady oscillating flow. The initial purpose of the current investigation was to determine the validity of the standard continuum-based models for microchannel flows where  $Kn < 0.01$  by comparing with the available data in the literature. Additionally, the proposed model was used to estimate heat transfer and fluid flow characteristics at low Reynolds number  $Re < 100$  for different microchannels.

## 2. Geometry configuration and CFD modeling

### 2.1. Description of computational model

The computational model used for the analysis of heat transfer and fluid flow characteristics in microchannels is based on the following assumptions:

- steady state flow,
- laminar flow,
- incompressible flow,
- single phase flow,
- radiation heat transfer is neglected.

The computational domain consisted of a straight main channel with a square-shaped cross-section placed between a contraction and expansion regions at the inlet and the outlet of the microchannel. Figure 1 shows a schematic of the computational domain. The hydraulic diameter  $D_h$  and the length  $l$  of the duct varied from 100  $\mu\text{m}$  to 1 mm and from 10 mm to 50 mm, respectively. The working fluids used for the numerical calculation are: Air, Helium, Hydrogen and Nitrogen.

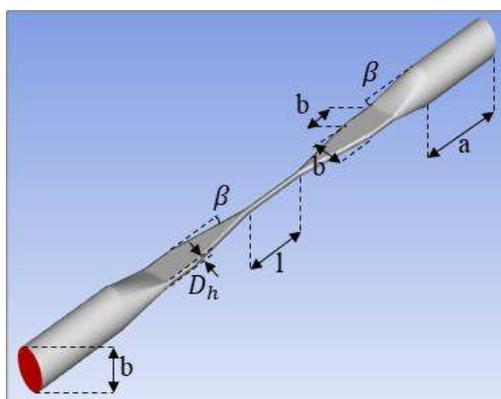


Figure 1: Computational fluid-dynamics domain ( $a=20\text{ mm}$ ,  $b=5\text{ mm}$ ,  $\beta=10^\circ$ )

### 2.2. CFD setup and Boundary Conditions

The numerical investigations are performed by using the commercial software ANSYS. ANSYS Design Modeler is used to prepare the fluid domain for the numerical analysis. The grid is generated with ANSYS MESH, and then the meshed model is exported to ANSYS FLUENT. The element generated for this simulation is tetrahedral/hybrids mesh with non-uniform distribution and boundary layer mesh at the wall. The pressure-based type and absolute velocity formulation is chosen as a solver in the general setup. The convergence limit is taken of  $10^{-6}$  for relative deviation of continuity, velocity components and energy to ensure sufficient accuracy for numerical results. Isothermal and adiabatic conditions are applied at the wall to study both heat transfer and fluid flow characteristics, respectively. A uniform velocity is imposed at the inlet and a fixed pressure of 1.01325 bar is applied at the outlet. The temperature inside the microchannel is taken as 300 K, at the beginning.

### 2.3. Governing equations

The steady incompressible flow in microchannels is governed by the continuity, momentum, and energy equations. With assumptions of steady state and viscous gas flow, the governing equations for the CFD analysis can be described as follows [15].

Continuity equation:

$$\frac{\partial u_n}{\partial x_n} = 0 \quad (1)$$

Momentum equation:

$$\frac{\partial}{\partial x_n} (\rho_f u_m u_n) = -\frac{\partial p}{\partial x_m} + \frac{\partial}{\partial x_n} \mu_f \left( \frac{\partial u_m}{\partial x_n} + \frac{\partial u_n}{\partial x_m} \right) \quad (2)$$

Energy equation:

$$\rho_f C_{p_f} u_n \frac{\partial T}{\partial x_n} = \frac{\partial}{\partial x_n} \left( k_f \frac{\partial T}{\partial x_n} \right) \quad (3)$$

The physical properties of the fluids are supposed to be constant (Table 1) except the density for which the ideal gas approximation is considered.

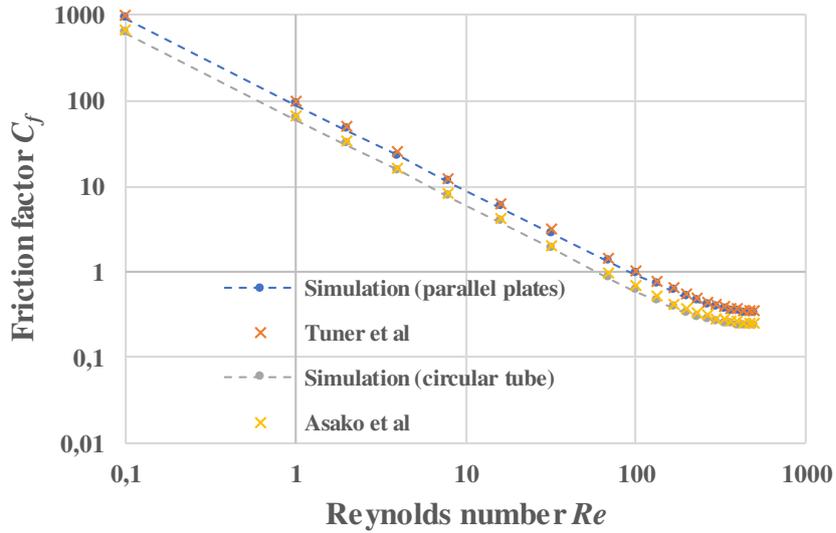
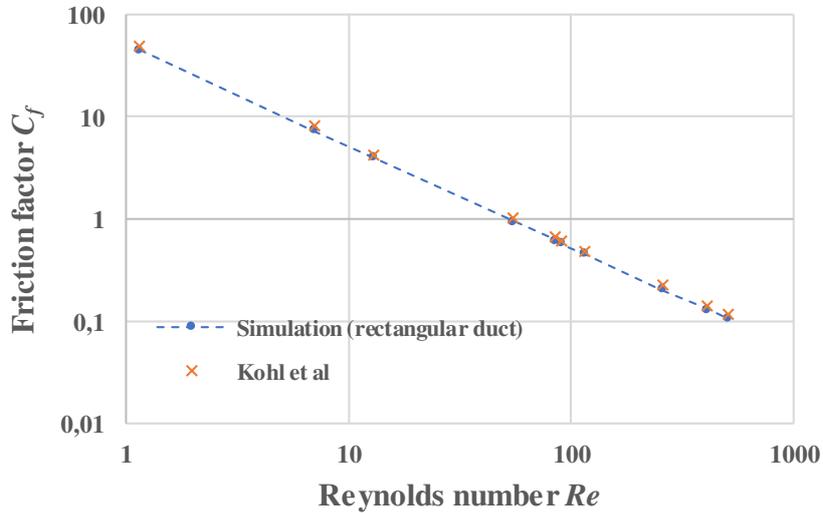
	<i>Specific heat capacity</i> $C_p$ (J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	<i>Dynamic viscosity</i> $\mu$ (10 <sup>-5</sup> kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	<i>Thermal conductivity</i> $\lambda$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )
Air	1006.5	1.789	0.024
He	5193.0	1.990	0.152
H <sub>2</sub>	14283.0	0.841	0.167
N <sub>2</sub>	1139.7	1.802	0.026

Table 1: *Thermophysical properties of working gases*

## 3. NUMERICAL RESULTS AND DISCUSSION

### 3.1. Comparative analysis and Grid independence of the solution

In order to ensure the relevance of the proposed model, a comparative analysis is performed between the numerical results and experimental data obtained in the literature. Three geometries are investigated: parallel plates, microtube and microchannel with rectangular cross-section. Figure 2 and 3 illustrate the variation of the friction factor in terms of Reynolds number and Mach number for the different geometries. The results show a good agreement with the correlations obtained in the literature (the average relative difference is less than 5%). Therefore, the proposed model can be well applied for predicting the fluid flow and heat transfer in microchannels.


 Figure 2: Variation of the friction factor  $C_f$  in terms of Reynolds number  $Re$ 

 Figure 3: Variation of the friction factor  $C_f$  in terms of Reynolds number  $Re$ 

In order to consider appropriate grid size for the present study, a grid independent test is performed with different sizes of meshes and Reynolds number of 10. First, the initial mesh is generated with 25000 elements. Subsequently, the mesh is refined until the relative difference between the two successive results reached below 5%. The variation of the average velocity of the gas in the microchannel is chosen as criterion to determine the adequate mesh size. It has been concluded from this study that a mesh with 1.6 million elements allows to obtain mesh-independent results for cases under investigation.

Mesh	Element size (mm)	Number of layers at the wall
1	0.1	10
2	0.075	13
3	0.05	15
4	0.025	17
5	0.01	20

Table 2: Element size and number of layers at the wall for the different sizes of mesh

### 3.2. Fluid flow

Figures 4 and 5 show the pressure drop along the microchannel in terms of inlet velocity for different working fluids and the friction factor in terms of Reynolds number  $Re$  for different hydraulic diameters  $D_h$ , respectively.

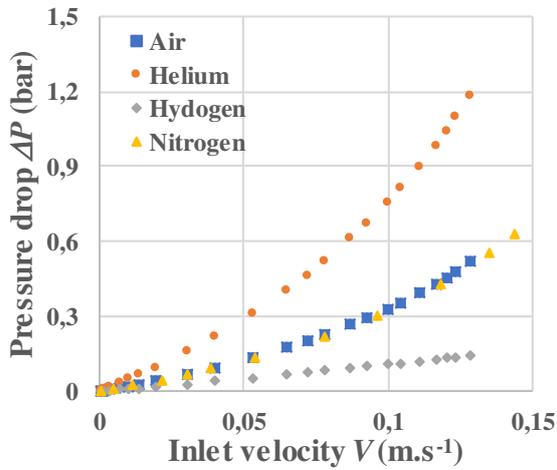


Figure 4: Pressure drop versus inlet velocity for different working fluids

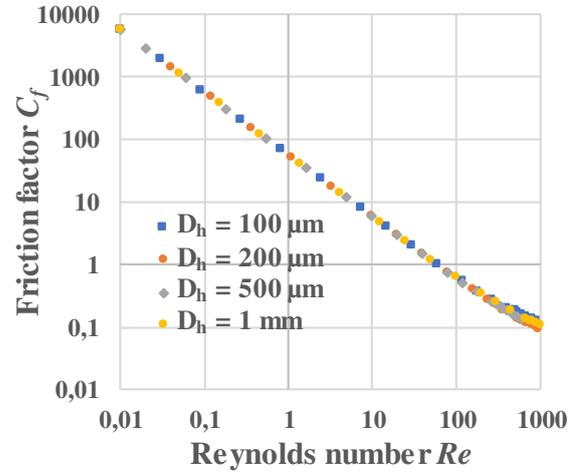


Figure 5: Friction factor in terms of Reynolds number for different  $D_h$

According to the results obtained, it clearly appears that helium has the highest pressure drop among the four gases since it is the most viscous gas.

### 3.3. Heat transfer

In this section, the heat transfer characteristics in the microchannel are presented as an average value of the heat transfer coefficient and the Nusselt number  $Nu$  calculated using the log-mean temperature difference. It should be noted that a constant temperature condition was applied at the wall boundaries.

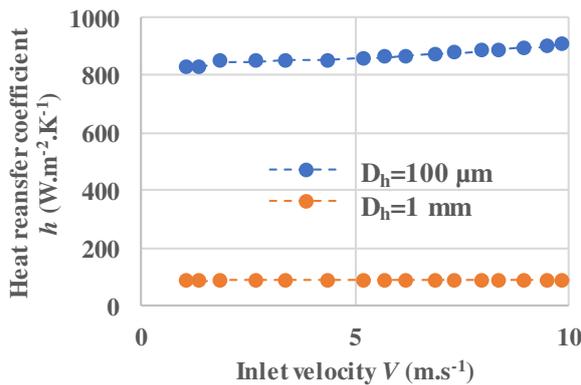


Figure 6: Heat transfer coefficient versus inlet velocity  $V$  for different working fluids

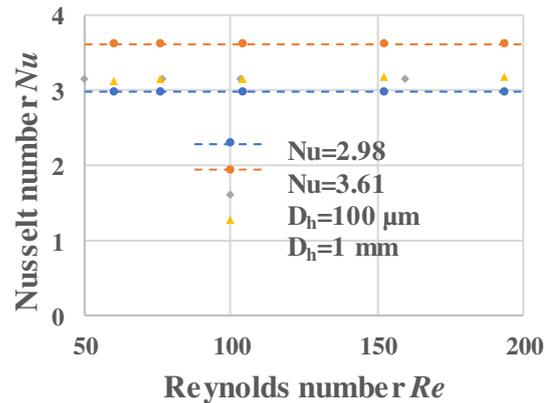


Figure 7: Nusselt number in terms of Reynolds number for different  $D_h$

Figure 6 shows the convective heat transfer coefficients with constant wall temperature at various inlet velocity for microchannels with 100  $\mu\text{m}$  and 1 mm of  $D_h$ . According to the results, the maximum heat transfer coefficient  $h$  obtained is about 900  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  at the wall temperature of 90°C and a hydraulic diameter of 100  $\mu\text{m}$  as illustrated in Figure 6.

Figure 7 shows the Nusselt number in terms of Reynolds number, compared with theoretical values with a constant wall temperature ( $Nu = 2.98$ ) and a constant heat flux ( $Nu = 3.61$ ). From the results, it can be observed that the Nusselt number is relatively in good agreement with the values predicted by the correlations for the flow in macro channels.

## 4. Conclusion

In this paper, a numerical study was investigated aimed at determining the fluid friction and heat transfer characteristics in square cross-section microchannels at different inlet conditions. ANSYS-FLUENT software was used to carry out the computational fluid dynamics modelling. The numerical model was first compared with some previous results obtained in the literature in order to improve the accuracy of the numerical simulations before being used in the current study.

By comparing the results, it can be concluded that there are many factors which affect the value of the friction factor in small channels. For low Reynolds number ( $Re < 100$ ), it was found that there is no significant variation of the friction factor for the different channels simulated but as the Reynolds number increases it appears a certain dispersion between the values. For a given channel, it was observed that the friction factor increases beyond the analytic prediction for laminar flow as the Reynolds number increases.

As for the heat transfer, it was found that the conventional correlation for laminar flow can be well applied for predicting the fully developed air flow heat transfer in microchannel. It was also observed that the total temperature is higher than the wall temperature this is caused by the additional heat transfer between the gas and the wall since gas static temperature decrease because of conversion of thermal energy into kinetic energy.

## References

- [1] E. Santoyo, R. Best and M. L. de Haro, The third International Symposium on Renewable Energy and Sustainability (ISRES 2015), Elsevier, 2017.
- [2] M. Yu, F. Xin, X. Lai, H. Xiao, Z. Liu and W. Liu, Study of oscillating flows through a novel constructal bifurcation Stirling regenerator, *Applied Thermal Eng.*, 184, (2021), 116413
- [3] B. Kongtragool and S. Wongwises, A review of solar-powered Stirling engines and low temperature differential Stirling engines, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 7, (2003), 131-154.
- [4] G. Xiao, H. Peng, H. Fan, U. Sultan and M. Ni, Characteristics of steady and oscillating flows through regenerator, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 108, (2017), 309-321.
- [5] L.-L. Lemaire, Miniaturized Stirling engines for waste heat recovery, McGill University (Canada), (2012).
- [6] R. Chutani, F. Formosa, M. De Labachellerie, A. Badel and F. Lanzetta, The design, fabrication and characterization of fluidic membranes for micro-engines with the aim of frequency lowering, *J. of Micromechanics and Microengineering*, 26, 12, (2016), 124009.
- [7] E. Dellali, S. Bégot, F. Lanzetta, E. Gavignet and J.-Y. Rauch, Pressure drop analysis of oscillating flows through a miniature porous regenerator under isothermal and nonisothermal conditions, *Exper. Thermal and Fluid Science*, vol. 103, 2019.
- [8] W. Peiyi and W. A. Little, Measurement of friction factors for the flow of gases in very fine channels used for microminiature Joule-Thomson refrigerators, *Cryogenics*, 23, 5, (1983), 273-277.
- [9] Y. Asako, T. Pi, S. E. Turner and M. Faghri, Effect of compressibility on gaseous flows in micro-channels, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 46, 16, (2003), 3041-3050.

- [10] Y. Asako, K. Nakayama and T. Shinozuka, Effect of compressibility on gaseous flows in a micro-tube, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 48, 23-24, (2005), 4985-4994
- [11] S. E. Turner, L. C. Lam, M. Faghri and O. J. Gregory, Experimental investigation of gas flow in microchannels, *J. Heat Transfer*, 126, 5, (2004), 753-763.
- [12] M. J. Kohl, S. I. Abdel-Khalik, S. M. Jeter and D. L. Sadowski, An experimental investigation of microchannel flow with internal pressure measurements, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 48, 8, (2005), 1518-1533.
- [13] C.-Y. Yang, C.-W. Chen, T.-Y. Lin and S. G. Kandlikar, Heat transfer and friction characteristics of air flow in microtubes, *Exp. Thermal and Fluid Sci.*, 37, (2012), 12-18.
- [14] B. Kim, An experimental study on fully developed laminar flow and heat transfer in rectangular microchannels, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 62, (2016), 224-232.
- [15] I. ANSYS, «ANSYS fluent 12.0 User's Guide,» New Hampshire: ANSYS INC, 2009.

### **Acknowledgments**

This work has been supported by the EIPHI Graduate School (contract ANR-17-EURE0002), and the Région Bourgogne-Franche-Comté.

# Etude théorique d'un écoulement bulle-bouchon dans un micro canal rectangulaire : Comparaison entre les différents niveaux de modélisation

Thibault VAN'T VEER<sup>1,2\*</sup>, Alessandro SEMERARO<sup>2</sup>, Vincent AYEL<sup>2</sup>, Mouad DINY<sup>1</sup>, Yves BERTIN<sup>2</sup>

1 Stellantis – Site de Carrières sous Poissy, 78955 Carrières sous Poissy, France

2 Pprime Institute CNRS – ENSMA – Université de Poitiers, UPR 3346, 86961 Futuroscope-Chasseneuil, France

\*(auteur correspondant : thibault.vantveer@stellantis.com)

**Résumé** - Une modélisation fine et détaillée des Pulsating Heat Pipe (PHP) demeure un exercice encore relativement complexe. Ainsi la présente étude se concentre sur une branche unitaire d'un PHP plat de section rectangulaire dans laquelle évolue une bulle de vapeur intercalée entre deux bouchons liquides. L'analyse de la croissance de la bulle de vapeur pour plusieurs niveaux de modélisation et différents fluides montre des comportements différents qui mettent en avant l'importance de certaines propriétés thermodynamiques propres au fluide de travail. L'analyse des transferts de masse par évaporation donne un classement relatif des fluides au regard du déplacement du bouchon liquide.

## Nomenclature

$A_{int}$	Surface transversale, $m^2$	$u$	Vitesse, $m.s^{-1}$
$c_v$	Chaleur spécifique, $J.kg^{-1}K^{-1}$	$V$	Volume, $m^3$
$D_h$	Diamètre hydraulique, $m$	$Z$	Facteur de compressibilité, -
$G$	Force de gravité, $N$	<i>Symboles grecs</i>	
$H_v$	Coefficient d'échange, $W.m^{-2}K^{-1}$	$\Delta$	Différence
$h_{lv}$	Chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$	$\delta$	Epaisseur, $m$
$L$	Longueur, $m$	$\lambda$	Conductivité thermique, $W.m^{-1}K^{-1}$
$m$	Masse, $kg$	$\mu$	Viscosité dynamique, $Pa.s$
$Nu$	Nombre de Nusselt, -	$\rho$	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
$P$	Pression, $Pa$	$\sigma$	Tension de surface, $N.m^{-1}$
$\mathcal{P}$	Périmètre, $m$	<i>Indices et exposants</i>	
$Q_{lat}$	Transfert par chaleur latente, $W$	flm	film liquide
$Q_{sens}$	Transfert par chaleur sensible, $W$	l	liquide
$r$	Constant des gaz parfaits, $J.kg^{-1}K^{-1}$	sat	saturation
$S$	Surface, $m^2$	v	vapeur
$T$	Température, $K$	w	wall

## 1. Introduction

Dans un contexte d'électrification de la chaîne de traction des véhicules, la bonne gestion thermique des différents organes nécessite des solutions adaptées à l'environnement et aux différents cas de vie du véhicule. Une des solutions techniques retenue pour répondre à ce besoin repose sur l'utilisation de caloduc oscillant plat (Flat Plate Pulsating Heat Pipe, FPHP) : il s'agit d'un système de refroidissement passif composé d'un tube (ou d'un canal usiné dans une plaque métallique pour les FPHPs) de dimension capillaire et enroulé sur lui-même plusieurs fois entre une source chaude et une source froide. Il est rempli d'un fluide de travail à l'état de saturation et réparti sous forme de bouchons liquides et bulles de vapeur. Un tel système est rendu complexe par les instabilités régissant le caractère dit oscillatoire du fluide de travail, auxquelles se rajoutent les transferts de chaleur entre le liquide, la vapeur et la paroi

du PHP. L'apparition des sites de nucléation, qu'ils soient cotés évaporateur ou condenseur, sont un autre aspect difficilement prédictible pour étudier le comportement global du PHP.

Plusieurs travaux font état de la modélisation globale d'un PHP sous différentes approches. Les travaux de Yoon et al. [1] portent sur un micro PHP plat constitué de cinq branches en configuration verticale favorable ("bottom heated mode", BHM). Un modèle numérique masse/ressort permet de modéliser le comportement oscillatoire des bouchons liquides avec un déphasage de  $2\pi/5$  en concordance avec une étude expérimentale. L'identification des constantes caractéristiques des équations de mouvement et d'énergie leur ont permis de faire le lien entre les transferts thermiques et le mouvement des bouchons liquides en passant par les propriétés thermodynamiques du fluide.

Une seconde approche consiste en la discrétisation spatiale du système. Rouaze et al. [2] compare des résultats expérimentaux sur un caloduc oscillant tubulaire avec un modèle numérique 1D. Le maillage est fixe et la différence est faite entre les éléments contenant, soit uniquement du liquide, de la vapeur, ou la coexistence des deux phases, ce qui a permis de prédire les performances du système avec une erreur inférieure à 8%. Odagiri et al. [3] et Daimaru et al. [4] développent une modélisation tridimensionnelle d'un PHP plat. Un maillage fixe est défini au préalable pour la partie solide du PHP alors que la discrétisation du fluide change en fonction de l'avancement du calcul. Ces trois études tiennent compte des échanges de chaleur entre la paroi et le fluide (liquide et vapeur), ainsi que de l'évaporation du film liquide. La vapeur est quant à elle considérée comme un gaz parfait.

Nikolayev [5] dresse un état de l'art des différentes approches de modélisation des caloducs oscillants en passant par l'étude d'une simple branche pour ensuite l'étendre vers le système global. La modélisation de la phase vapeur reste une tâche délicate. En effet plusieurs hypothèses sont discutées, notamment au sujet de l'évolution de la pression : soit en suivant la courbe de saturation, comme Kim et al. en ont fait l'hypothèse pour tracer une figure de mérite [6], soit en assimilant la vapeur comme un gaz parfait dans un état surchauffé [2-5]. L'évaporation est également sujet à de nombreux débats, premièrement avec l'évolution du film liquide le long de la paroi asséchée mais aussi sur la quantité de liquide évaporée ainsi que l'énergie thermique associée [5].

Cette présente étude porte sur une branche élémentaire de caloduc oscillant de section rectangulaire pour un diamètre hydraulique de 0,67 mm soumis au champ de gravité dans une configuration verticale défavorable (top heat mode, THM). L'objectif est, à partir d'un état initial asséché, d'étudier le niveau d'instabilité nécessaire pour faire croître la bulle de vapeur et ainsi déplacer les bouchons liquides au-delà de la zone condenseur (voir Figure 1). Les différents niveaux de modélisation de la phase vapeur et les hypothèses associées sont décrites avant de comparer les résultats obtenus. Une analyse des propriétés thermodynamiques en lien avec les phénomènes étudiés donne un classement relatif des différents fluides de travail.

## 2. Modélisation : Equation du mouvement et bilan des forces

### 2.1. Système étudié

Le système, constitué d'une bulle de vapeur entourée par deux bouchons liquides identiques (même longueur et même position d'origine), est visible sur la Figure 1. Les deux bouchons liquides sont soumis à la même pression à leur extrémité, constante et égale à  $P_{v,0}$ . Ceci permet de comparer uniquement les effets de la croissance de la bulle de vapeur sur le mouvement de ces bouchons liquides, le but étant à cette bulle d'atteindre la zone condenseur pour déclencher le fonctionnement auto-entretenu des oscillations ultérieures. La symétrie du problème revient à considérer de manière identique la contribution de ces deux bouchons liquides autour de la

bulle de vapeur. La répartition des phases correspond à un taux de remplissage du FPHP de 50%, c'est-à-dire que les longueurs de la bulle de vapeur et des bouchons liquides sont initialement identiques. L'orientation du FPHP est verticale défavorable, avec le condenseur en-dessous de l'évaporateur. La longueur de ce dernier est de 90 mm de long tandis que celle du condenseur est de 10 mm. Le système est initialement à l'équilibre thermique à l'état de saturation à  $T_0 = 30^\circ\text{C}$ . La condition limite reviendra à imposer un écart en température, nommée  $\Delta T$ , entre la paroi et la poche de vapeur à  $t = 0$  gardée constante durant la simulation.

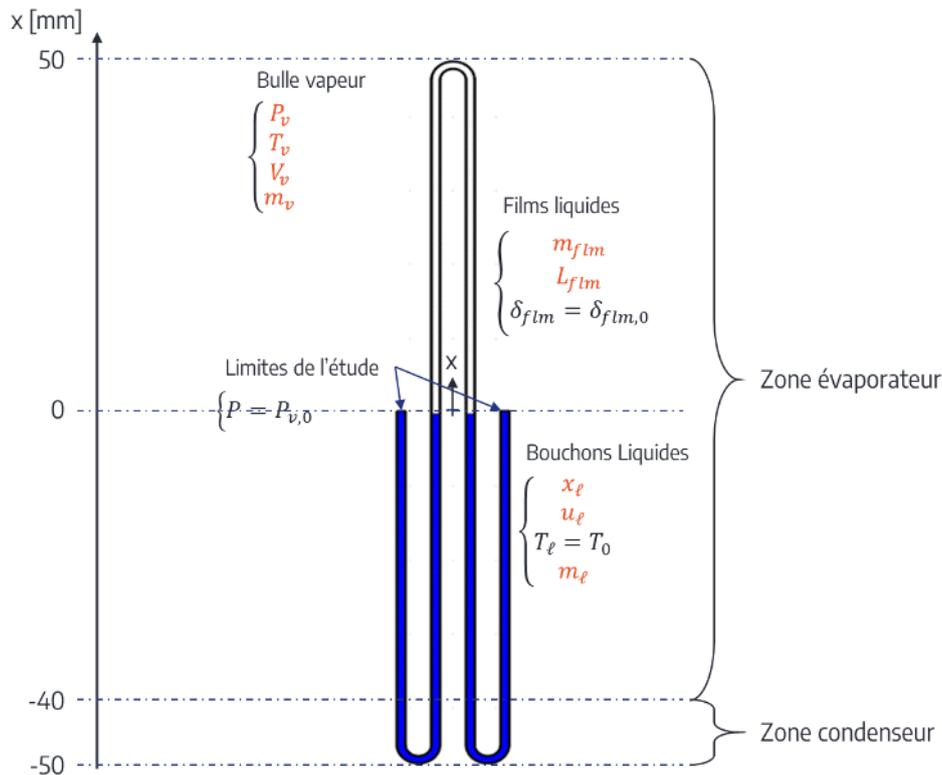


Figure 1: Représentation schématique du système étudié et les variables associées

## 2.2. Hypothèses principales

La phase liquide est considérée incompressible, avec sa température constante. Les échanges de chaleur au niveau du liquide ne sont pas pris en compte. Seul un transfert de masse entre le liquide et la vapeur sera modélisé dans la dernière approche. Concernant la phase vapeur, ses propriétés thermodynamiques, pression, température et masse volumique sont homogènes dans l'espace. L'état initial de la vapeur est pris dans un état d'équilibre à saturation pour une température donnée. Une condition aux limites est imposée à la température de parois supérieure à la température initiale. Ainsi les transferts thermiques se font par convection entre la paroi et la vapeur et/ou par le film liquide qui se dépose sur la paroi lorsque ce dernier est pris en compte. Trois niveaux de modélisation sur l'évolution de la phase vapeur sont étudiés : en suivant la courbe de saturation sans transfert de masse (modèle 1) ; en suivant la loi des gaz parfaits sans transfert de masse (modèle 2), puis idem avec prise en compte de l'évaporation (modèle 3).

## 2.3. Mise en équation et résolution du problème

Le mouvement d'un bouchon liquide (c'est à dire du ménisque) est régi par l'équation de quantité de mouvement (1) :

$$\frac{d}{dt}(m_l u_l) = A_{int} \Delta P - G - 8\pi \mu_l L_l u_l \quad (1)$$

Explicités dans de nombreuses publications [1,4-5], les forces d'inertie de la partie de gauche sont la résultante des forces de pression provoquées par un gradient de pression entre les deux ménisques d'un même bouchon liquide, des forces de gravité et de frottement visqueux. Ainsi le déplacement du liquide dépend de sa masse volumique et de sa viscosité.

L'évolution de la phase vapeur est donnée par l'équation du bilan d'énergie (2) issue du second principe de la thermodynamique avec, dans la partie de gauche, la variation d'énergie interne, et dans celle de droite, les transferts de chaleur sensible  $Q_{sens}$  (3) et latent  $Q_{lat}$  (cf. §3.3) ainsi que le travail des forces de pression.

$$m_v c_v \dot{T}_v = Q_{sens} + Q_{lat} - P_v \dot{V}_v \quad (2)$$

Le transfert thermique par chaleur sensible par convection se produit entre la température de paroi  $T_w$  et de la vapeur  $T_v$  à travers la surface associée  $S_w$  et par le nombre de Nusselt [7].

$$Q_{sens} = H_v S_w (T_w - T_v), \text{ avec } H_v = \frac{Nu \lambda_v}{D_h} \text{ où } Nu = 4 \quad (3)$$

### 3. Evolution de la phase vapeur

#### 3.1. Modèle 1 : Phase vapeur à l'état de saturation

La première approche, proposée par Kim et al. [6], est de maintenir la vapeur dans un état de saturation, soit que la pression à l'intérieur de la poche de vapeur corresponde à la pression de saturation à la température associée. Par conséquent une différence de température relativement faible entre la paroi et la vapeur implique dans les premiers instants de la simulation une augmentation rapide de la température de la vapeur (équations (2) et (3)). La pression augmente ainsi rapidement engendrant une expansion de la bulle de vapeur qui provoque une chute soudaine de la température (voir Figure 2). Lorsque la température de la vapeur se rapproche de la température de paroi, l'effet s'estompe et une partie de l'énergie apportée par la chaleur sensible est consommée par la variation du volume, ce qui a pour conséquence de ralentir le mouvement du bouchon liquide.

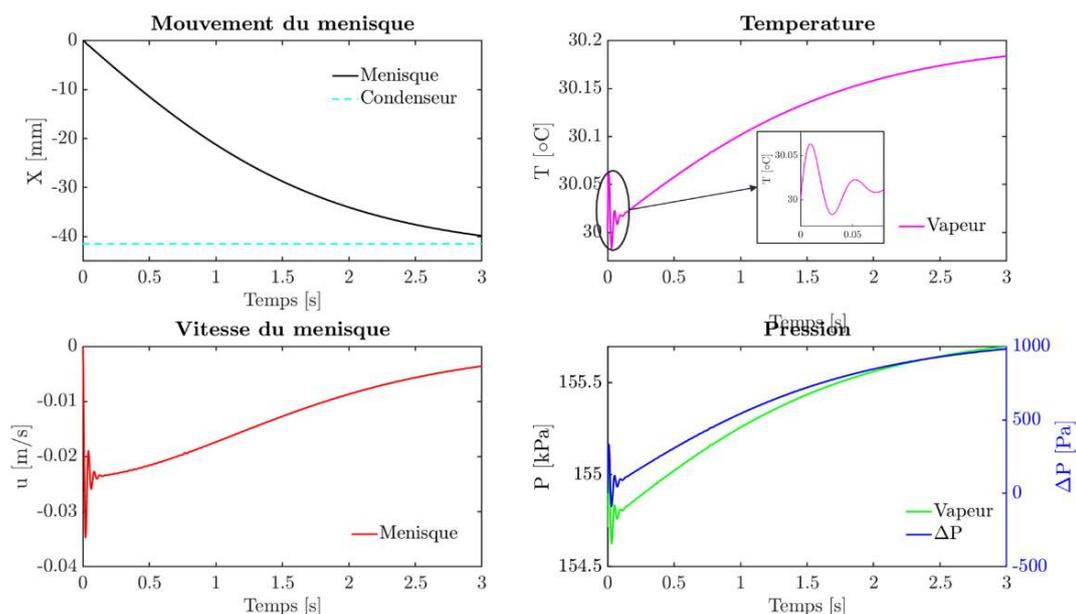


Figure 2: Déplacement du ménisque et évolution de la température et de la pression de la vapeur pour le fluide R1233zde à  $T_0 = 30^\circ\text{C}$  et  $\Delta T = 0,2^\circ\text{C}$  (modèle 1)

### 3.2. Modèle 2 : Gaz parfait

Dans la seconde approche, la vapeur suit le comportement de la loi des gaz parfaits sans tenir compte de l'évaporation, ce qui permet d'ajouter une équation supplémentaire pour calculer la pression de vapeur (4). Etant donné que la relation des gaz parfaits demande à être corrigée proche de la courbe de saturation, le facteur de compressibilité  $Z$  est introduit [8] et sa variation évaluée numériquement.

$$V_v \dot{P}_v = Z m_v r \dot{T}_v + Z r T_v \dot{m}_v + m_v r T_v \dot{Z} - P_v \dot{V}_v \quad (4)$$

La Figure 3 montre, à gauche, la vitesse et le déplacement associés au ménisque et à droite une décomposition des termes de l'équation (4) pour un écart en température de  $1^\circ\text{C}$ . En comparaison avec le déplacement donné par le modèle 1 à saturation ( $\Delta T = 0,2^\circ\text{C}$ ), le déplacement devient imperceptible avec la relation des gaz parfaits. Cela s'explique par l'impact de la différentielle de volume qui s'oppose directement à la différentielle de pression. Dans le même temps, l'augmentation de la température par chaleur sensible initie le mouvement mais devient rapidement négligeable devant l'expansion du volume. A noter que la prise en compte du facteur de compressibilité n'est pas à négliger durant les premiers instants de la simulation.

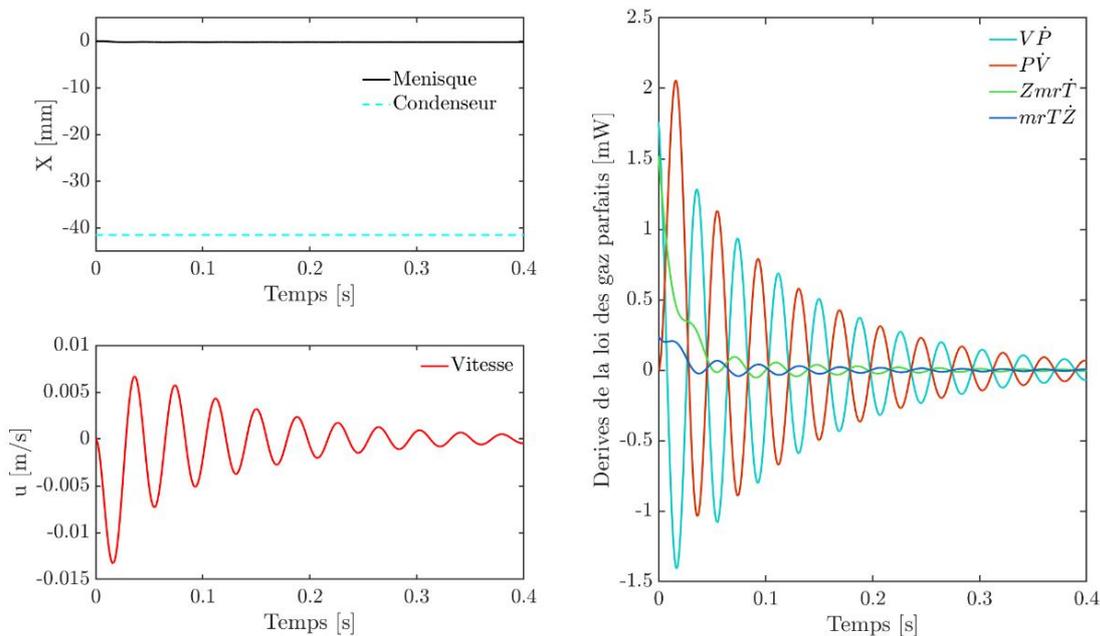


Figure 3: Comparaison de la contribution de chacun des termes de l'équation dérivée des gaz parfaits pour le fluide R1233zde à  $T_0 = 30^\circ\text{C}$  et  $\Delta T = 1^\circ\text{C}$  (modèle 2)

### 3.3. Modèle 3 : Gaz parfaits et transfert de masse par évaporation

Afin de compléter le modèle 2 précédent, les transferts de masse par évaporation sont pris en compte au niveau du film mince liquide. Bien que l'évaporation du ménisque et de la ligne triple soient présents dans les transferts, ils sont considérés ici négligeables au regard de l'évaporation du film mince. Le film mince liquide se dépose suite au passage du ménisque sur une paroi asséchée. Son épaisseur est considérée constante et est calculée en fonction du nombre capillaire ( $Ca = \mu_l u_l / \sigma$ ) [9].

Daimaru et al. et Nikolayev [4-5], évoquent l'évaporation du film liquide en donnant le débit d'évaporation (5) en fonction de la géométrie du film liquide, de la chaleur latente de vaporisation et de la différence de température entre la température de la paroi et la température de saturation à la pression de la vapeur.

$$\dot{m}_v = \frac{\lambda_l}{\delta_{flm} h_{lv}} \mathcal{P} L_{flm} (T_w - T_{sat}) \quad (5)$$

Le transfert thermique par chaleur latente est sujet à de nombreuses discussions [5]. La forme retenue est l'équation (6) qui fait intervenir la constante des gaz parfaits, la température et le débit de fluide évaporé.

$$Q_{lat} = r T_v \dot{m}_v \quad (6)$$

Sur la Figure 4, l'apport d'énergie dans le système par chaleur latente n'est pas négligeable mais intervient plus tard dans l'expansion de la vapeur, après un dépôt suffisant de film liquide. Alors que l'apport d'énergie par chaleur sensible est nécessaire pour initier le mouvement (chauffage initial de la phase vapeur), l'évaporation permet d'entretenir l'expansion de la poche vapeur et donc le déplacement du ménisque. Le condenseur est alors atteint à partir d'une différence de température supérieure à  $0,19^\circ\text{C}$  (graphes de gauche).

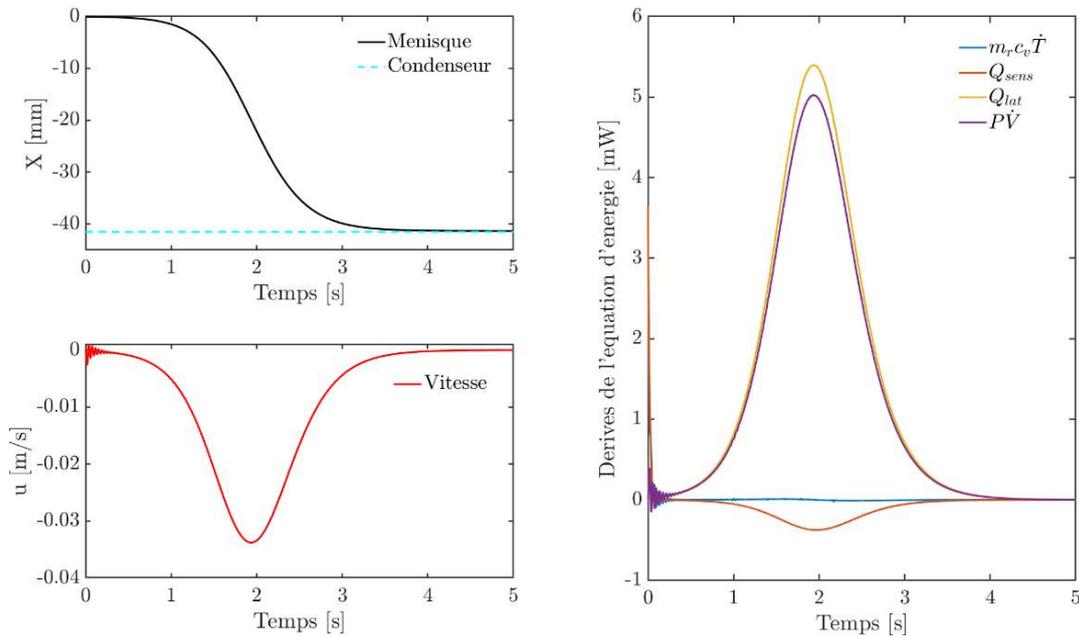


Figure 4: Comparaison des différents termes de l'équation d'énergie pour le fluide R1233zde à  $T_0 = 30^\circ\text{C}$  et  $\Delta T = 0,19^\circ\text{C}$  (modèle 3)

## 4. Analyses et comparaisons des résultats pour les différentes approches de modélisation

### 4.1. Choix des fluides de travail et leurs propriétés thermodynamiques associées

Les contraintes liées à l'industrie automobile ainsi qu'à l'environnement du système étudié limitent la liste des fluides de travail potentiels. Les fluides doivent donc être non toxiques, respecter les normes environnementales en vigueur, être ininflammables, et avoir un comportement stable dans la gamme de température de  $-40^\circ\text{C}$  à  $80^\circ\text{C}$ . Par conséquent les fluides frigorigènes dont l'indice GWP est supérieur à 150 sont écartés pour ne laisser place qu'aux fluides de dernière génération. De plus, la proximité du fluide avec les organes électriques du véhicule nécessite un caractère diélectrique en conséquence. Le Tableau 1 énumère les différents fluides retenus ainsi que leurs propriétés thermodynamiques principales. L'ammoniac, non autorisé, est présent dans l'étude à simple titre de comparaison avec les fluides frigorigènes.

Fluides	$\rho_l$ kg.m <sup>-1</sup>	$\rho_v$ kg.m <sup>-1</sup>	$c_v$ kJ.kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>	$h_{lv}$ kJ.kg <sup>-1</sup>	$(dP/dT)_{sat}$ kPa.K <sup>-1</sup>
HFE 7000	1390,8	7,27	0,88	135,4	3,26
R1233zde	1250,6	8,51	0,75	188,5	5,33
R1234zez	1211,1	10,36	0,80	203,1	7,0
R1234zee	1146,4	30,52	0,85	163,1	16,87
R1234yf	1073,3	43,73	0,89	141,2	21,24
Ammoniac	595,4	9,05	2,20	1144,6	34,68

Tableau 1: Propriétés thermodynamiques des fluides de travail à une température de 30°C

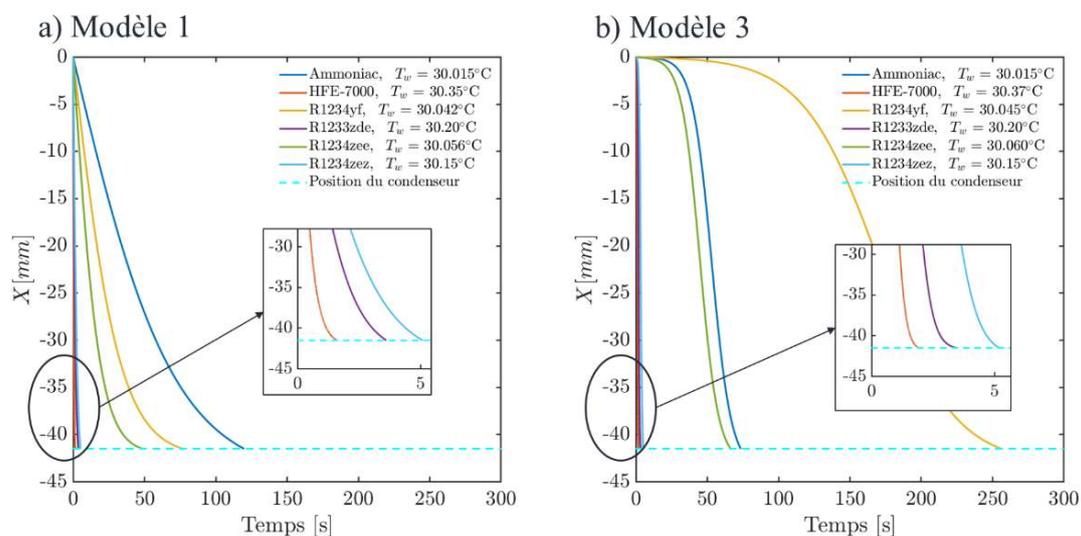
## 4.2. Classement relatif des fluides étudiés

Les hypothèses choisies durant la modélisation du déplacement du bouchon liquide impactent fortement les résultats. Bien que de nombreuses hypothèses ont été prises sur l'évolution du film liquide et son évaporation, le choix s'est orienté sur la présentation de l'évolution de la pression à l'intérieur d'une bulle de vapeur suivant les deux approches (1) et (3).

La Figure 5 associée au Tableau 2 montre des tendances différentes entre les modèles et entre les fluides. Le profil du déplacement est différent pour les deux cas de figure. En effet, le démarrage du mouvement est fortement ralenti lorsque la vapeur se comporte comme un gaz parfait. Phénomène déjà évoqué précédemment, l'apport d'énergie par chaleur sensible ne suffit pas au regard du travail des forces de pression pour initier le mouvement. Celui-ci ne persiste qu'avec l'augmentation du taux de chaleur générée par l'évaporation du film liquide (Figure 4).

L'évaporation du film liquide tend ensuite à accélérer le déplacement du ménisque. Or pour deux fluides (R1234zee et R1234yf), l'effet est contraire. Ils atteignent le condenseur plus lentement avec le modèle gaz parfait et évaporation qu'avec le premier modèle à saturation. Pour ces deux fluides, l'énergie générée par l'évaporation n'est pas suffisante pour contrebalancer l'augmentation du volume.

Enfin l'étude comparative entre les fluides de travail montre qu'un compromis se présente entre l'écart minimal en température pour amorcer les oscillations et la vitesse à laquelle évolue le bouchon liquide. Ainsi les fluides ayant la valeur de  $(dP/dT)_{sat}$  la plus élevée comme le R1234yf demande un écart en température relativement faible (0,045°C) mais un temps de réponse relativement long (>50 s).


 Figure 5: Déplacement du ménisque pour différents fluides avec l'écart minimal en température pour atteindre le condenseur ( $T_0 = 30^\circ\text{C}$ , modèle 1 et 3)

Fluides	Modèle 1 : saturation		Modèle 3 : GP + évaporation	
	$\Delta T$ [°C]	$t$ [s]	$\Delta T$ [°C]	$t$ [s]
HFE 7000	0,35	2,3	0,37	1,9
R1233zde	0,19	7,4	0,20	3,5
R1234zez	0,14	10,4	0,15	5,2
R1234zee	0,056	49	0,060	66
R1234yf	0,042	77	0,045	256
Ammoniac	0,015	120	0,015	73

Tableau 2: Ecart minimal en température ( $T_0 = 30^\circ\text{C}$ ) pour atteindre le condenseur avec la durée associée pour deux approches de modélisation

## 5. Conclusion

L'étude du niveau de modélisation sur l'évolution de la phase vapeur dans une branche unitaire de caloduc oscillant dans une situation particulière défavorable (verticale et source froide vers le bas), donne une approche comparative de différents fluides de travail et de leurs propriétés thermodynamiques. Considérer l'état thermodynamique de la vapeur dans un état de saturation ou comme un gaz parfait donne des résultats et des tendances très différentes.

Le démarrage du mouvement est initié par la contribution de la chaleur sensible mais est rapidement ralenti par le travail des forces de pression. L'évaporation du film liquide joue alors un rôle primordial pour entretenir le mouvement.

Le rapport  $(dP/dT)_{sat}$  n'est pas le paramètre le plus prépondérant pour comparer relativement les fluides de travail. Bien qu'une valeur élevée demande une instabilité en température relativement faible, la vitesse de déplacement du ménisque n'est pas à négliger.

## Références

- [1] A. Yoon, S. J. Kim, *Characteristics of oscillating flow in a micro pulsating heat pipe: Fundamental-mode oscillation*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 109 (2013), 242-253
- [2] G. Rouaze, J. B. Marcinichen, F. Cataldo, P. Aubin, J. R. Thome, *Simulation and experimental validation of pulsating heat pipes*, Applied Thermal Engineering, 196 (2021), 117271
- [3] K. O., K. W., S. C., S. M., S. R., A. P., B. F., E. S., T. Daimaru, *Three-dimensional heat transfer analysis of flat-plate oscillating heat pipes*, Applied Thermal Engineering, 195 (2021), 117189
- [4] T. D., H. N., M. A., K. T., A. O., H. Sugita, *Comparison between Numerical Simulation and On-orbit Experiment of Oscillating Heat Pipes*, 46<sup>th</sup> ICES (Vienna, Austria, 10-14 July 2016)
- [5] V. Nikolayev, *Physical principles and state-of-the-art of modelling of the pulsating heat pipe: A review*, Applied Thermal Engineering, 195 (2021), 117111
- [6] J. Kim, S. J. Kim, *Experimental investigation on working fluid selection in a micro pulsating heat pipe*, Energy Conversion and Management, 205 (2020), 112462
- [7] Y. Han, N. Shikazono, N. Kasagi, *The effect of liquid film evaporation on flow boiling heat in a micro tube*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 55 (2012), 547-555
- [8] Y. A. Cengel, M. Boles, *Thermodynamics – An Engineering Approach*, Fifth Edition, 2005
- [9] Y. Han, N. Shikazono, *Measurement of liquid film thickness in micro square channel*, International Journal of Multiphase Flow, 35 (2009), 896-903

## Remerciements

Cette étude a été réalisée dans le cadre d'une convention CIFRE, établie entre le laboratoire Pprime de Poitiers et Stellantis (Site de Carrières sous Poissy), par le biais de l'OpenLab Fluidics.

# Apport de la télédétection dans la modélisation numérique du microclimat urbain à l'échelle du quartier

Baptiste BOUYER<sup>1,2</sup>, Auline RODLER<sup>1,2\*</sup>, Laure ROUPIOZ<sup>3</sup>, Sihem GUERNOUTI<sup>1,2</sup>, Marjorie MUSY<sup>1,2</sup>, Xavier BRIOTTET<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Équipe de recherche BPE, CEREMA, 9 Rue René Viviani, Nantes, France

<sup>2</sup>LOCIE UMR CNRS 5271, Université Savoie Mont Blanc, Chambéry, France

<sup>3</sup>ONERA – DOTA, 2 avenue Edouard Belin, Toulouse CEDEX 4, France

\* (auteur correspondant : auline.rodler@cerema.fr)

**Résumé** - Le projet DIRT (District Infrared theRmography for microclimaTe) s'inscrit dans les travaux du groupe TRISHNA urbain et a pour objectif d'évaluer l'apport des futures données infrarouges thermiques (IRT) mesurées par le satellite TRISHNA pour la cartographie de la température de l'air et d'indices de confort thermique en zone urbaine en s'appuyant sur des simulations numériques du modèle Solene-Microclimat. Nous présentons ici l'étude de l'influence de la résolution temporelle des données IRT sur les températures de surface simulées, les températures simulées sont notamment confrontées aux mesures de températures in situ.

## Nomenclature

$C$	Capacité thermique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>
$dt$	pas de temps, s	$\varphi$ Densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$
$h_c$	coeff. d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>
$h_r$	coeff. d'échange radiatif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	CLO courtes longueurs d'onde
$R$	Résistance thermique, $K.m^2.W^{-1}$	GLO grandes longueurs d'onde
$T$	température, K	

## 1. Introduction

Le phénomène d'îlot de chaleur urbain désigne les zones urbaines où les températures d'air sont supérieures à celles des zones rurales environnantes. Ce phénomène, qui tend à s'intensifier avec le réchauffement climatique et lors d'événements ponctuels tels que les vagues de chaleur, a des conséquences délétères sur le confort et la santé des populations urbaines. Au sein d'une ville, tous les quartiers ne sont pas égaux face à ce phénomène principalement en raison de l'hétérogénéité des activités, des infrastructures, de la proximité de végétation ou d'étendues d'eau, etc. Afin d'apporter une réponse adaptée à cette problématique, il est essentiel d'identifier les quartiers les plus touchés. Pour quantifier l'intensité des îlots de chaleur, deux indices sont généralement utilisés : l'indice UHI (Urban Heat Island) qui désigne la différence de température de l'air entre la ville et son environnement rural et l'indice SUHI (Surface Urban Heat Island) défini comme la différence de température de surface de la ville et de la zone rurale. La réalisation de cartographies détaillées de la température de l'air en milieux urbains pour l'évaluation de l'UHI par des mesures locales est très limitée. En revanche, en raison de la disponibilité et de la couverture des données, la télédétection dans le domaine de l'infrarouge thermique permet de déterminer la température des surfaces de la ville et donc de calculer l'indice SUHI aux heures de passage des satellites. Si on observe des comportements semblables de nuit, les deux indices diffèrent aux cours de la journée notamment en raison des formes urbaines [1]. Néanmoins, la pleine compréhension des relations entre les deux indices

n'est pas encore atteinte. Une piste prometteuse de poursuite de ces travaux est le couplage de la télédétection à la modélisation numérique du microclimat urbain.

L'un des objectifs de la mission franco-indienne TRISHNA, dont le lancement du satellite éponyme est prévu en 2025 [2], concerne la préparation de produits adaptés à l'étude des villes. Le projet DIRT (District Infrared theRmography for microclimaTe) s'inscrit dans les travaux du groupe TRISHNA urbain et a pour objectif d'évaluer l'apport des futures données infrarouges thermiques (IRT) mesurées par le satellite TRISHNA pour la cartographie de la température de l'air et d'indices de confort thermique en zone urbaine en s'appuyant sur des simulations numériques du modèle Solene-Microclimat [3]. Nous présentons ici l'étude de l'influence de la résolution temporelle des données IRT sur les températures de surface simulées, les températures simulées sont notamment confrontées aux mesures de températures in situ des sols et toits de la campagne de mesure FluxSAP2010[4].

## 2. Méthodologie

Ces travaux s'appuient sur la modélisation numérique du microclimat du quartier du Pin Sec à Nantes du 21 au 23 Mai 2010, dates correspondant à la campagne de mesure FluxSAP 2010. En attendant le lancement du satellite TRISHNA, les données de télédétection utilisées sont les images infrarouges aéroportées acquises lors de la campagne de mesures. Les températures de surfaces déterminées à partir des images infrarouges sont imposées dans lors de la résolution des bilans thermo-radiatifs.

### 2.1. Présentation du quartier modélisé

Le quartier du Pin Sec a été modélisé et placé au centre d'une veine numérique de 600 mètres de côté et 200 mètres de hauteur pour le calcul aérodynamique réalisé par Code\_Saturne. Le modèle illustré sur la Figure 1 est constitué de 18 bâtiments, et de différents types de sol. Les positions des mesures de températures de surface réalisées pendant la campagne FluxSAP sont également reportées sur la Figure 1.

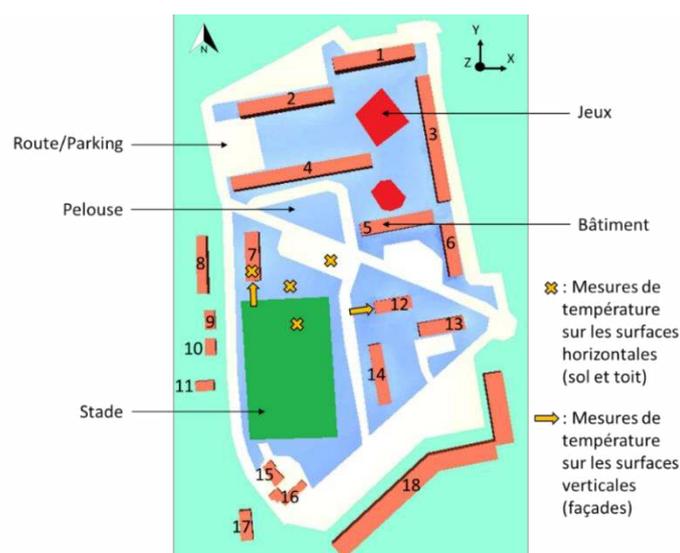


Figure 1 : *Modèle du quartier du Pin Sec : en blanc : route et parking, en bleu : pelouse, en vert : stade, en rouge : aire de jeux, en orange : bâtiments.*

Les différentes surfaces rencontrées dans le modèle (stade, pelouse, façade, etc.) constituent des familles réparties dans trois classes selon le type de surface, sol, sol végétal et bâtiment. La

composition de chaque famille et leurs propriétés radiatives, émissivité et albédo (les matériaux utilisés sont opaques dans les courtes et grandes longueurs d'onde), sont présentées dans le Tableau 1 tandis que les propriétés thermiques des matériaux utilisés sont présentées dans le Tableau 2.

Famille	Classe	Albédo	Emissivité	Composition (dans l'ordre à partir de la surface extérieure)
<i>Pelouse</i>	Sol veg.	0,22	0,95	Feuillage* (12cm) + Terre (10cm)
<i>Parking/route</i>	Sol	0,20	0,97	Asphalte (5cm) + Gravier (20cm)
<i>Stade</i>	Sol	0,23	0,97	Asphalte (5cm) + Gravier (20cm)
<i>Jeux</i>	Sol	0,46	0,86	Sable (20cm)
<i>Façade</i>	Bâtiment	0,40	0,90	Mortier de chaux (2cm) + Béton (19cm) + Laine de roche (35cm)
<i>Toit</i>	Bâtiment	0,20	0,93	Gravier (3cm) + Béton (25cm) + Laine de roche (35cm)

*Feuillage\** : calcul du flux latent :  $LAI = 2,8$  ; coeff. d'extinction  $k_s = 0,8$  ; coeff. d'évapotranspiration  $f = 0,7$

Tableau 1 : Classe, albédo, émissivité et composition des familles constituant le modèle numérique

Matériau	Conductivité thermique [ $W/(m.K)$ ]	Masse volumique [ $kg/m^3$ ]	Capacité thermique [ $J/(kg.K)$ ]
<i>Terre</i>	0,7	1600	900
<i>Asphalte</i>	0,75	2100	950
<i>Gravier</i>	2,0	1950	1045
<i>Sable</i>	0,2	2000	720
<i>Mortier de chaux</i>	0,87	2150	1000
<i>Béton</i>	1,65	2150	1000
<i>Laine de roche</i>	0,04	30	1000

Tableau 2 : Propriétés thermiques des matériaux utilisés dans le modèle numérique

Les surfaces de la scène urbaine (géométrie) sont maillées avec un maillage triangulaire d'une longueur caractéristique de 4 mètres tandis que les faces de la veine numérique (boite englobant la géométrie étudiée comprenant les mailles et faces sur lesquelles les conditions aux limites sont imposées) sont maillées avec un maillage triangulaire d'une longueur caractéristique de 50 mètres. Le maillage volumique de l'air est tétraédrique et continu avec le maillage surfacique. Le maillage est ainsi constitué de 21 386 éléments de surface triangulaires et de 168 677 éléments de volume tétraédriques.

## 2.2. Présentation de SOLENE-Microclimat et hypothèses de calcul

Le microclimat à l'échelle du quartier est simulé avec le modèle SOLENE-Microclimat [3]. Ce modèle repose sur le couplage de SOLENE qui assure le bilan thermo-radiatif et de Code\_Saturne qui résout la mécanique des fluides.

L'algorithme de SOLENE-Microclimat est schématisé sur la Figure 2. Au cours de la phase d'initialisation, SOLENE calcule le flux radiatif solaire courtes longueurs d'onde  $\varphi_{CLO\ net}$  à partir de données de station météo ou de la course du soleil connaissant les coordonnées GPS du quartier et la période simulée (étape 1) tandis que les équations de conservation de la quantité de mouvement, de continuité et de turbulence sont réalisées par le Code\_Saturne (étape 2). Lors du processus itératif (schéma implicite), Code\_Saturne (schéma k-eps standard) calcule les champs de vitesse, d'humidité et de température de l'air en utilisant comme données d'entrée les flux latent et convectif (ou sensible) calculés par SOLENE au pas de temps précédent (étape

3). Le coefficient d'échange convectif  $h_c$  est déterminé à partir de la corrélation de McAdams [5] pour les sols et celles de Montazeri [6] pour les façades et les toits des bâtiments. Ces résultats sont ensuite utilisés par SOLENE dans une seconde phase itérative pour calculer les flux radiatifs grandes longueurs d'onde  $\varphi_{GLO\ net}$  (étape 4) et pour résoudre le bilan thermo-radiatif de chaque facette du modèle (étape 5).

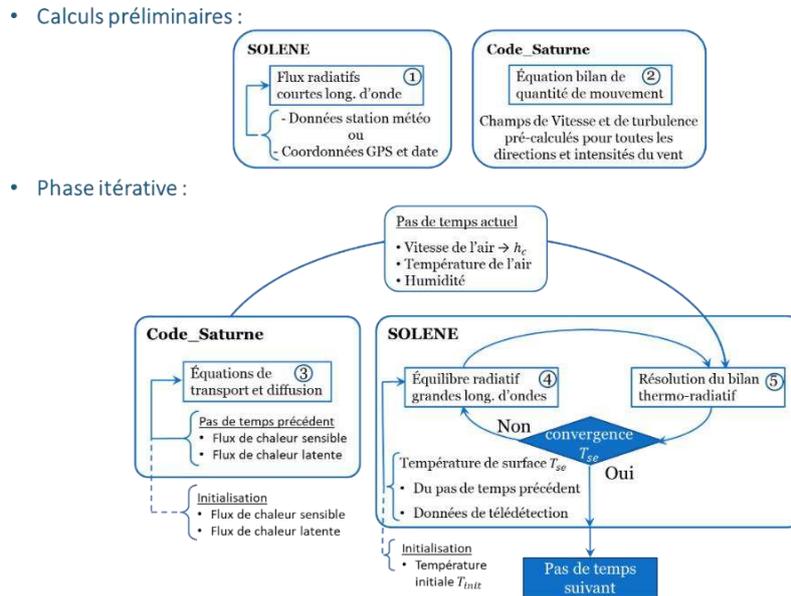


Figure 2 : Schéma de l'algorithme de Solene-Microclimat

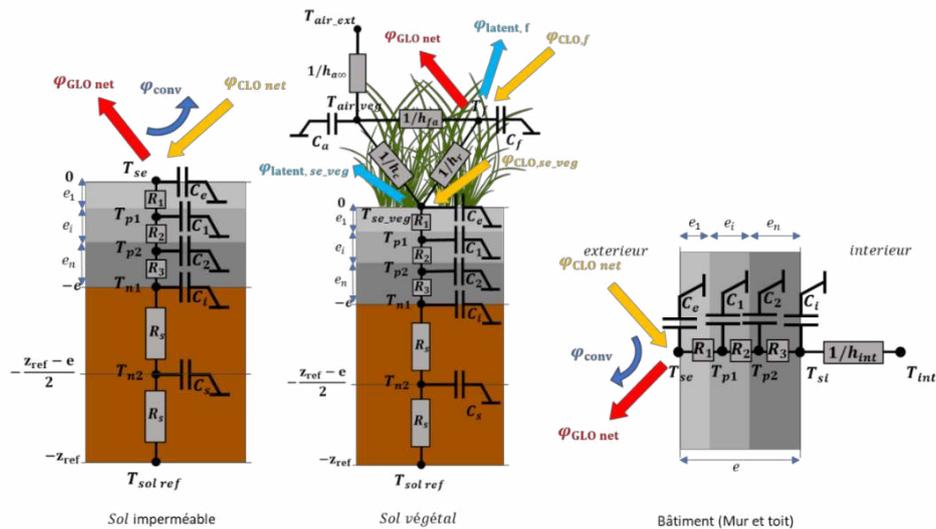


Figure 3 : Modèles du bilan thermo-radiatif selon les types de surfaces : dans les sols imperméables, dans les sols végétalisés et dans les bâtiments (murs et toits)

L'équilibre thermo-radiatif d'une facette est modélisé par l'analogie entre les grandeurs thermiques et électriques sous la forme d'une association de résistances et de capacités. Ce modèle est détaillé dans la thèse de Julien Bouyer [7]. Le modèle de paroi 1R2C utilisé par Bouyer a été remplacé par le modèle 3R4C de Fraisse et al.[8] pour une meilleure description de l'inertie thermique des parois. On distingue différents cas de figure selon le type de surface considéré : sol, sol végétal ou bâtiment (mur ou toit) comme illustré sur la Figure 3 correspondant à différentes conditions aux limites. À titre d'exemple, le bilan thermo-radiatif résolu à l'étape 5 est exprimé par le système d'équations (1) pour les sols imperméables.

Les flux radiatifs grandes longueurs d'onde  $\varphi_{GLO\ net}$  sont déterminés à partir des températures de surface obtenues à l'itération précédente et sont utilisés ensuite dans la résolution des bilans de chaleur (équations (1)). De nouvelles températures de surface sont obtenues et la boucle recommence jusqu'à ce que la convergence des températures de surface extérieures soit atteinte.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{T_{se}-T_{p1}}{R_1} + \frac{C_e dT_{se}}{dt} = \varphi_{CLO\ net} - \varphi_{GLO\ net} - h_c(T_{se} - T_{air}) \\ \frac{T_{p1}-T_{se}}{R_1} + \frac{T_{p1}-T_{p2}}{R_2} + \frac{C_1 dT_{p1}}{dt} = 0 \\ \frac{T_{p2}-T_{p1}}{R_2} + \frac{T_{p2}-T_{n1}}{R_3} + \frac{C_2 dT_{p2}}{dt} = 0 \\ \frac{T_{n1}-T_{p2}}{R_3} + \frac{T_{n1}-T_{n2}}{R_s} + \frac{C_i dT_{n1}}{dt} = 0 \\ \frac{T_{n2}-T_{n1}}{R_s} + \frac{T_{n2}-T_{sol\ ref}}{R_s} + \frac{C_s dT_{n2}}{dt} = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

### 2.3. Données de télédétection

Les données de télédétection utilisées sont les images infrarouges aéroportées acquises à la résolution de 0,5 mètres lors de la campagne de mesure FluxSAP 2010. Dix images ont été acquises entre le 21 Mai à 00h00 et le 23 Mai à 23h00. Les données brutes correspondent au rayonnement infrarouge mesuré par une caméra thermique au niveau de l'avion. La température de brillance mesurée au niveau de l'avion est convertie en température de brillance au sol par la méthode ELM [9] puis en température de surface à partir de l'émissivité de la surface considérée indiquée dans le Tableau 1. Les champs de températures obtenus sont placés sur l'axe chronologique de la simulation sur la Figure 4. Parfois, sur certaines mailles, nous n'avons aucune mesure car l'avion n'avait pas toujours une trajectoire identique. Dans ce cas sur ces mailles (en blanc sur la Figure 4), nous avons attribué les résultats du modèle (pas de forçage).

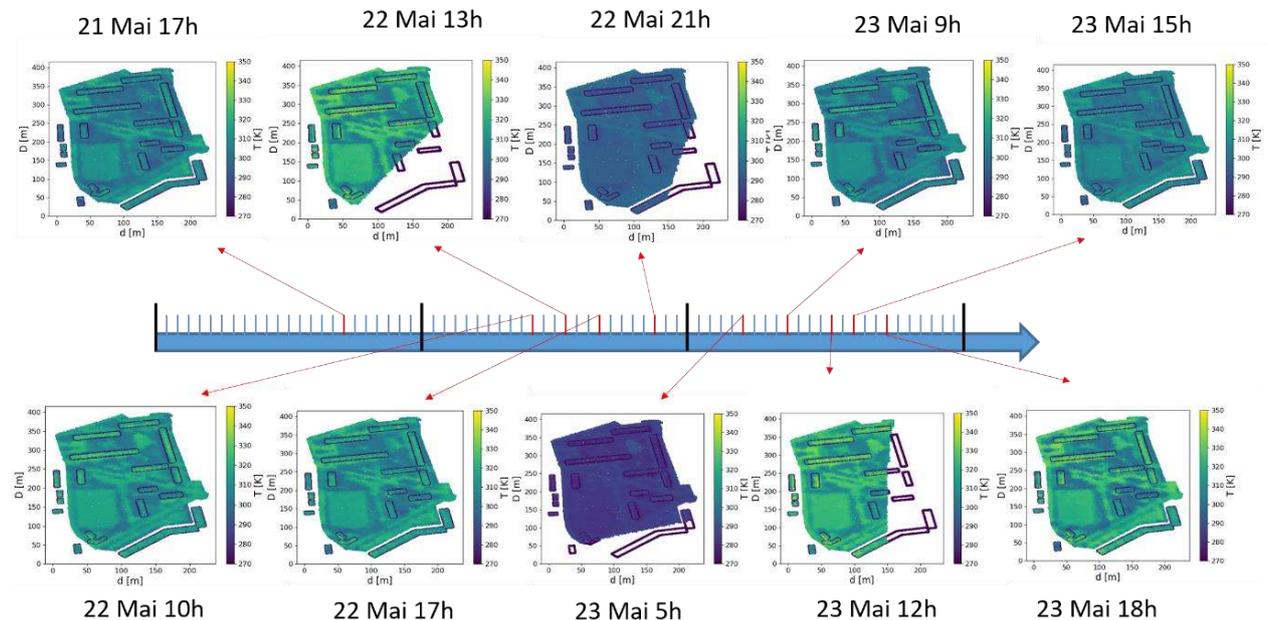


Figure 4 : Champs de températures de surfaces obtenus à partir des données de télédétection dans la chronologie de la simulation

Lorsque les températures de surface issues des images infrarouge sont disponibles au pas de temps  $[i]$ , le calcul est réalisé une première fois sans ces données. Les températures de surface obtenues sont utilisées pour compléter les données de télédétection notamment pour les surfaces verticales qui n'apparaissent pas sur les images infrarouges. Le calcul est réalisé une seconde

fois en utilisant ce champ de températures de surface extérieure comme condition aux limites quand disponible afin que les températures des nœuds en profondeur ( $T_{p1}, T_{p2}, T_{n1}$  et  $T_{n2}$ ) soient en accord avec les températures de surface imposées. Le bilan de chaleur résolu pour les sols imperméables à cette étape est exprimé par le système d'équations (2). La vitesse en entrée de la veine numérique varie entre 1.4 et 3.5 m/s pour une direction nord est. La température varie entre 13°C et 26°C et il s'agit de conditions de ciel clair, avec peu de rayonnement diffus.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{T_{p1} - T_{se}}{R_1} + \frac{T_{p1} - T_{p2}}{R_2} = 0 \\ \frac{T_{p2} - T_{p1}}{R_2} + \frac{T_{p2} - T_{n1}}{R_3} = 0 \\ \frac{T_{n1} - T_{p2}}{R_3} + \frac{T_{n1} - T_{n2}}{R_s} = 0 \\ \frac{T_{n2} - T_{n1}}{R_s} + \frac{T_{n2} - T_{sol\ ref}}{R_s} = 0 \end{array} \right. \quad (2)$$

### 3. Résultats

L'influence de la résolution temporelle des données de télédétection sur les estimations de température de surface simulée par le modèle est étudiée. Deux situations sont comparées : (1) assimilation du jeu de données d'origine soit 10 images répartie sur trois jours (environ 3 images par jours), (2) assimilation du jeu de données journalier reconstitué soit 10 images IRT par jour.

Notons que lors de la campagne fluxSAP 2010, les mesures de températures aéroportées ont été réalisées de telle sorte que les dix mesures soient réalisées à dix moments de la journée différents. Pour des raisons techniques, les dix mesures n'ont pas pu être réalisées le même jour mais sur trois jours consécutifs. L'idée initiale de ce décalage était de pouvoir les concaténer en une seule journée pour disposer de mesures toutes les heures, en vérifiant que les conditions climatiques ont peu évolué sur ces trois jours de mesure. Nous avons ainsi un jeu de données avec des mesures toutes les 3h en journée sur 3 jours, et un jeu de données avec dix mesures dans une journée que nous reproduisons sur 3 jours.

Les résultats de simulation avec le modèle seul (sans assimilation de données IRT), avec les données de télédétection d'origine, avec les dix jeux de données de télédétection par jour ainsi que les températures mesurées *in situ*, sont représentées sur la Figure 5 pour les sols imperméables, et la Figure 6 pour la pelouse et pour le toit. Les indicateurs d'erreur MAE et RMSE entre les températures mesurées et les températures simulées sont de nouveau calculés pour toutes les surfaces et sont indiqués dans le Tableau 3.

Sur les sols imperméables (stade et parking), les données de télédétection « d'origine » ont pour effet d'augmenter les indicateurs d'erreur par rapport au modèle seul. Imposer les températures de surfaces dix fois par jour permet d'obtenir une erreur moindre qu'avec les données d'origine mais plus importante qu'avec le modèle seul. On observe le 21 mai aux alentours de 12h00 les limites de l'utilisation des dix jeux de données par jours puisque les températures imposées sont plus élevées que les températures mesurées *in situ*.

Sur la pelouse en revanche, l'utilisation des données de télédétection a peu d'effet même si on peut noter une légère augmentation de l'erreur avec l'utilisation des dix mesures par jour. Cette augmentation est attribuée à l'utilisation des données le 21 mai puisqu'à nouveau les températures imposées sont plus élevées que les températures mesurées *in situ*.

Concernant le toit, l'utilisation des 10 mesures par jour permet cette fois d'atteindre l'amplitude des températures mesurées dès le 21 mai et de diminuer considérablement les indicateurs d'erreur.

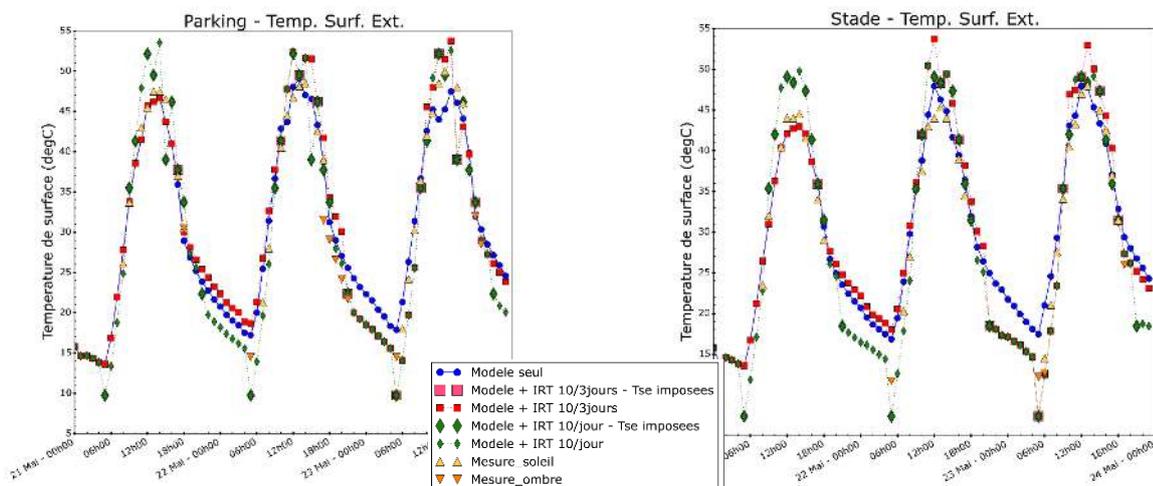


Figure 5 : Comparaison des températures de surface obtenues avec et sans les données de télédétection et des températures mesurées sur le parking et sur le stade

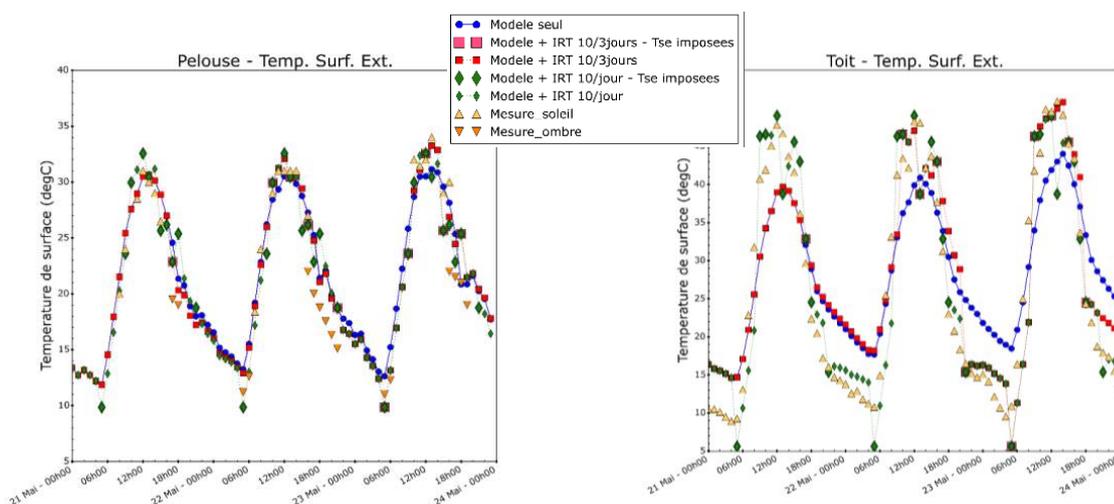


Figure 6 : Comparaison des températures de surface obtenues avec et sans les données de télédétection et des températures mesurées sur la pelouse (gauche) et toit (droite)

Tableau 3 : Indicateurs d'erreur MAE et RMSE entre les températures mesurées et les températures simulées et avec sans données de télédétection pour les différentes familles de surfaces

	Pelouse		Stade		Parking		Toit	
Modèle	MAE	RMSE	MAE	RMSE	MAE	RMSE	MAE	RMSE
Seul	2.69	3.60	2.24	2.89	2.83	3.84	6.02	6.45
+ IRT	2.56	3.36	3.36	4.00	4.08	5.27	4.73	5.61
+ IRT 10/jour	2.70	3.39	3.27	3.80	3.89	4.91	3.72	4.84

## 4. Conclusion

Cette première étude de l'influence de la résolution temporelle des mesures infrarouges sur les résultats de simulations permet déjà de tirer quelques conclusions quant à l'apport des

données de télédétection dans la modélisation du microclimat urbain. En effet, sur les surfaces déjà bien décrite par le modèle seul sur un quartier bien renseigné, imposer les températures de surface issues de la mesure aéroportée dans le modèle même avec une résolution spatiale très fine (0,5m) entraîne une augmentation de l'erreur due à une différence entre les températures mesurées in situ et les mesures de températures aéroportées. On peut donc s'attendre à ce que l'utilisation de données de télédétection à des résolutions plus grossières dégrade davantage la précision des résultats de simulation.

Sur les surfaces moins bien décrites par le modèle seul, comme ici le toit, les données de télédétection permettent de rapprocher les températures simulées et mesurées *in situ* mais pour atteindre une erreur raisonnable, le forçage des températures doit être très fréquent. Le forçage semble donc utile dans le cas où l'on ne connaît pas bien les surfaces et le quartier.

Ces résultats doivent être vérifiés par une étude plus poussée afin d'analyser l'influence de la résolution temporelle et spatiale du forçage des températures de surface sur les simulations du microclimat urbain, notamment par la réalisation de simulations avec des données de télédétection agrégées avec une fréquence de forçage variable.

## Références

- [1] D. Zhou *et al.*, « Satellite Remote Sensing of Surface Urban Heat Islands: Progress, Challenges, and Perspectives », *Remote Sens.*, p. 36, 2019, doi: 10.3390/rs11010048.
- [2] J.-L. Roujean, « TRISHNA: a franco-indian mission to monitor the water status of continental ecosystems – Theia », 5 août 2019. <https://www.theia-land.fr/en/trishna-a-franco-indian-mission-to-monitor-the-water-status-of-continental-ecosystems/> (consulté le 20 août 2021).
- [3] M. Musy, M.-H. Azam, S. Guernouti, B. Morille, et A. Rodler, « The SOLENE-Microclimat Model: Potentiality for Comfort and Energy Studies », in *Urban Microclimate Modelling for Comfort and Energy Studies*, M. Palme et A. Salvati, Éd. Cham: Springer International Publishing, 2021, p. 265-291. doi: 10.1007/978-3-030-65421-4\_13.
- [4] P. g. Mestayer, J.-M. Rosant, F. Rodriguez, et J.-M. Rouaud, « La campagne expérimentale FluxSAP 2010 : Mesures de climatologie en zone urbaine hétérogène », *La Météorologie*, vol. 8, n° 73, p. 34, 2011, doi: 10.4267/2042/42892.
- [5] M.-H. Azam, B. Morille, J. Bernard, M. Musy, et F. Rodriguez, « A new urban soil model for SOLENE-microclimat: Review, sensitivity analysis and validation on a car park », *Urban Clim.*, vol. 24, p. 728-746, juin 2018, doi: 10.1016/j.uclim.2017.08.010.
- [6] H. Montazeri et B. Blocken, « New generalized expressions for forced convective heat transfer coefficients at building facades and roofs », *Build. Environ.*, vol. 119, p. 153-168, juill. 2017, doi: 10.1016/j.buildenv.2017.04.012.
- [7] J. Bouyer, « Modélisation et simulation des microclimats urbains - Étude de l'impact de l'aménagement urbain sur les consommations énergétiques des bâtiments », École Nationale Supérieure d'Architecture de Nantes, 2009.
- [8] G. Fraisse, C. Viardot, O. Lafabrie, et G. Achard, « Development of a simplified and accurate building model based on electrical analogy », *Energy Build.*, p. 15, 2002.
- [9] E. Karpouzli et T. Malthus, « The empirical line method for the atmospheric correction of IKONOS imagery », *Int. J. Remote Sens.*, vol. 24, n° 5, p. 1143-1150, janv. 2003, doi: 10.1080/0143116021000026779.

## Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet District Infrared thermography for microclimate financé par le CNES, appels à projets TOSCA.

# Caractérisation et localisation de l'endommagement dans les matériaux sous contrainte thermique : application de l'émission acoustique

Florian BONZOMS<sup>a</sup>, Reine REOYO-PRATS<sup>a</sup>, Olivier FAUGEROUX<sup>a</sup>, Stéphane THIL<sup>a</sup>, Alain PROUST<sup>b</sup>, Thierry CHOTARD<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire PROMES, Perpignan, France ; <sup>b</sup> SAS Mistras Group, Sucy-en-Brie, France ;

<sup>c</sup> laboratoire IRCER, Limoges, France

Courriels : florian.bonzoms@promes.cnrs.fr, reine.reoyo@promes.cnrs.fr, faugerox@univ-perp.fr, stephane.thil@univ-perp.fr, alain.proust@mistrasgroup.com, thierry.chotard@unilim.fr

**Résumé** - Le contexte de transition énergétique conduit à améliorer les performances des systèmes de production d'énergie renouvelable, dont les récepteurs des centrales solaires. Dans cette optique, la maîtrise des assemblages en carbure de silicium est cruciale. Le comportement thermomécanique de tels assemblages est encore mal connu. Ici, deux types de brasures sont testés sous flux solaire concentré afin de déterminer leur comportement thermomécanique en conditions sévères.

## Nomenclature

$P_{ph}$	puissance palier haut, W	$t_{pb}$	durée de palier bas, s
$P_{pb}$	puissance palier bas, W	$t_m$	durée de montée, s
$t_{rd}$	durée de la rampe de début, s	$t_{rf}$	durée de la rampe de fin, s
$t_{ph}$	durée de palier haut, s	$n_c$	nombre de cycles
$t_d$	durée de descente, s		

## 1. Introduction

La consommation mondiale d'énergie a atteint près de 600 EJ en 2020, dont 12 % ont été produites à l'aide de ressources renouvelables [1]. Afin de respecter le scénario « zéro émissions » à l'horizon 2050 de l'agence internationale de l'énergie, toutes les technologies exploitant les énergies renouvelables doivent connaître une croissance importante. Les centrales solaires à concentration (CSP) comptent aujourd'hui 6,2 GW installés dans le monde entier, 1,4 GW en construction et 1,5 GW en projet [2]. Elles ont produit 14 TWh d'électricité en 2020 et devraient produire 240 TWh en 2030 dans le cadre de ce scénario [3]. Parmi les technologies CSP, les centrales cylindro-paraboliques sont les plus répandues. Néanmoins, les centrales à tour sont avantageuses car elles permettent d'obtenir des facteurs de concentration plus élevés et donc des températures de fluide caloporteur plus importantes, de 600 °C à 1 200 °C. Ceci permet un stockage plus aisé ainsi qu'un meilleur rendement de conversion en électricité, conformément au théorème de Carnot.

Afin de pouvoir absorber le flux solaire incident concentré tout en résistant aux fortes sollicitations thermo-mécaniques, les récepteurs de centrales solaires CSP sont souvent constitués d'alliages métalliques à base de nickel, tels que l'Inconel 625 et l'Hastelloy C-276 [4]. Au contact de sels fondus utilisés comme fluide caloporteur, ces métaux sont plus résistants à la corrosion que des aciers inoxydables [5]. Cependant, au-delà de 650 °C environ, ces matériaux peuvent subir une déformation par fluage [6]. L'usage des récepteurs céramiques à base de SiC est également adapté aux centrales CSP [7, 8]. La conductivité thermique et l'absorptivité élevées du SiC permettent une bonne conversion solaire/chaleur. Chimiquement inerte jusqu'à 1 400 °C environ et ayant une faible dilatation thermique, des températures supérieures peuvent être envisagées [4, 9]. Ainsi, un meilleur rendement de conversion électrique peut être obtenu.

Afin de faciliter la réalisation de récepteurs céramiques de grande taille, il est possible d'assembler plusieurs parties à l'aide de brasures. Cet assemblage peut être à l'origine de points faibles dans la structure mécanique de l'ensemble du récepteur. Il est donc nécessaire de déterminer expérimentalement les conditions pouvant entraîner l'endommagement du matériau [10, 11]. Dans la présente étude, nous nous intéressons à des échantillons de SiC assemblés à l'aide d'une brasure BraSiC®. Ceux-ci ont été soumis à un flux solaire concentré élevé. La tenue de la brasure en fonction de son épaisseur et des chocs thermiques subis a été étudiée grâce à la détection des émissions acoustiques enregistrées pendant le cyclage, à l'aide du dispositif IMPACT [12]. Après avoir présenté le banc expérimental, nous revenons sur la méthode de localisation des contraintes thermiques et mécaniques à l'aide de la détection des émissions acoustiques de l'échantillon, puis nous décrivons les matériaux et les cycles imposés. Ensuite, nous détaillons les résultats obtenus, en nous attachant sur les principales caractéristiques des échantillons ayant été endommagés jusqu'à la rupture.

## 2. Matériel et méthode

### 2.1. Banc expérimental

Le banc IMPACT est un dispositif permettant de déterminer le comportement thermo-mécanique d'un matériau [12]. Ce dispositif accepte des échantillons de 100 mm de diamètre pour une épaisseur de 3 à 5 mm. Les échantillons sont chauffés par voie solaire, à l'aide d'une parabole (figure 1). Un kaléidoscope permet d'homogénéiser le flux solaire sur une surface de 4 cm<sup>2</sup> (figure 2). Le flux résultant est considéré constant sur toute la surface irradiée. L'échantillon est supporté par trois tiges en alumine.

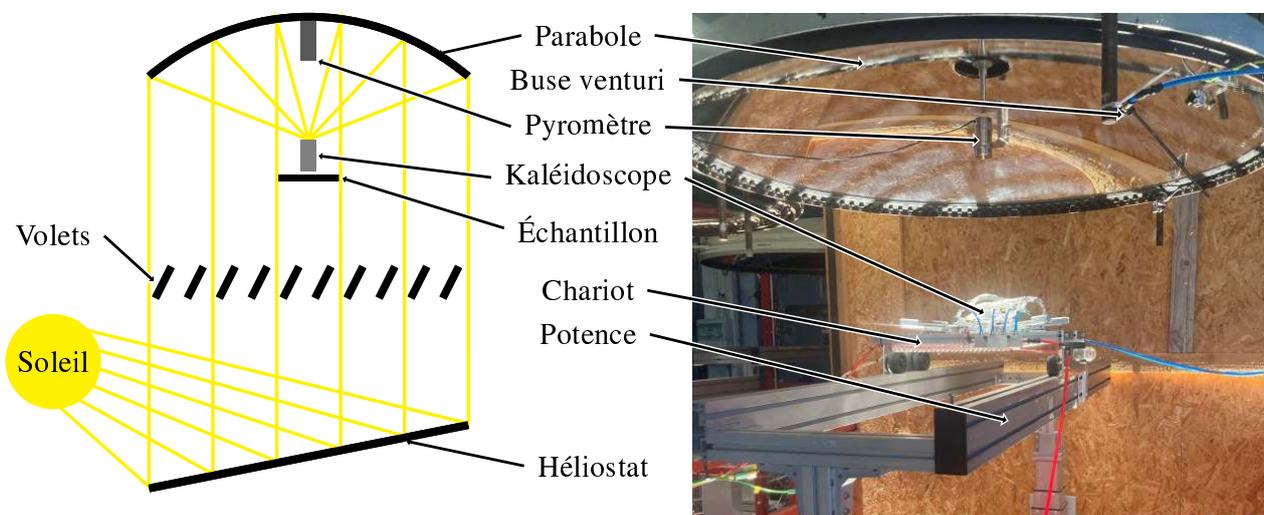


Figure 1 : Schéma de principe et photographie du banc IMPACT.

Six capteurs permettent d'analyser l'émission acoustique (figure 2). Le bord de l'échantillon pouvant atteindre 600 °C, afin d'éviter une surchauffe des capteurs, des guides d'onde en alumine permettent d'éloigner ces derniers de l'échantillon. Un ressort permet d'avoir une pression constante sur le capteur et l'échantillon. La position des guides d'ondes sur l'échantillon permet de récupérer les ondes longitudinales, qui sont les plus rapides (vitesses longitudinale et transversale respectivement de 12,02 km s<sup>-1</sup> et 7,67 km s<sup>-1</sup> dans le SiC [13]). Ceci permet de faciliter la localisation par double triangulation dans l'échantillon. Des cycles de chauffe peuvent être définis, grâce à un module permettant de contrôler la position des volets (représentés figure 1) : en occultant plus ou moins la parabole, il est possible de faire varier le flux solaire atteignant

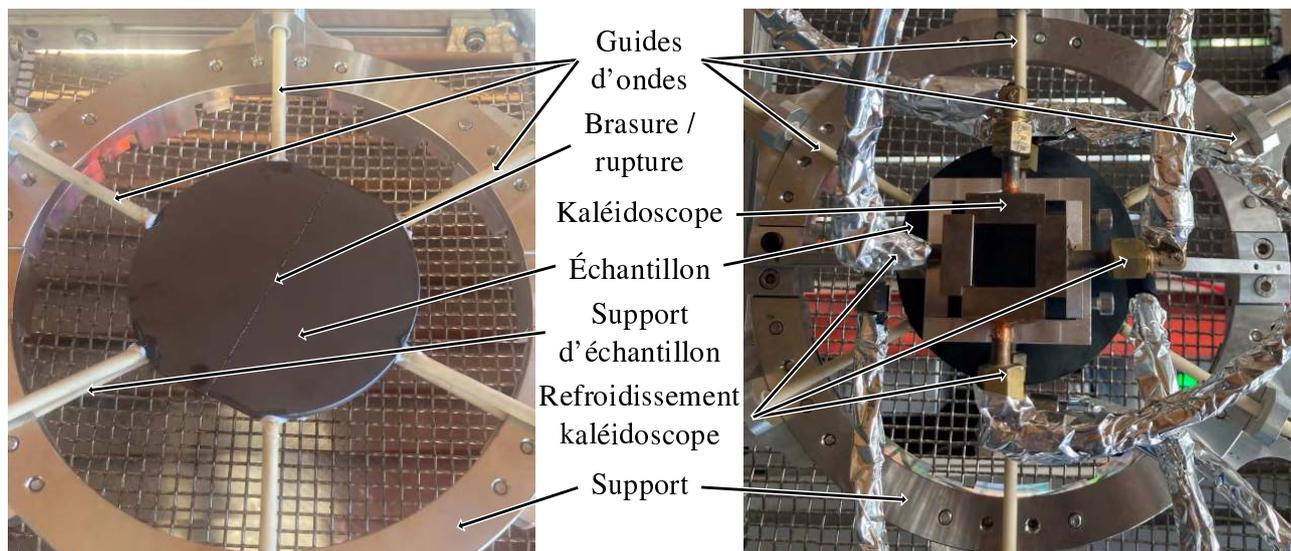


Figure 2 : Échantillon (après rupture) dans son support avec et sans le kaléidoscope, vu de dessus.

l'échantillon. Les expériences ont été conduites sur une parabole de 1,5 m de diamètre (puissance utile de 800 W).

La température de l'échantillon est mesurée par trois thermocouples et un pyromètre. Les thermocouples sont positionnés en face arrière de l'échantillon. Le pyromètre est fixé à la parabole dans son axe (figure 1). Afin d'éviter la surchauffe du kaléidoscope, de l'eau froide circule à l'intérieur (figure 2). Pour éviter que des vapeurs (combustion de poussière, couplant...) encrassent la parabole, une buse venturi souffle un flux d'air en continu entre la parabole et le banc expérimental (figure 1). Ce flux d'air est positionné afin de ne pas créer de parasites au niveau des capteurs d'émission acoustique.

## 2.2. Émission acoustique

L'émission acoustique correspond à la détection des ondes élastiques transitoires (appelées salves) générées par la libération rapide d'énergie provenant de sources localisées dans un matériau [14]. Ces sources correspondent généralement à l'endommagement du matériau quand il est soumis à une contrainte (mécanique ou thermique). Il est admis qu'un même type d'événement (microfissuration, corrosion, délamination...) dans un milieu de propagation de même fonction de transfert produira un même type de salve. Chaque salve est ensuite caractérisée par une série de paramètres de forme, appelés descripteurs, que l'on sépare en deux catégories : les descripteurs temporels et les descripteurs fréquentiels [15].

L'acquisition de l'émission acoustique dépend de plusieurs paramètres qui permettent de bien définir les salves. En effet, il est nécessaire de régler les différentes fenêtres temporelles, le seuil et la vitesse dans le matériau. Cette dernière se mesure directement sur le matériau à l'aide de deux capteurs que l'on espace d'une distance connue et une source type Hsu-Nielsen [16]. La vitesse moyenne de l'onde dans le matériau est directement calculée :  $v = d/\Delta t$ , avec  $v$  la vitesse (en  $\text{m s}^{-1}$ ),  $d$  la distance entre les deux capteurs (en m) et  $\Delta t$  la différence entre les instants d'arrivées (en s) au niveau des deux capteurs. Le début de la salve correspond au premier dépassement de seuil. La figure 3 montre les trois fenêtres temporelles : PDT (*peak definition time*), HDT (*hit determination time*) et HLT (*hit lockout time*). Dans le cas des échantillons en SiC : PDT = 60  $\mu\text{s}$ , HDT = 60  $\mu\text{s}$  et HLT = 600  $\mu\text{s}$ .

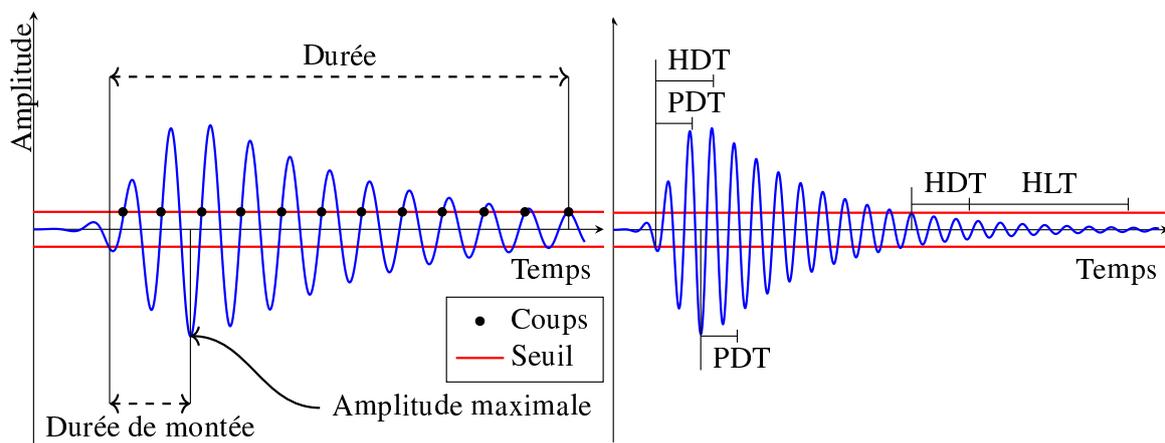


Figure 3 : Exemple de descripteurs sur une salve et définition des fenêtres temporelles.

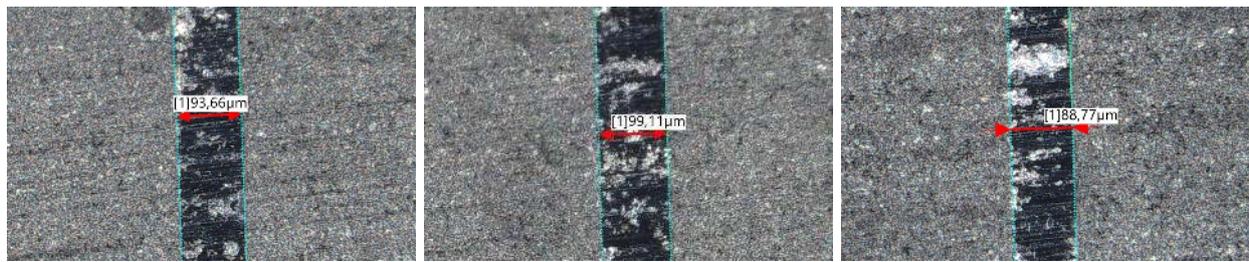
L'intérêt principal de cette méthode est de pouvoir opérer *in situ* et suivre en temps réel l'endommagement d'un matériau. Cette méthode présente aussi l'avantage de couvrir un large spectre dimensionnel de défauts, en plus de permettre leur localisation [12].

### 2.3. Échantillons testés

Les échantillons se décomposent en quatre types : un échantillon d'Inconel 625, deux échantillons de SiC homogène, neuf échantillons en SiC brasés CEA 0 et neuf brasés CEA 1. Ces échantillons sont des disques de 100 mm de diamètre avec 4 mm d'épaisseur pour les échantillons en SiC et 5 mm pour ceux en Inconel 625. L'échantillon d'Inconel 625 est dans un état oxydé avant essai. On ajoutera que les échantillons de SiC homogène (Yasmine 1 et Yasmine 2) ainsi que l'échantillon d'Inconel (Inconel 1) ont déjà subi des essais sur le banc IMPACT [12].

Les brasures de type BraSiC<sup>®</sup> sont composées de silicium accompagné d'un élément métallique [17]. Elles sont dites non réactives, c'est-à-dire qu'aucun composé autre que celui du substrat de brasage ou de la brasure ne se forme. Il n'y a pas de formation de produit de réaction à l'interface SiC/brasure et la dissolution des éléments du SiC dans l'alliage est très limitée aux températures de brasage (maximum 1450 °C) [17]. Une étude a montré que des liaisons covalentes se forment à l'interface SiC/BraSiC [18] ce qui laisse présager une grande résistance de l'interface.

Trois exemplaires de chaque type d'échantillon sont disponibles. Deux brasures différentes sont considérées (CEA 0 et CEA 1) avec, pour chaque type de brasure, trois épaisseurs visées : 50, 100 et 140  $\mu\text{m}$ . Des observations au microscope optique ont permis de mesurer l'épaisseur réelle de la brasure. Ces observations ont mis en exergue une différence d'épaisseur de brasure entre les bords et le centre de l'échantillon. La figure 4 montre les mesures effectuées sur l'échantillon 8674. Ce phénomène se retrouve sur tous les échantillons de manière plus ou moins importante. En effet, la variation moyenne de l'épaisseur de la brasure est de 10  $\mu\text{m}$ . Sur les brasures de faible épaisseur (50  $\mu\text{m}$  visés), cette variation peut alors représenter jusqu'à 22 % de variation par rapport à la plus grande épaisseur mesurée sur l'échantillon. Le tableau 1 donne l'épaisseur au centre et le type de brasure pour chaque échantillon. Compte tenu du procédé de fabrication, on fait l'hypothèse que cette variation d'épaisseur n'influe pas sur la résistance des échantillons.



(a) Épaisseur (bord 1) : 93,66  $\mu\text{m}$  (b) Épaisseur (centre) : 99,11  $\mu\text{m}$  (c) Épaisseur (bord 2) : 88,77  $\mu\text{m}$

Figure 4 : Clichés au microscope optique avant passage sur le banc IMPACT de l'échantillon 8674, pour mesure de l'épaisseur de la brasure. En (a) et (c) des mesures proches du bord de l'échantillon, en (b) une mesure au centre de l'échantillon (au niveau de la zone irradiée).

Référence du cycle	$t_{rd}$ (s)	$t_{ph}$ (s)	$t_d$ (s)	$t_{pb}$ (s)	$t_m$ (s)	$t_{rf}$ (s)	$n_c$ (-)	$P_{ph}$ (W)	$P_{pb}$ (W)
I	20	60	10	60	10	20	15	800	200
II	20	30	5	30	5	20	30	850	300
III	30	45	15	45	15	30	15	850	300
IV	30	45	2	45	2	30	20	850	300
V	30	60	30	60	30	20	10	850	300

Tableau 1 : Récapitulatif des échantillons et des cycles réalisés.

## 2.4. Cycles

Les cycles réalisés, illustrés par la figure 5, sont décrits dans le tableau 1 pour chaque type de cycles. Une première série d'essais a été réalisée comme référence (référence I dans le tableau 1). Les cycles réalisés sur cette série sont proches de ceux qui avaient été réalisés sur les échantillons de SiC homogène [12]. Des cycles d'amplitude légèrement plus faible ont été ensuite réalisés, avec des variations sur la durée de chaque cycle.

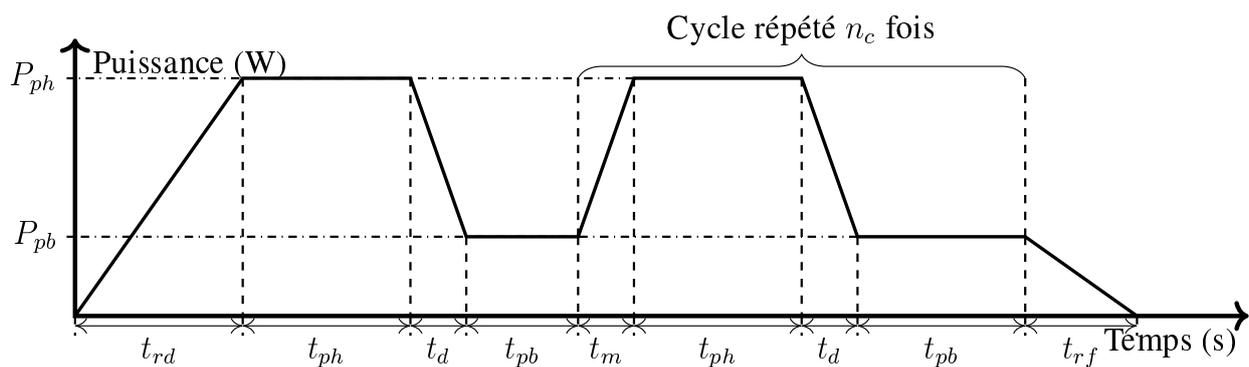


Figure 5 : Schéma descriptif des cycles réalisés.

## 3. Résultats

Les résultats obtenus sont décrits dans cette partie : le tableau 2 récapitule les expériences réalisées, la figure 7 présente un exemple de salves enregistrées lors d'une expérience, et la figure 6 des clichés pris au microscope électronique. Tous les échantillons qui sont allés jusqu'à la rupture ont cassé dans la brasure. On peut voir sur la figure 6a que la ligne de fracture est sortie de la brasure sans que l'interface ne dévie la ligne de fracture. On remarque aussi que la rupture suit l'interface à certains endroits (en haut de la figure 6b), ce qui pourrait laisser penser

Brasure CEA 0				Brasure CEA 1			
Ref.	Épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	Ref. cycle	Casse	Ref.	Épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	Ref. cycle	Casse
8694	53	I	non	8689	52	I	non
8692	52	III	non	8691	52	II	non
8693	54	V	non	8690	55	IV	non
8686	99	I	oui	8674	99	I	non
8688	100	III	oui	8685	115	II	non
8687	129	V	oui	8684	102	IV	non
8681	146	I	oui	8680	145	I	non
8683	146	III	oui	8679	145	II	oui
8682	142	V	oui	8678	143	IV	non

Tableau 2 : Récapitulatif des expériences réalisées.

à une rupture adhésive (décollement de la brasure). Cependant la partie de gauche a été observée au niveau de la tranche (figure 6c) et on distingue clairement qu'il s'agit de la brasure. En effet une rupture dans le SiC présente un faciès très différent (figure 6d). On peut donc conclure que cela ne correspond pas à une rupture adhésive mais à une rupture cohésive (rupture dans la brasure).

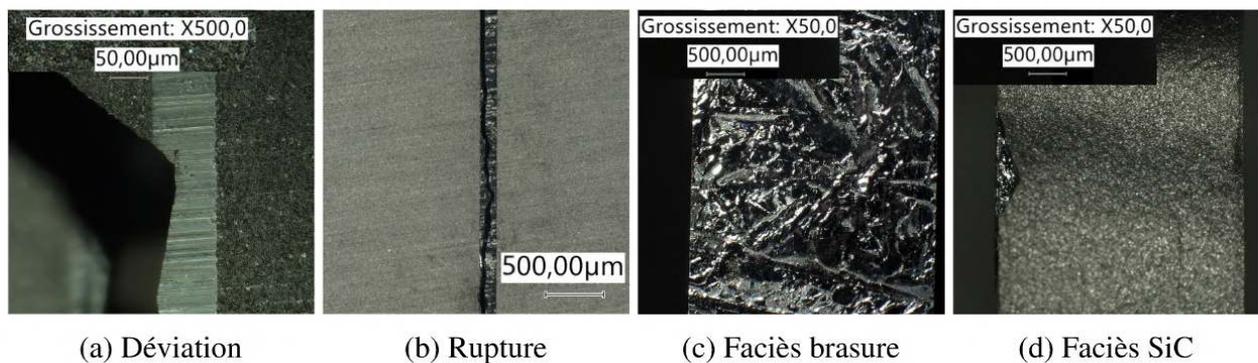


Figure 6 : Clichés au microscope optique après essai sur IMPACT. En (b) l'échantillon 8687, en (c) le 8687 au niveau de la tranche, en (d) le 8688 sur la tranche, en (a) le 8688.

D'un autre côté, les échantillons qui ont cassé sont majoritairement des échantillons brasés CEA 0, et dont la brasure présente une forte épaisseur. En effet, on peut noter dans le tableau 2 qu'aucun échantillon dont l'épaisseur de brasure est inférieure ou égale à  $55 \mu\text{m}$  n'a cédé. Il serait intéressant de réaliser des essais sur des épaisseurs de brasure intermédiaires ( $60$  à  $90 \mu\text{m}$ ) pour déterminer l'épaisseur critique qui conduit à la rupture. Les hypothèses principales qui expliquent ce comportement sont qu'une épaisseur fine de brasure limite les écarts de température entre la brasure et le SiC, et que plus la brasure est fine, moins la déformation totale est importante. En effet, les coefficients de dilatation thermique de la brasure et du SiC sont différents. Du côté de l'émission acoustique, les événements de la rupture ont été localisés au niveau de la brasure, plus fréquemment à mi-chemin entre le bord du kaléidoscope et le bord de l'échantillon. La figure 7 montre les salves enregistrées au cours de l'essai pour l'échantillon 8687. La ligne rouge verticale correspond à la rupture. Du point de vue des salves cumulées, on remarque qu'il y a moins de salves lors du dernier cycle avant rupture. De plus, on remarque un effet Kaiser en température : tant que la température n'atteint pas la température maximale du cycle précédent, il n'y a pas, ou peu, d'émission acoustique. Ce phénomène est fréquent en fatigue des matériaux. Les salves enregistrées après la rupture sont suspectées d'être dues aux frottements entre les deux parties de l'échantillon.

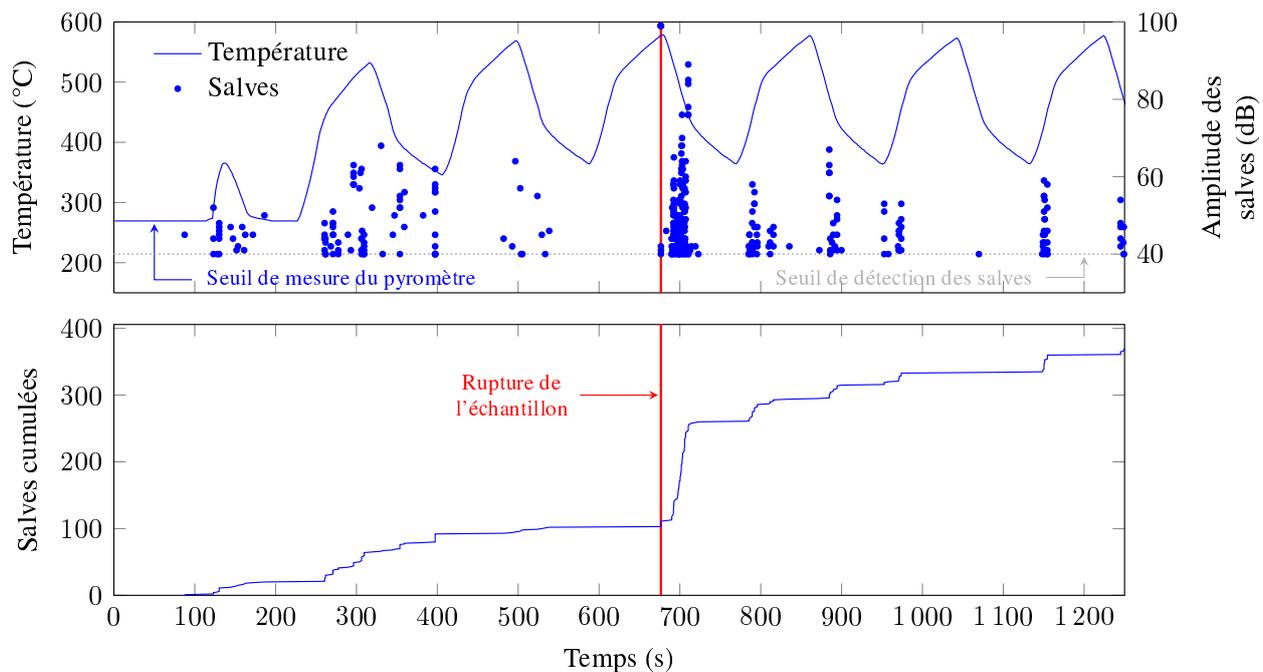


Figure 7 : Échantillon 8687, en haut les salves d'émission acoustique enregistrées et la température du pyromètre, en bas les salves cumulées. On remarque un plateau au niveau des salves cumulées, avant la rupture.

## 4. Conclusion

On peut conclure que l'interface brasure / SiC n'est pas le point faible des assemblages. En effet, l'interface ne dévie pas la ligne de fracture quand cette dernière la traverse. Cela concorde avec des résultats obtenus lors d'essais mécaniques [11]. De plus, la brasure CEA 0 est moins résistante d'un point de vue thermomécanique que la brasure CEA 1. Les erreurs de localisation des événements acoustiques ne permettent pas de dire si la rupture a eu lieu dans la brasure ou juste à côté. Cependant la plupart des échantillons ont rompu dans la brasure, qui constitue donc le point faible de ces assemblages. Le « plateau » visible au niveau des salves cumulées semble montrer un comportement caractéristique avant rupture.

Pour finir, les assemblages SiC / BraSiC<sup>®</sup> permettent de réaliser des pièces de grande taille nécessaires pour les installations de production énergétique. Cependant, le comportement de ces assemblages semble présager d'une utilisation délicate en situation réelle pour la brasure CEA 0, au moins pour les fortes épaisseurs. La brasure CEA 1, ainsi que les brasures de faibles épaisseurs, vont nécessiter davantage d'investigations. Une prochaine campagne d'essais est prévue sur une parabole de 2 m de diamètre, de puissance utile plus importante que l'actuelle, ce qui devrait permettre de faire subir des contraintes plus importantes aux échantillons. Ainsi il sera possible de confirmer les résultats obtenus lors de cette première campagne d'essais.

## Références

- [1] IEA, « Net Zero by 2050 - A Roadmap for the Global Energy Sector », rap. tech., International energy agency, 2021.
- [2] « CSP Projects Around the World ». [www.solarpaces.org/csp-technologies/csp-projects-around-the-world/](http://www.solarpaces.org/csp-technologies/csp-projects-around-the-world/).
- [3] P. BOJEK et B. HEYMI, « Renewable Power ». [www.iea.org/reports/renewable-power](http://www.iea.org/reports/renewable-power).

- [4] C. K. HO, « Advances in central receivers for concentrating solar applications », *Solar Energy*, vol. 152, p. 38–56, août 2017.
- [5] C. Q. GÓMEZ, F. P. GARCÍA, A. ARCOS, L. CHENG, M. KOGIA et M. PAPELIAS, « Calculus of the defect severity with EMATs by analysing the attenuation curves of the guided waves », *Smart Structures and Systems*, vol. 19, no. 2, p. 195–202, 2017.
- [6] T. W. NEISES, M. J. WAGNER et A. K. GRAY, « Structural Design Considerations for Tubular Power Tower Receivers Operating at 650°C », in *ASME 2014 8th International Conference on Energy Sustainability*, (Boston, Massachusetts, USA), American Society of Mechanical Engineers, juin 2014.
- [7] V. CASALEGNO, L. FERRARI, M. JIMENEZ FUENTES, A. DE ZANET, S. GIANELLA, M. FERRARIS et V. M. CANDELARIO, « High-Performance SiC-Based Solar Receivers for CSP : Component Manufacturing and Joining », *Materials*, vol. 14, août 2021.
- [8] A. ORTONA, T. FEND, H. YU, K. RAJU, P. FITRIANI et D. YOON, « Tubular Si-infiltrated SiCf/SiC composites for solar receiver application—Part 1 : Fabrication by replica and electrophoretic deposition », *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 132, p. 123–130, jan. 2015.
- [9] K. M. ARMIJO, M. WALKER, J. CHRISTIAN, D. MADDEN, M. STAVIG, S. OLIVERIO et H. FEINROTH, « Thermal shock resistance of multilayer silicon carbide receiver tubes for 800°C molten salt concentrating solar power application », in *SOLARPACES 2019 : International Conference on Concentrating Solar Power and Chemical Energy Systems*, (Daegu, South Korea), 2020.
- [10] L. M. NGUYEN, O. GILLIA, E. RIVIÈRE et D. LEGUILLON, « Mechanical properties and failure criterion of silicon-based joints », *Ceramic Engineering and Science Proceedings*, vol. 31, no. 2, p. 107–117, 2010.
- [11] V. CHAUMAT, G. ROUX et F. GRENOBLE, « Multi-staged brazing using the BraSiC® process for the fabrication of very large and / or complexe SiC based components. », rap. tech., CEA, Grenoble.
- [12] Y. LALAU, *Étude Du Comportement Thermomécanique de Matériaux Sous Irradiation Solaire Concentrée : Développement Expérimental et Modélisation*. Thèse doctorat, Université de Perpignan, 2017.
- [13] D. E. GRADY, « Shock-wave strength properties of boron carbide and silicon carbide », *Journal De Physique. IV : JP*, vol. 4, no. 8, 1994.
- [14] ISO12716, « Essais non destructifs - Contrôle par émission acoustique - Vocabulaire », 2001.
- [15] N. GODIN, P. REYNAUD et G. FANTOZZI, *Émission Acoustique et Durabilité Des Composites*, vol. 2. ISTE, 2018.
- [16] AFNOR, « Essais non destructifs - Terminologie - Partie 9 : Termes utilisés en contrôle par émission acoustique », 2017.
- [17] N. LE MINH, *Caractérisation Mécanique de Jonctions Brasées SiC / BraSiC® / SiC et Critère de Dimensionnement à La Rupture*. Thèse doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 2011.
- [18] M. LAMY, *Etude structurale et chimique par microscopie électronique en transmission d'interfaces SiC/siliciures de Co, Fe ou Ni*. Thèse doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble, Grenoble, jan. 2000.

# Linear stability analysis of a ferrofluid in a radially heated concentric cylindrical annulus with an applied magnetic field furnished by stack of magnets in the inner cylinder.

Anupam M HIREMATH<sup>1</sup>, Antoine MEYER<sup>1</sup>, Harunori N YOSHIKAWA<sup>2</sup>, Innocent MUTABAZI<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>LOMC UMR CNRS 6294, UNIVHAVRE, Normandie Université  
53 rue de Prony, 76600-Le Havre (France)

<sup>2</sup> INPHYNI UMR CNRS 7010, Université de Côte d'Azur, Institut de Physique de Nice  
Avenue Joseph Vallot, 06108-Nice (France)

\*(Corresponding author: innocent.mutabazi@univ-lehavre.fr)

**Abstract** - The linear stability analysis (LSA) was conducted on a ferrofluid confined in an infinitely long cylindrical annulus, with differential heating between the inner and the outer cylinder. A stack of magnets inside the inner cylinder providing a magnetic field. In addition, the cylinders can rotate rigidly with an angular frequency  $\Omega$ . The ferrofluid is subject to the Archimedean buoyancy due to the terrestrial gravity  $g$ , magnetic buoyancy due to magnetic gravity  $g_m$ , and centrifugal buoyancy due to the centrifugal acceleration. In this study we identify the different types of instability modes that can develop in such a fluid system.

## Nomenclature

$A, C$  Coefficients for base state axial velocity.  
 $F_B$  Magnetic buoyancy due to the Kelvin force.  
 $g$  Terrestrial gravity,  $m.s^{-2}$   
 $g_m$  Magnetic gravity,  $m.s^{-2}$   
 $g_c$  Centrifugal gravity,  $m.s^{-2}$   
 $v$  Velocity,  $m.s^{-1}$   
 $Ra_m$  Magnetic Rayleigh number  
 $Ta$  Taylor number  
 $Pr$  Prandtl number  
 $Gr$  Grashoff number  
 $K_0, K_1$  Modified Bessel functions of second kind  
 $M$  Magnetization,  $A.m^{-1}$   
 $B$  Applied magnetic field, T  
 $R_1$  Inner radius, m  
 $R_2$  Outer radius, m  
 $T_1$  Inner cylinder temperature, K  
 $T_2$  Outer cylinder temperature, K

$d = R_2 - R_1$  Width of the gap, m  
 $n$  Number of azimuthal modes  
*Greek symbols*  
 $\Omega$  Rotation angular frequency  $rad.s^{-1}$   
 $\omega$  Mode angular frequency  $rad.s^{-1}$   
 $\eta = R_1/R_2$  Radius Ratio  
 $\lambda_b$  Axial spacing of the magnets, m  
 $\Theta$  Dimensionless temperature of the base flow  
 $\pi$  Dimensionless modified pressure  
 $\nu$  Kinematic viscosity,  $m^2.s^{-1}$   
 $\alpha$  Thermal expansion coefficient,  $K^{-1}$   
 $\alpha_m$  Thermal variation of magnetization,  $K^{-1}$   
 $\gamma_a = \alpha\Delta T$  Dimensionless thermal expansion coefficient  
 $\kappa_b$  Axial wavelength of the magnetic field,  $m^{-1}$   
 $\rho_{ref}$  Density of fluid at reference temperature,  $kg/m^3$

## 1. Introduction

Ferrofluids are stable colloids of nano particles nearly  $10nm$  in diameter of ferro or ferri-magnetic particles in a carrier fluid. The stability of these fluids is governed by the Brownian

motion in the fluid. A wide range of carrier fluids having oil or aqueous base [1] could be used to fabricate, and many ferrofluids are commercially available to satisfy particular applications.

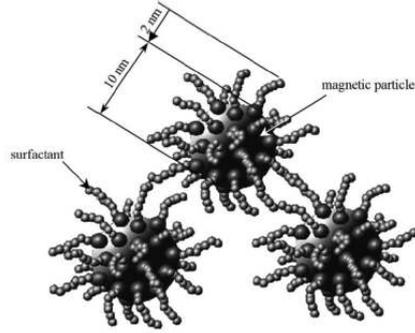


Figure 1 : Description of a ferromagnetic particle.[2]

Fig.1 shows the magnetic particles coated with a surfactant to avoid any coagulation between the particles. These particles need to remain suspended in the fluid.

Under the influence of an external magnetic field these fluids tend to orient themselves in the direction of the applied field. Ferrofluids, due to their thermal capacity, are used in several heat transfer applications. The external applied field can have an influence on the fluid dynamics. Hence, a linear stability analysis (LSA) has been performed to understand the stability of the ferrofluids in micro-gravity as well as in terrestrial conditions.

## 2. Flow equations and system under study

In this section we will describe the system flow and the governing equations.

### 2.1. Flow configuration

In the Fig.2 we have two coaxial cylinders which are infinitely long along the vertical direction and the gap between the two cylinders is filled with Newtonian ferrofluid. The inner cylinder is at radius  $R_1$  and it is maintained at temperature  $T_1$ , the outer cylinder has a radius  $R_2$  at temperature  $T_2$ , where  $T_1 > T_2$ .

The magnetic field is provided by the stack of permanent magnets placed inside of the inner cylinders and these magnets are evenly placed at a distance of  $\lambda_b$ , hence the axial wave number of the applied field is given by  $\kappa_b = 2\pi/\lambda_b$ .

### 2.2. Body force

The flow is subject to three body forces : the Archimedean buoyancy  $\rho\theta\mathbf{g}$ , the centrifugal buoyancy  $\rho\theta\mathbf{g}_c$  and the magnetic buoyancy  $\rho\theta\mathbf{g}_m$  where  $\theta = T - T_{ref}$ , the reference temperature  $T_{ref}$  can be chosen either at the inner cylinder or the outer cylinder or at the central cylindrical flow surface. The magnetic buoyancy stems from the Kelvin force acting on a ferrofluid in a magnetic field  $\mathbf{B}$ [1].

$$\mathbf{F}_B = M_0 \nabla |\mathbf{B}| + |\mathbf{B}| \nabla M_0 \quad (1)$$

In the Boussinesq approximation, the second term in Eqn.1 is of second order and hence it can be neglected. The magnetization density  $M_0$  is a function that decreases with the temperature and is defined as

$$M_0 = M_{ref}[1 - \alpha_m \theta] \quad (2)$$

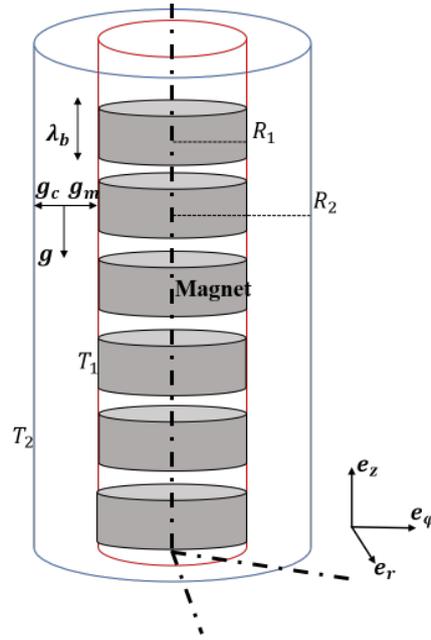


Figure 2 : Flow configuration : Cylindrical annulus with the inner cylinder filled of magnets stacked along the vertical axis.

where  $\alpha_m = K/M_{ref}$ ,  $K = -\partial M/\partial T$  is the pyromagnetic coefficient. Hence the magnetic buoyancy becomes,

$$\mathbf{F}_B = -\alpha_m M_{ref} B_0 \kappa K_1(\kappa r) \theta \mathbf{e}_r + \nabla (M_{ref} B_0 K_0(\kappa r)) \quad (3)$$

The gradient term in the Eqn.(3) is integrated into the pressure term and the non conservative part is defined as the magnetic buoyancy  $\rho \alpha \theta g_m$  where we have introduced the centripetal magnetic gravity defined as,

$$\mathbf{g}_m = \frac{\alpha_m M_{ref} B_0 \kappa_b K_1(\kappa_b r)}{\alpha \rho_{ref}} \mathbf{e}_r \quad (4)$$

### 2.3. Governing equations

We obtain the following set of dimensionless flow equations,

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla \pi + \Delta \mathbf{v} - Gr \theta \mathbf{e}_z - \frac{Ra_m}{Pr} \theta \mathbf{e}_r - \gamma_a \frac{v^2}{r} \theta \mathbf{e}_r \quad (6)$$

$$\frac{d\theta}{dt} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \theta = \frac{1}{Pr} \Delta \theta \quad (7)$$

where the control parameters are defined as, Prandtl number  $Pr = \nu/\kappa$ , magnetic Rayleigh number  $Ra_m = \alpha \Delta T g_m (\bar{R}) d^3 / \nu \kappa$  defined at the mid gap and the Grashof number  $Gr = -\alpha \Delta T g d^3 / \nu^2$ .

### 2.4. Base state flow

The base state flow is considered to be stationary, axisymmetric and axially invariant and can only depend on the radial coordinate.

### 2.4.1. Temperature and velocity profile

The temperature in the base state is given by,

$$\Theta = \frac{\ln[r(1-\eta)]}{\ln(\eta)} \quad (8)$$

and the axial velocity is given by [3],

$$W_b = A \{ C [(1-\eta)^2 r^2 - 1 + (1-\eta)^2 \Theta] - 4 [r^2(1-\eta)^2 - \eta^2] \Theta \} \quad (9)$$

where the coefficients  $A$  and  $C$  are obtained from the no-slip conditions at the cylindrical walls

$$A = \frac{1}{16(1-\eta)^2} \quad (10)$$

$$C = \frac{(1-\eta^2)(1-3\eta^2) - 4\eta^4 \ln(\eta)}{(1-\eta^2)^2 + (1-\eta^4) \ln(\eta)} \quad (11)$$

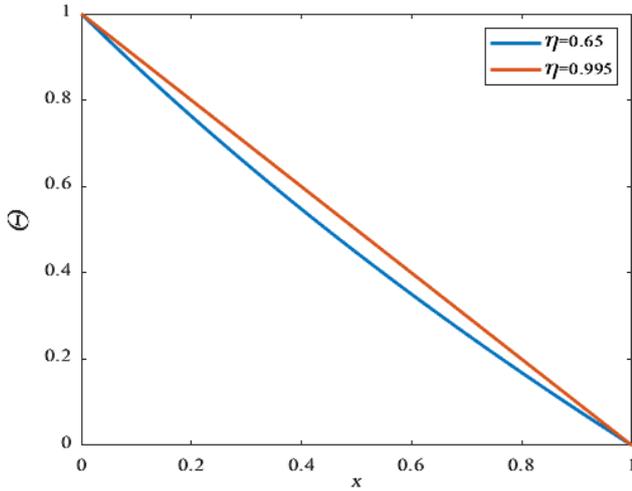


Figure 3 : Variation of the base state temperature with the dimensionless radial coordinate

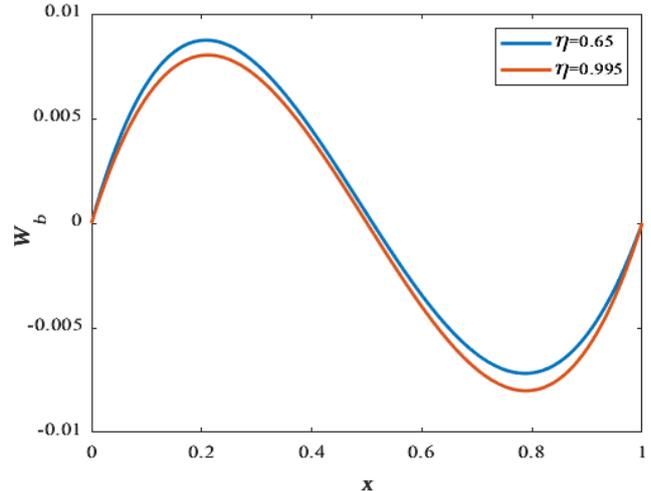


Figure 4 : Variation of the axial velocity with the dimensionless radial coordinate

Fig.3 and Fig.4 show the curvature dependence of the temperature and axial velocity of the base flow. The flow is ascending near the inner cylinder and it is a descending near the cold outer cylinder.

### 2.4.2. Magnetic gravity in the base state

We can estimate the magnitude of the magnetic gravity in the cylindrical annulus from the Eqn.(4). For, we choose the value  $\lambda_b = 3.54d$  as suggested by Tagg and Weidman [1]. We use data of the water-based ferrofluid  $Fe_3O_4$  from [4] [5] to calculate the values of the magnetic averaged gravity  $\langle g_m \rangle = \frac{1}{R_2-R_1} \int_{R_1}^{R_2} g_m dr$  given in Table(1)

## 3. Results

The study was conducted to understand the thermo-magnetic convection in a cylindrical annulus filled with a water-based ferrofluid whose Prandtl number is  $Pr = 15$ .

$\eta$	$\langle g_m \rangle / g$
0.65	15.5371
0.7	15.4513
0.95	15.1262

Table 1 : Ratio of the average magnetic gravity to the terrestrial gravity.

We have superimposed infinitesimal perturbations of the base flow and linearized resulting equations. The perturbations have been expanded into normal modes of the form  $\exp(st + in\varphi + ikz)$ , where  $s = \sigma + i\omega$  is the complex temporal growth rate,  $k_z$  is the axial wavenumber,  $n$  is the number of modes in the azimuthal direction. The resulting eigenvalue problem is solved with Chebyshev collocation method.

### 3.1. Thermo-magnetic convection in microgravity

In the space where the gravity is negligible the Archimedean buoyancy vanishes and has no effect on the flow destabilization. The thermal convection can thus be induced by the magnetic buoyancy. We have investigated the thermomagnetic convection in microgravity conditions and the effect of solid body rotation on the thermomagnetic convection.

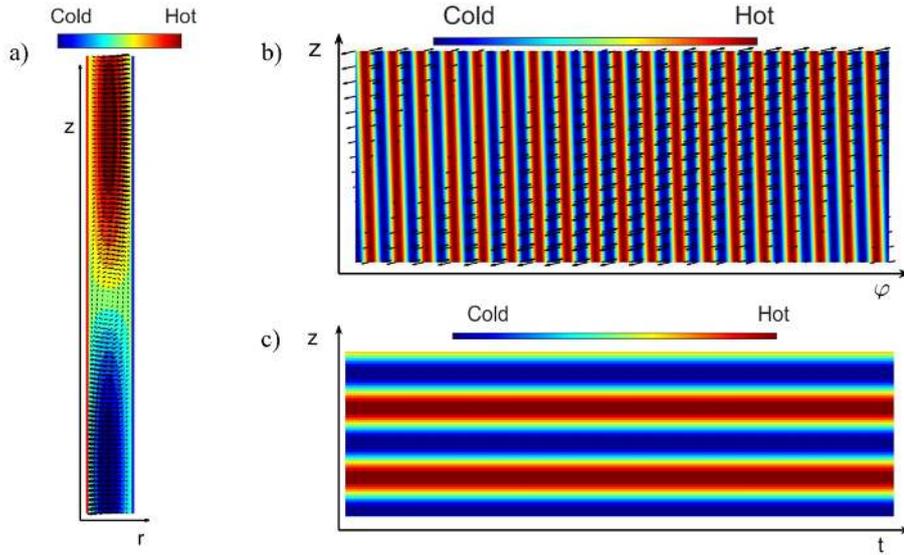


Figure 5 : Eigenfunctions of velocity and temperature perturbations for stationary cylinders in microgravity for  $\eta = 0.85$ ,  $Ta = 0$

In Fig.5 we have plotted the eigenfunctions of velocity and temperature perturbations for zero rotation i.e.  $Ta = 0$ . Fig.5a shows the cross section in the  $r$ - $z$  plane of the critical modes. These critical modes have helical structure Fig.5b ( $k_c = 0.42$ ,  $n_c = 19$ ) and they are stationary Fig.5c ( $\omega = 0$ ).

When a small body rotation is added, the threshold of the thermomagnetic convection is delayed and the critical modes become columnar oscillatory modes Fig.6c ( $\omega \neq 0$ ).

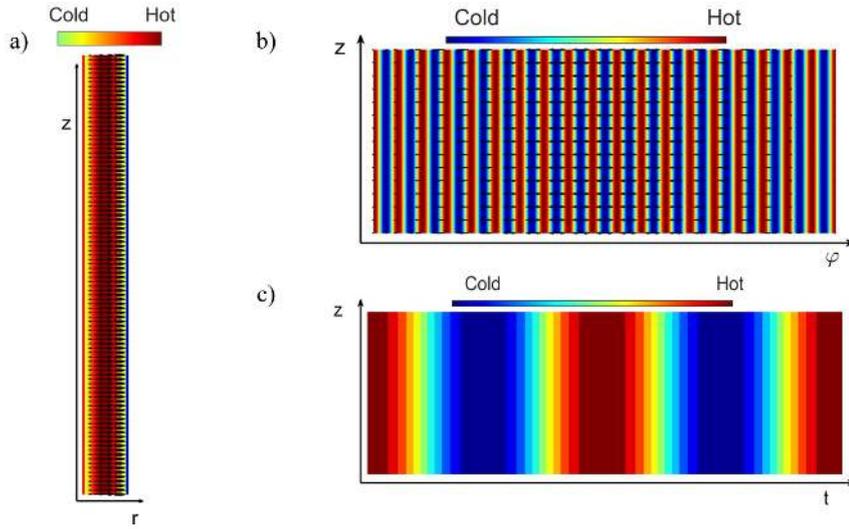


Figure 6 : *Eigenfunctions of velocity and temperature perturbations in microgravity  $\eta = 0.85$ ,  $Ta = 40$*

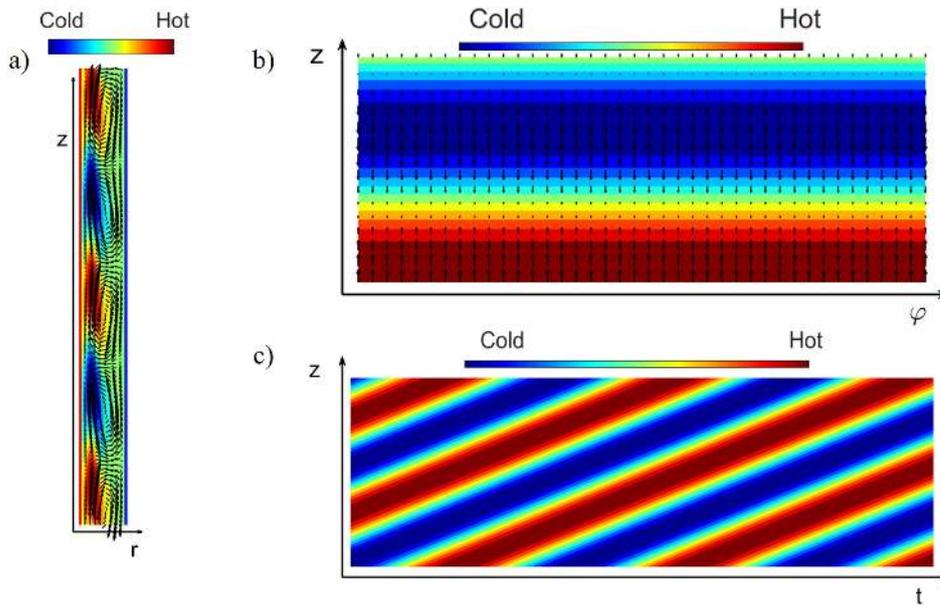


Figure 7 : *Eigenfunctions of velocity and temperature perturbations for thermal modes with no rotation in terrestrial conditions  $\eta = 0.9$ .*

### 3.2. Thermo-magnetic convection in terrestrial conditions

In the presence of the Earth's gravity we need to include the Archimedean buoyancy which has an influence on the stability of the flow.

In the terrestrial conditions for  $Pr = 15$ , there exist two types of modes: the thermal modes and magnetic modes. Thermal modes exist for  $Pr > 11.5$  [3] for small values of  $Ra_m$ . For greater values of  $Ra_m$  we find that the modes are magnetic.

Similar analogy can be made with dielectrophoretic fluids where for higher values of electric field and  $Pr$ , critical modes are thermal modes and electric modes[6].

For the case of no rotation the thermal modes are oscillatory and magnetic modes are sta-

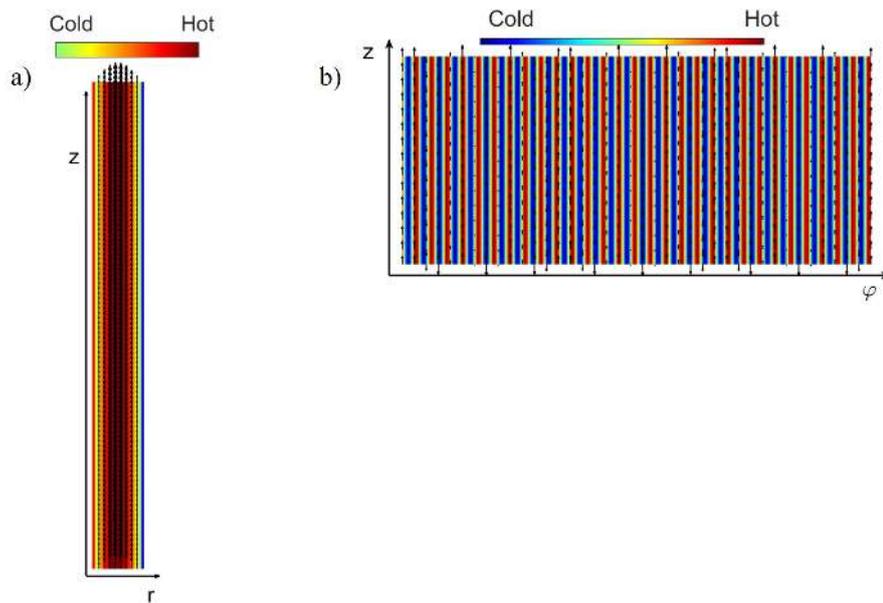


Figure 8 : *Eigenfunctions of velocity and temperature perturbations for magnetic modes with no rotation in terrestrial conditions  $\eta = 0.9$ .*

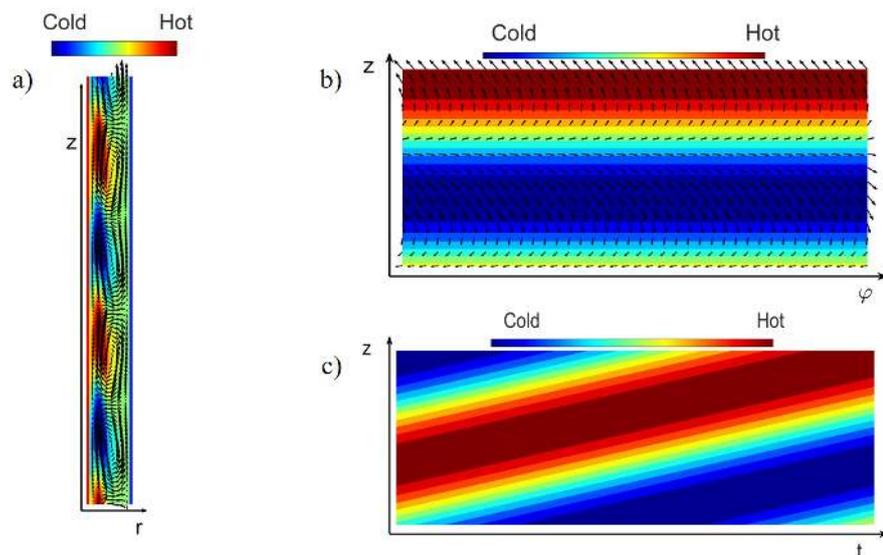


Figure 9 : *Eigenfunctions of velocity and temperature perturbations for thermal modes with small rotation in terrestrial conditions  $Ta = 20$   $\eta = 0.9$ .*

tionary as shown in Fig.7 and Fig.8 and in the case of  $Ta = 20$  both the thermal and magnetic modes are oscillatory Fig.9 and Fig.10.

#### 4. Conclusion

For a small amount of applied magnetic field the magnetic gravity  $g_m$  generated is on an average 15 times greater than the terrestrial gravity. In microgravity situation it is the centripetal gravity  $g_m$  which destabilizes the flow and the centrifugal gravity  $g_c$  is the stabilizing force showing that the rotation of cylinders delays the onset of the instabilities.

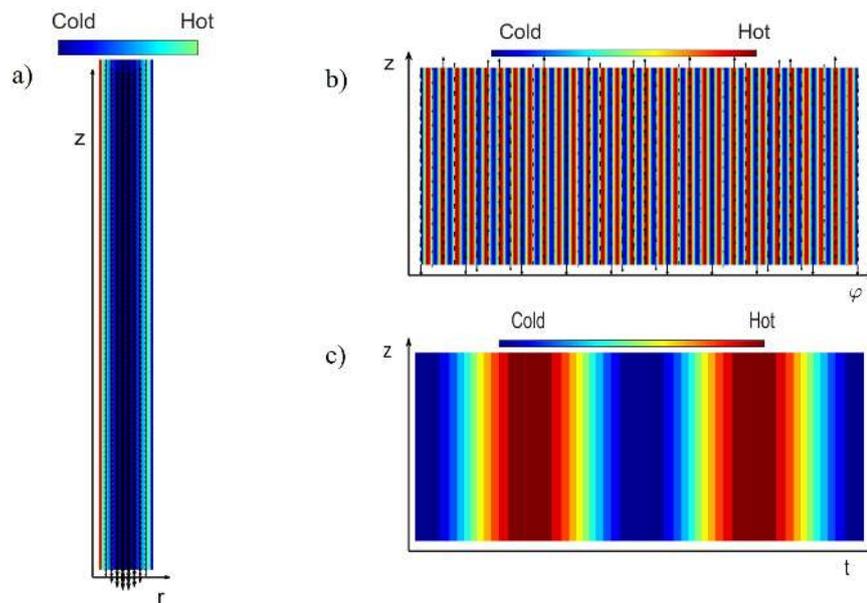


Figure 10 : *Eigenfunctions of velocity and temperature perturbations for magnetic modes with small rotation in terrestrial conditions  $Ta = 20$   $\eta = 0.9$ .*

The nature of modes in microgravity are always magnetic and can be stationary or oscillatory depending on the rotation rate of the cylinders. For stationary cylinders they are non-axisymmetric and for rotating cylinders they are columnar. In the terrestrial conditions there is a vertical velocity  $\mathbf{W}_b$  induced by the torque of the Archimedean buoyancy. For small number of  $Ra_m$  the critical modes are thermal and for large number of  $Ra_m$  they are magnetic. Thermal modes are oscillatory and magnetic modes are stationary only in zero rotation, otherwise they are oscillatory.

## References

- [1] R. Tagg and P.D. Weidman, Linear stability of radially-heated circular Couette flow with simulated radial gravity, *Z. angew. Math. Phys.*, **58**, (2007) 431-456.
- [2] S. Odenbach, Ferrofluids—Magnetically controlled suspensions, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical. Eng. Asp.*, **217(1-3)**, (2003) 171–178.
- [3] A. Bahloul, I. Mutabazi and A. Ambari, Codimension 2 points in the flow inside a cylindrical annulus with a radial temperature gradient, *Eur. Phys. J. AP*, **9**, (2000) 253–264.
- [4] H. Rahman and S. A. Suslov, Thermomagnetic convection in a layer of ferrofluid placed in a uniform oblique external magnetic field, *J. Flu. Mech.*, **764**, (2015) 316–348.
- [5] G. K. Auernhammer and H. R. Brand, Thermal convection in a rotating layer of a magnetic fluid, *Eur. Phys. J. B-Cond. Mat. and Comp. Sys.*, **16(1)**, (2000) 157–168.
- [6] C. Kang, A. Meyer, H. N. Yoshikawa, and I. Mutabazi, Numerical study of thermal convection induced by centrifugal buoyancy in a rotating cylindrical annulus, *Phys. Rev. Fluids*, **4**, (2019) 043501.

## Acknowledgements

The present work has benefited from the financial support from the French Space Agency (CNES) and the French National Research Agency (ANR) through the program “Investissements d’Avenir (No. ANR-10 LABX-09-01),” LABEX EMC3 INFEMA.

# Vers la mise en place de références métrologiques en capacité thermique massique par calorimétrie à chute jusqu'à 3000 °C.

Refat RAZOUK\*, Olivier BEAUMONT, Jacques HAMEURY, Bruno HAY.

Laboratoire National de Métrologie et d'Essais, Laboratoire Commun de Métrologie (LNE-LCM),  
1 rue Gaston Boissier, 75015 Paris, France.

\*Auteur correspondant : [refat.razouk@lne.fr](mailto:refat.razouk@lne.fr)

## Résumé

Le LNE-LCM a adapté un diffusivimètre pour permettre la mesure de la capacité thermique massique des matériaux aux très hautes températures par la technique de calorimétrie à chute. Plusieurs éléments mécaniques et un calorimètre à flux étalonné par effet Joule ont été rajoutés. Des mesures de variations d'enthalpie entre 25 °C et 2700 °C ont permis de déterminer la capacité thermique massique d'un graphite haute densité IG210 avec une incertitude relative élargie (k=2) de 5%. Par ailleurs, l'enthalpie de fusion du cuivre pur a été mesurée à 201 J·g<sup>-1</sup> avec une incertitude élargie de 6 J·g<sup>-1</sup>.

## 1. Introduction

La calorimétrie à chute [1–3] est une technique de détermination de la capacité thermique massique et de l'enthalpie de fusion fondée sur des mesures de variation d'enthalpie  $\Delta H(T)$  d'une éprouvette de masse  $m$  entre deux températures  $T_0$  et  $T$  ( $T_0 < T$ ).

$$\Delta H(T) = H(T) - H(T_0) = m \int_{T_0}^T c_p(T) \cdot dT \quad (1)$$

Il existe deux variantes de calorimètre à chute : Le calorimètre à chute où l'échantillon est maintenu à la température  $T_0$  puis chute dans le bloc calorimétrique maintenu à la température  $T$ . Le calorimètre à chute inversé où l'échantillon est placé en équilibre thermique à la température  $T$  dans un four, puis chute dans le bloc calorimétrique maintenu à la température  $T_0$ . Dans les deux variantes, la mesure de la quantité de chaleur restituée ou absorbée par l'éprouvette après sa chute permet de déterminer la différence d'enthalpie  $\Delta H(T)$  entre les deux états  $T$  et  $T_0$ . Cette opération est répétée sur tout le domaine de température à étudier en faisant varier la température  $T$ . On obtient ainsi une courbe de variation d'enthalpie en fonction de la température.

La capacité thermique massique  $c_p(T)$  de l'éprouvette est déterminée en dérivant la fonction  $\Delta H(T)$  par rapport à la température.

$$c_p(T) = \frac{1}{m} \left( \frac{\partial \Delta H(T)}{\partial T} \right)_p \quad (2)$$

En cas de fusion, l'enthalpie de fusion est calculée à partir de la différence entre les enthalpies à l'état liquide et à l'état solide de part et d'autre de la température de fusion du matériau.

En calorimétrie à chute classique, qui est la technique employée dans ce travail, où l'échantillon est chauffé dans un four puis lâché dans un calorimètre "froid", les principales sources d'incertitudes sont liées à la mesure de la température  $T$ , à l'atteinte de l'équilibre dans le four, à l'évaluation des pertes thermiques lors de la chute, à la mesure de la quantité de chaleur libérée dans le calorimètre, et à la reproductibilité des états initiaux et finaux de l'échantillon [4]. À des températures élevées, les réactions chimiques entre l'échantillon et le creuset peuvent entraîner des difficultés de mesure. Elles peuvent être évitées soit par lévitation électromagnétique de l'échantillon dans un four sous vide [5], soit par lévitation aérodynamique [6], mais ces techniques rendent difficile la détermination de la température initiale de l'éprouvette. Malgré le développement de différentes techniques de mesure des propriétés thermophysiques des solides, la mesure précise de la capacité thermique massique au-dessus de 1500 °C reste un problème expérimental très difficile. La dérivation de la capacité thermique massique à partir de données d'enthalpie obtenues avec la calorimétrie à chute reste la méthode la plus fiable [7].

Le LNE-LCM a développé une installation de référence pour mesurer la diffusivité thermique des matériaux solides par méthode flash laser [8] de la température ambiante jusqu'à 3000 °C [9]. Dans le cadre du projet européen EMPIR 17IND11 Hi-TRACE [10], le LNE-LCM a travaillé sur le développement d'une installation métrologique de référence pour mesurer la capacité thermique massique des matériaux solides à haute température (jusqu'à 3000 °C). L'approche choisie est basée sur des mesures d'incrément d'enthalpie par la méthode de calorimétrie à chute où l'échantillon testé est chauffé dans le four inductif du diffusivimètre puis lâché dans un calorimètre à flux maintenu à température proche de la température ambiante. Différents éléments ont été rajoutés au diffusivimètre afin de l'adapter à la mesure de la capacité thermique massique des solides à haute température, tout en gardant la possibilité de basculer entre les mesures de diffusivité thermique et de capacité thermique massique en utilisant le même dispositif.

## **2. Description du calorimètre à chute**

Le nouveau calorimètre à chute, présenté dans la figure 1.b, a été construit autour du four à induction existant et utilisé dans le diffusivimètre (cf. figure 1.a). Pour les mesures de capacité thermique massique par chute, une pince motorisée a été ajoutée dans la partie haute et un calorimètre différentiel en partie basse pour recevoir l'éprouvette chauffée dans le four. Une chambre intermédiaire entre le four et le calorimètre accueille un miroir incliné à 45 ° et un obturateur piloté.

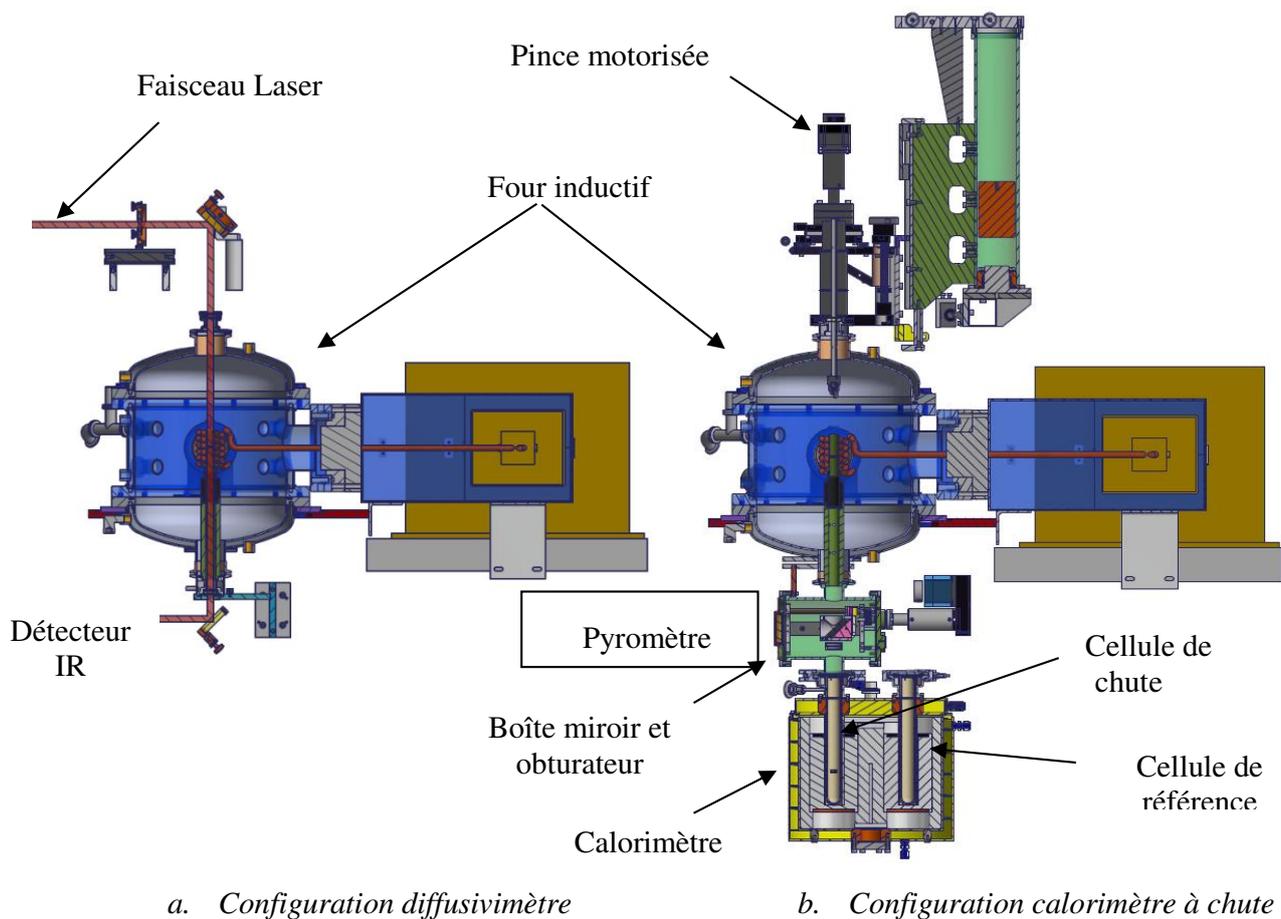


Figure 1 : L'installation LNE-LCM pour la mesure de la diffusivité thermique par méthode flash laser et pour la mesure de la capacité thermique massique par calorimétrie à chute.

L'échantillon est placé à l'intérieur du four inductif dans un creuset constitué d'un matériau compatible avec le matériau testé et est suspendu par un fil à une pince motorisée. La température de l'échantillon est mesurée à l'aide d'un pyromètre optique couvrant la plage de 1000 °C à 3000 °C. Le pyromètre vise le bas du creuset par l'intermédiaire d'un miroir plan incliné à 45°. Ce miroir est positionné entre le four et le calorimètre par une platine de translation horizontale motorisée. La température de l'échantillon est mesurée après stabilisation, puis le miroir est escamoté afin de permettre la chute de l'échantillon dans le calorimètre. Les différents éléments du calorimètre à chute sont brièvement décrits ci-après.

## 2.1. Calorimètre différentiel à flux

Le calorimètre utilisé est composé de deux thermopiles de type Calvet [11,12] insérées dans un bloc cylindrique en aluminium. Les deux thermopiles sont montées en opposition afin de détecter le déséquilibre du flux de chaleur entre les cellules et le bloc d'égalisation thermique. Le bloc est maintenu à une température proche de la température ambiante (25 °C) à l'aide d'un bain thermostaté qui régule la température de la jaquette autour du bloc. Une sonde de température Pt-100 est installée dans le bloc d'égalisation entre les deux cellules calorimétriques. Un système d'étalonnage électrique "in-situ" permettant d'effectuer l'étalonnage du calorimètre par effet Joule a été développé spécifiquement pour ce calorimètre. Ce système garantit l'étalonnage en énergie du calorimètre sans modification des conditions expérimentales lors de la mesure par chute. L'étalonnage du calorimètre consiste à dissiper une quantité d'énergie connue par effet Joule dans la cellule de chute, et à enregistrer la réponse des thermopiles en fonction du temps. La puissance électrique dissipée par effet Joule dans le

calorimètre est calculée en mesurant en fonction du temps la tension d'alimentation et l'intensité et en calculant par intégration l'énergie totale dissipée pendant toute la phase de dissipation. Plus de détails sur ce système et sur la procédure d'étalonnage peuvent être trouvés dans les articles [13–15].

## 2.2. Éléments mécaniques du calorimètre à chute

Le creuset contenant l'échantillon est positionné dans le four à l'aide d'un fin fil en tungstène ou en tantale (diamètre de 50  $\mu\text{m}$ , ou 100  $\mu\text{m}$ ) relié à une pince motorisée (présentée dans la figure 1). La pince peut être alignée manuellement selon les trois axes pour régler le centrage du creuset par rapport au four et pour régler sa chute dans la cellule de mesure du calorimètre. Un miroir de renvoi incliné à 45° et un obturateur sont placés dans une chambre intermédiaire entre le four et le calorimètre afin de permettre la mesure de la température de l'échantillon et de réduire le rayonnement des éléments chauds du four vers la cellule du calorimètre. L'obturateur est refroidi, aux alentours de 25 °C, par le circuit de refroidissement (circulation d'eau) du four. Différents creusets ont été fabriqués en tungstène, tantale ou graphite selon le matériau à tester. La chute de l'échantillon est contrôlée par un programme Labview qui synchronise les mouvements des éléments mécaniques (pince, miroir et obturateur).

## 2.3. Mesure de la température de l'échantillon

La température de l'échantillon placé dans le four inductif est mesurée par un pyromètre bichromatique (IMPAC Infratherm ISQ 5) qui fonctionne de 1000 °C à 3000 °C. Le pyromètre a été initialement étalonné pour la mesure de la température de luminance avec un corps noir de référence dans le Laboratoire National de Métrologie et d'Essai (LNE-CNAM). Les conditions d'utilisation du pyromètre lors de la mesure de la température d'un échantillon dans le four inductif étant différentes des conditions de l'étalonnage initial, il est nécessaire de réaliser un étalonnage du dispositif in-situ. Celui-ci a été réalisé avec des matériaux à changement de phase placés à l'intérieur du creuset et chauffés de manière identique à un échantillon soumis à une mesure d'enthalpie. La mesure en continu de la température avec le pyromètre tout en chauffant ou en refroidissant ces matériaux a permis de détecter les paliers de fusion ou congélation. Différentes vitesses de chauffage et de refroidissement ont été appliquées afin de trouver par extrapolation la correction en température à vitesse de chauffage nulle. Le cuivre pur (point de congélation à 1084 °C) et deux alliages eutectiques Pt-C (température de fusion à 1738 °C) et Ir-C (température de fusion à 2291 °C) ont été utilisés [16,17].

## 3. Principe de la méthode de mesure

Le principe de la calorimétrie à chute (du chaud vers le froid) est décrit en détail dans [3,18] et dans différents articles scientifiques [7].

Lorsque le creuset contenant un échantillon, tous deux chauffés dans le four, tombe dans le calorimètre maintenu à température proche de la température ambiante, l'intégration temporelle du signal délivré par les thermopiles en fonction du temps, divisé par le coefficient de sensibilité du calorimètre donne la variation d'enthalpie du creuset et de l'échantillon entre la température initiale dans le four et la température du calorimètre.

Deux chutes successives sont effectuées pour chaque niveau de température : une avec le creuset vide et une autre avec le creuset contenant l'échantillon. La mesure de la variation d'enthalpie du creuset vide permet de compenser les pertes thermiques lors de la chute. L'hypothèse est que celles-ci sont identiques dans les deux chutes avec creuset vide ou avec

creuset et échantillon. L'équation donnant les incréments d'enthalpie en fonction de la température est obtenue en maintenant constante la température du calorimètre ( $T_0$ ), et en effectuant des chutes pour différentes températures  $T$  du creuset et de l'échantillon dans le four. Un modèle qui représente les variations d'enthalpie en fonction de la température est établi.

L'équation de la capacité thermique massique en fonction de la température est obtenue en dérivant cette expression et en la divisant par la masse ( $m$ ) de l'échantillon mesurée préalablement.

## 4. Application à l'étude de matériaux réfractaires

Des mesures de variations d'enthalpie et de capacité thermique massique à haute température ont été réalisées sur plusieurs matériaux solides (alumine, tungstène, graphite). L'enthalpie de fusion du cuivre pur a été aussi mesurée en effectuant des chutes à l'état solide et à l'état liquide et en déterminant la variation d'enthalpie liée à la congélation. A titre d'exemple, on présente ici la mesure de l'enthalpie de fusion du cuivre pur et la mesure de la capacité thermique massique du graphite à haute température. Les résultats obtenus sur les autres matériaux sont détaillés dans [15].

### 4.1. Mesure de l'enthalpie de fusion du cuivre

Plusieurs morceaux de cuivre pur (6N), approvisionné auprès de Goodfellow, formant un échantillon de  $3,4394 \text{ g} \pm 0,12 \text{ mg}$  ont été placés dans un creuset en graphite qui a été attaché à la pince motorisée avec un fin fil en tantale de  $50 \text{ }\mu\text{m}$  de diamètre. Afin de mesurer l'enthalpie de fusion du cuivre, différentes chutes ont été réalisées à des températures supérieures et inférieures à la température de fusion. Les incréments d'enthalpie du creuset et de l'échantillon ont été mesurés. En effectuant des chutes avec le creuset vide en graphite on a obtenu par soustraction les incréments d'enthalpie de l'échantillon de cuivre. L'incrément d'enthalpie observé sur la figure 2 à la température de fusion ( $1066 \text{ }^\circ\text{C}$ ) correspond à l'enthalpie de fusion du cuivre.

Le tableau 1 présente les variations d'enthalpie du cuivre mesurées au voisinage de sa température de fusion.

État initial du cuivre : Solide		État initial du cuivre : Liquide	
T_ pyromètre ( $^\circ\text{C}$ )	$\Delta H$ du cuivre ( $\text{J}\cdot\text{g}^{-1}$ )	T_ pyromètre ( $^\circ\text{C}$ )	$\Delta H$ du cuivre ( $\text{J}\cdot\text{g}^{-1}$ )
1057	447,80	1131	684,21
1005	420,89	1148	693,57
1014	424,38	1112	674,16
1023	428,05	1171	705,27
1037	436,69	1093	664,49
1046	440,78		

Tableau 1 : Variations d'enthalpie du cuivre au voisinage de la température de fusion.

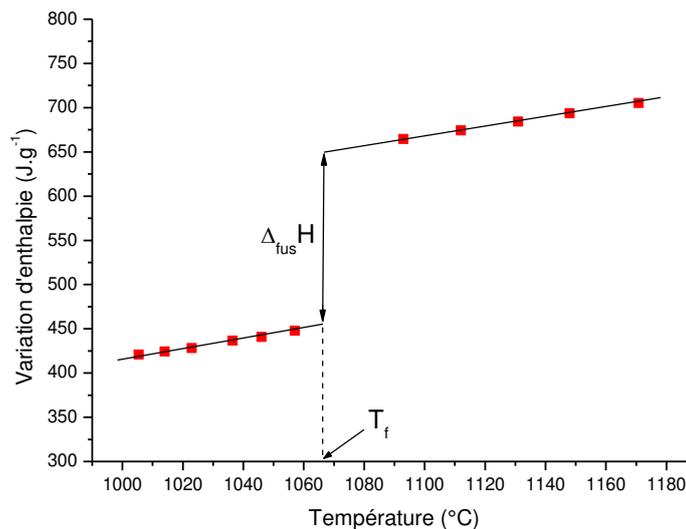


Figure 2 : Variations d'enthalpie d'un échantillon de cuivre pur de 3,4394 g

En modélisant les variations d'enthalpie de l'échantillon de cuivre avant et après la température de fusion par deux droites et en prenant le décalage entre ces deux droites à la température de fusion (indiquée par le pyromètre à 1066 °C) on estime l'enthalpie de fusion à 201 J·g<sup>-1</sup> avec une incertitude élargie ( $k=2$ ) de 6 J·g<sup>-1</sup>. Cette valeur est en bon accord avec la valeur de 203,4 ± 4,4 J·g<sup>-1</sup> recommandée par Stølen [4].

#### 4.2. Mesure de la capacité thermique massique du graphite à haute température

La capacité thermique massique d'un graphite dense isotrope (IG210 de Toyo Tanso France) a été déterminée par la méthode décrite ci-dessus. La masse de l'échantillon (hauteur 20 mm et diamètre 5 mm) était de 0,68936 g ± 0,12 mg. L'échantillon a été placé dans un creuset en graphite haute densité et attaché à la pince avec un fil fin en tantale (50 μm de diamètre). La masse du creuset vide avec le fil de tantale était de 1,37371 g.

Le tableau 2 présente les variations d'enthalpie du creuset vide et du creuset plein pour des températures initiales comprises entre 1000 °C et 2700 °C. La température du calorimètre est toujours stabilisée à 25 °C. La capacité thermique massique du graphite IG210 est présentée dans la figure 3. L'incertitude sur la température corrigée est de l'ordre de 7°C.

Creuset vide			Creuset plein		
T_ pyromètre (°C)	T_ corrigée (°C)	$\Delta H$ (J)	T_ pyromètre (°C)	T_ corrigée (°C)	$\Delta H$ (J)
1025	1016	2188	1039	1032	3329
1192	1203	2615	1203	1215	4002
1403	1439	3196	1417	1455	4907
1595	1654	3743	1605	1665	5743
1809	1894	4030	1805	1889	6283
2014	2123	4562	2017	2126	7201
2200	2331	5036	2201	2332	7947
2387	2541	5546	2392	2546	8799
2546	2719	5919	2554	2728	9374

Tableau 2 : Variations d'enthalpie du creuset vide et du creuset plein (avec l'échantillon du graphite IG210).

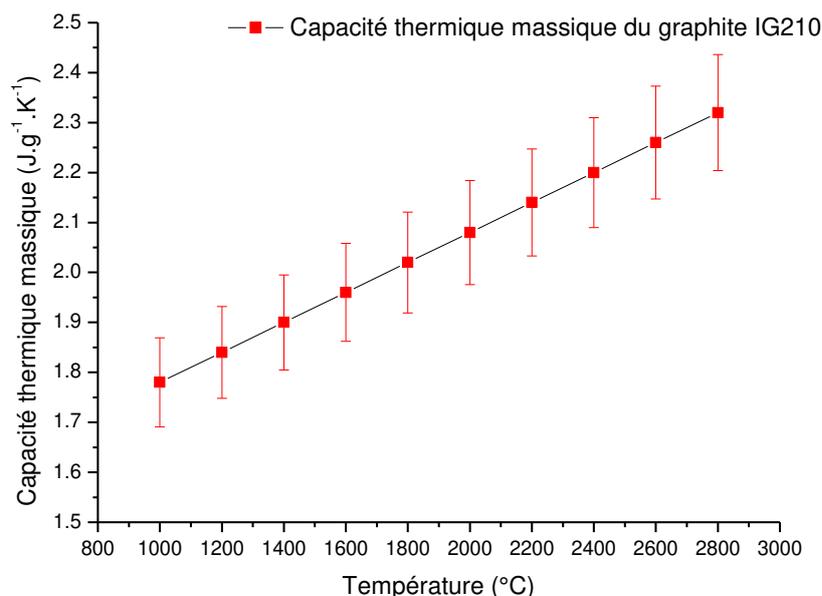


Figure 3 : La capacité thermique massique du graphite IG210

L'incertitude de mesure sur la capacité thermique massique du graphite présenté dans la figure 3 a été estimée à 5%.

## 5. Conclusion

Le LNE-LCM a adapté son installation de mesure de la diffusivité thermique par méthode flash laser fonctionnant à haute température afin de réaliser des mesures de capacité thermique massique et d'enthalpie de fusion par calorimétrie à chute. Le bon fonctionnement de l'installation a été démontré jusqu'à 2700 °C. La mesure de la température de l'échantillon dans le four à induction a été étalonnée en utilisant trois points fixes de 1084 °C à 2291 °C. Les étalonnages ont donné des corrections importantes pour la température indiquée par le pyromètre et à ce stade, l'évaluation de l'incertitude sur la température de l'échantillon dans le four est difficile et reste provisoire.

La validité globale de la mesure de la capacité thermique massique et de l'enthalpie de fusion a été démontrée. Les mesures de capacité thermique massique avec ce prototype utilisant un four à induction peuvent se faire avec une incertitude relative de l'ordre de 5 %.

La prochaine étape pour améliorer les incertitudes sera d'optimiser le four existant ou d'en concevoir un autre. En effet, l'incertitude sur la température moyenne de l'échantillon dans le four est principalement due à la difficulté de mesurer la température du creuset par pyrométrie et aux défauts d'uniformité de température dans la zone de chauffage par induction.

## Références

- [1] T.B. Douglas, E.G. King, High temperature drop calorimetry, in: J.P. McCullough, D.W. Scott (Eds.), *Exp. Thermodyn.*, IUPAC Publ, Butterworths, London, 1968.
- [2] D.C. Ginnings, Introduction, in: J.P. McCullough, D.W. Scott (Eds.), *Exp. Thermodyn.*, IUPAC Publ, Butterworths, London, 1968: p. 9.
- [3] D.A. Ditmars, Drop calorimetry above 300 K, in: A. Cezairliyan (Ed.), *Specif. Heat Solids*, Hemisphere Pub. Corp., 1988: p. 484.
- [4] S. Stølen, F. Grønvold, Critical assessment of the enthalpy of fusion of metals used as enthalpy standards at moderate to high temperatures, *Thermochim. Acta.* 327 (1999) 1–32.
- [5] V.Y. Chekhovskoy, Levitation calorimetry, in: K.D. Maglic, A. Cezairliyan, V.E. Peletsky (Eds.), *Compend. Thermophys. Prop. Meas. Methods 1. Surv. Meas. Tech.*, Plenum Press, New York, 1984: p. 789.
- [6] M.B. Ouaida, J.M. Badie, Aerodynamic levitation apparatus coupled with solar furnace for study of matter in the liquid state, *J. Phys. E.* 15 (1982) 941–944. <https://doi.org/10.1088/0022-3735/15/9/021>.
- [7] S. V. Ushakov, A. Navrotsky, Experimental approaches to the thermodynamics of ceramics above 1500°C, *J. Am. Ceram. Soc.* 95 (2012) 1463–1482. <https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2012.05102.x>.
- [8] B. Hay, J. Hameury, N. Fleurence, P. Lacièpière, M. Grelard, V. Scoarnec, G. Davee, New facilities for the measurements of high-temperature thermophysical properties at LNE, *Int. J. Thermophys.* 35 (2014) 1712–1724. <https://doi.org/10.1007/s10765-013-1400-8>.
- [9] W.J. Parker, R.J. Jenkins, C.P. Butler, G.L. Abbott, Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity, *J. Appl. Phys.* 32 (1961) 1679. <https://doi.org/10.1063/1.1728417>.
- [10] K. Boboridis, B. Hay, Improved metrology of thermophysical properties at very high temperatures The EMPIR project Hi-TRACE, *Atw Int. Zeitschrift Fuer Kernenergie.* 65 (2020) 140–141. [http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:51070413](http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:51070413).
- [11] E. Calvet, H. Prat, *Microcalorimétrie: applications physicochimiques et biologiques.*, Masson, Paris, 1956.
- [12] E. Calvet, *Récents progrès en microcalorimétrie*, Dunod, Paris, 1958.
- [13] R. Razouk, B. Hay, M. Himbert, A new in situ electrical calibration system for high temperature Calvet calorimeters, *Rev. Sci. Instrum.* 84 (2013) 094903. <https://doi.org/10.1063/1.4821876>.
- [14] R. Razouk, B. Hay, M. Himbert, Uncertainty assessment of enthalpy of fusion measurements performed by using an improved Calvet calorimeter, *Metrologia.* 52 (2015) 717–729. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/52/5/717>.
- [15] R. Razouk, O. Beaumont, J. Hameury, B. Hay, Towards accurate measurements of specific heat of solids by drop calorimetry up to 3000 °C, *Therm. Sci. Eng. Prog.* 26 (2021) 101130. <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2021.101130>.
- [16] Y. Yamada, H. Sakate, F. Sakuma, A. Ono, High-temperature fixed points in the range 1150 °C to 2500 °C using metal-carbon eutectics, *Metrologia.* 38 (2001) 213–219. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/38/3/3>.
- [17] H. Preston-Thomas, The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90), *Metrologia.* 27 (1990) 3–10. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/27/1/002>.
- [18] D.C. Ginnings, *Precision Measurement and Calibration*, NBS, U.S. Government Printing Office, 1970.

# Develop 800V battery architecture to speed up electric vehicle charging: trade-off between charging infrastructure cost and time spent in station.

Anastasia POPIOLEK\*<sup>1 2</sup>, Zlatina DIMITROVA<sup>1</sup>, Marc PETIT<sup>2</sup>, Philippe DESSANTE<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Stellantis

Rte de Gisy - 78140 Velizy-Villacoublay (France)

<sup>2</sup> GeePs - Group of electrical engineering Paris, UMR CNRS 8507, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay, Sorbonne Université

3 & 11 rue Joliot-Curie, 91192 Gif-sur-Yvette CEDEX (France)

\*(Corresponding author: anastasia.popiolek@centralesupelec.fr)

**Abstract** - Reducing charging time for electric vehicles (EVs) is one of the major targets toward EV's acceptance, especially for long-distance trips and now, some private EV models propose promising low charging times. Thanks to an 800V-system for their battery architecture, those models can charge with a higher power (350kW) compared to the majority of EV models on the road today with a classic 400V-system. However, the question then arises as to whether the reduction of the charging time is worthwhile to improve the quality of the charging service compared to the additional charging infrastructure cost it may generate.

## Nomenclature

$N_{CS}$	Number of charging stations along the highway	$r$	Discounted rate, %
$N_{fleets}$	Number of fleets in the test sample	$l$	Life time of a charger, <i>year</i>
$N_{EV}$	Number of EVs per fleet	$\bar{t}_{station}$	Average time spent in station by EV drivers during they whole trip, <i>min</i>
$C_{station}$	Daily equivalent annual cost of the total added infrastructure, €		

## 1. Introduction

In order to meet environmental standard requirements, the automakers are guiding production towards plug-in electric vehicles (EVs). However, one of the key elements they have to consider for EV design is the battery architecture. For the same capacity of energy, the two possible architectures (400V and 800V) do not permit the same charging power and consequently, do not enable the same charging speed [1], [2]. The 800V system enables to reduce the charging time by increasing to 350 kW the charging power handled by the architecture of the battery whereas the 400V-system configuration does not permit a charge over 175 kW.

Therefore, the 800V-system can reduce drastically the charging time from around 30 minutes (400V-system) to less than 15 minutes and gets closer to the time needed to refuel a conventional internal combustion engine car. However, developing the 800V-battery architecture for light electric vehicles should be made in parallel with the development of DC fast-charging stations proposing 350kW-charging rates on motorways. Yet, the development of such an infrastructure might be expensive if it is not planned as the cost almost doubles for networked 350kW chargers compared with 150kW chargers and quadruple compared with 50kW chargers [3] [4]. The use of very high power levels might also be a burden for the electric grid and cause significant expenses in grid reinforcement to palliate the higher power demand.

Concerning that last point, a recent report [5] by Enedis and RTE, French operators respectively of the distribution and transmission networks, states that the connections and reinforcements of the grid needed to ensure the power supply of the ultra-fast-charging infrastructure on highways, even in the highest-power demand scenario, will have relatively low costs and that the balance of the grid will not be much impacted by the increase of charging rates. Nevertheless, the electric grid operators need to know which battery architecture will be developed by automotive makers to anticipate the grid reinforcements needed to support the potential higher power demand.

Thus, as the electric grid will be able to handle the higher power demand, we should only consider the impact of the 800V-system EV models development on the cost of the adequate charging infrastructure to be built. For that purpose, we need to find the optimal position and sizing of the charging stations. J. Liu *et al.* [6] propose an optimization of the charging station planning (location and sizing) along motorways in Germany that minimizes the construction cost of the infrastructure and the waiting cost for the drivers. The problem in this paper is solved using a genetic algorithm. T. Bräunl *et al.* [3] also estimate the optimal location and sizing in terms of power level and chargers numbers of fast-charging stations for Western Australia.

In our study, we evaluate the optimal charging infrastructure layouts in function of the share of 800V-system EVs on the road in order to determine how far the 800V architecture should be developed in the next ten years. For a given percentage of 800V models on the road, we aim to find the number of chargers that minimize the cost of the charging infrastructure and the time spent in stations by EV drivers. We use, like in [6], a genetic algorithm to find the optimal solutions and to plot the Pareto-curve associated to different percentage of 800V EVs. Those curves depict the trade-off between service quality provided by the infrastructure (reduction of time spent in station thanks to higher power rates) and cost of this infrastructure. The time spent in station for a given infrastructure layout was computed thanks to a dedicated framework we implemented and that simulates a flow of electric vehicles with the a certain proportion of 800V-system EVs and 400V-system on a highway during a day [7].

The first part of this paper presents the methodology used to evaluate to what extent the 800V-system battery can improve the quality of the charging service by saving time in the stations and to determine the infrastructure cost associated. The simulation framework and the objective of the genetic algorithm are described in this section. The second part gives the results obtained for a case study led on the French A6 highway. The last sections conclude and give the perspectives on that research topic.

## 2. Methodology

### 2.1. Simulation framework

We implemented a framework that simulate a flow of electric vehicles on the highway during one day [7]. The framework takes as input the parameters of a fleet and of a highway.

- The fleet contains a fix number of electric vehicles. Each EV has its specific characteristics like its battery capacity or its maximum charging power but also trip characteristics like the entry/exit of the highway they take or the time they enter the highway. The trip characteristics are randomly selected according to laws of probability defined in the section 3. The fleet contains a certain share of 800V-system EVs and those EVs can charge up to 350 kW whereas the other EVs of the fleet only charge at 100 kW (400V-system Evs).

- The highway is described by its entrances/exits positions and the positions of its service areas. The potential location of the charging stations along the highway are chosen on the service areas since they are the only areas of the highway allowed to sell energy. As we want to determine the number of charging points best suited for each percentage of 800V-system EVs, the sizing (number and power level of chargers) of each station are the variables of the optimization problem described in the section 2.3.

At the end of the day, according to the scenario followed by the drivers, the framework computes for all EVs of the fleet the time spent in the stations (charging time and waiting time if any). For this study, as the attendance rate at each station (and thus the waiting time there) highly depends on the trip characteristics that are randomly selected, we need to evaluate, given a charging infrastructure, the average time spent in the stations for a large number  $N_{fleets}$  of fleets. Indeed, in a random context, we need numerous simulations to be as exhaustive as possible concerning the traffic situations the charging infrastructure can encounter.

## 2.2. Scenario

The drivers follow the strategy of the "last reachable station" to report on the behaviour of EV drivers who prefer to charge the maximum of energy they can (80% of the battery) before leaving the station. In this scenario, drivers stop at the last station they can reach with their state of charge (SoC) at highway entrance and, there, they charge their battery until 80% of its capacity. They resume their trip until the last reachable station or the highway exit if their remaining energy when leaving the highway is sufficient to reach their final destination. Between stations, the EVs drive on the highway at the maximum speed allowed (130km/h). When in charging station, as a station can have different level of charging power, the EVs start charging at the most powerful chargers by order of arrival and if one level of power is saturated, the EVs charge at a lower level. When all chargers are used, the EVs start waiting until a charger become free. There is only one waiting queue at the station.

## 2.3. Genetic algorithm objective

For a given share of 800V-system EVs in the fleet, we search for the optimal distribution of chargers that should be added to the existing charging infrastructure on highway to meet the charging needs for the next ten years. We define  $x$  as the vector describing the number of chargers added to each station depending on their power levels, with  $n$  the number of different charging rates:

For  $i = 1, \dots, N_{CS}$ ,

$$\left\{ \begin{array}{l} x(n.i) = \text{number of 350kW chargers added to the station } i, \\ x(n.i - 1) = \text{number of chargers with a power lower than 350 kW added to the station } i, \\ \dots \\ x(n.i - (n - 1)) = \text{number of lowest-power chargers added to the station } i. \end{array} \right.$$

For one vector  $x$ , we deduce the final number of chargers in each station by adding the chargers from  $x$  to the existing ones. Then, we use the framework explained in the section 2. to compute the time spent in station  $t_{station,i,j}(x)$  of all the EVs in each fleet of the sample. As there are  $N_{fleets}$  fleets in the sample,  $\bar{t}_{station}$  corresponds to the mean of the average time spent in stations over the  $N_{fleets}$  fleets of the sample (see equation 1).

$$\bar{t}_{station}(x) = \frac{1}{N_{fleets} \times N_{EV}} \sum_{i=1}^{N_{fleets}} \sum_{j=1}^{N_{EV}} t_{station,i,j}(x) \quad (1)$$

The daily equivalent annual cost of the added chargers over their lifetime  $l$  is calculated according to the investment cost given in [4]. With  $r$  the discounted rate, the daily equivalent annual cost  $C_{station}$  is given by the equation 2, where  $c_i(x)$  represents the cost of the chargers (mentioned in  $x$ ) added to the station  $i$ .

$$C_{station} = \frac{1}{365} \times \frac{r(1+r)^l}{(1+r)^l - 1} \times \sum_{i=1}^{N_{CS}} c_i(x) \quad (2)$$

The equation 3 gives the formulation of the final multi-objective problem for a given percentage of 800V-system EVs in the fleet.  $X$  is the trade-off parameter we tune from 0 to 1 in order to find the different Pareto-optimal solutions  $x_{opt}$  thanks to the Matlab genetic algorithm. To avoid solution with no added chargers, we set a constraint on the waiting time: this waiting time  $t_{wait}$  should not extend 15 minutes for each EV.

$$\begin{aligned} \text{Objective : } \min_x C_{total}(x) &= X \cdot \bar{t}_{station}(x) + (1 - X) \cdot C_{station}(x) \\ \text{s.t. } \forall \text{ EVs, } t_{wait} &< 15 \text{ minutes} \end{aligned} \quad (3)$$

### 3. Case study

#### 3.1. Highway details

The parameters of the highway correspond to the ones of the French A6 highway (direction Paris - Lyon) and the possible charging stations are located on the service areas as indicated in the section 2.1. We do not have the exact amount of chargers in service in each station so the current state of the charging infrastructure on the A6 is cross-referenced with data from [8], [9], etc. The French A6 highway have 13 service areas and 51 entries/exists. The entrance/exit and service areas position are depicted on the figure 1. The current state of the highway in terms of number of charging points is showed on the first plot of the figure 4.

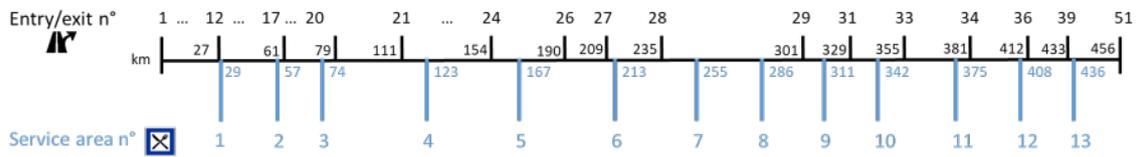


Figure 1 : A6 highway infrastructure in the framework.

To compute the infrastructure cost, we consider the cost of the networked added charging points, including cost of hardware and connection to the grid. To simplify the study, we selected only two levels of possible charging rates: 150 kW and 350 kW. The networked 150KW and 350kW chargers cost respectively €65,000 and €120,000 per unit [4].

#### 3.2. Fleet details

To only focus on the influence of the charging rate of the EVs, we choose to set the same characteristics for all EV models except for the maximum charging power an EV can reach: 70

kWh for the battery capacity, 0.25 kWh/km for the energy consumption and 130 km/h for the maximum speed of the EV [10] and [5].

Concerning the charging power, an EV will charge at the minimum power between its own maximum charging power and the power of the socket. Thus, a 400V-system EV can charge on a 350kW socket but the charging power will be limited and less than 350kW. In this study, the EV can either charge at a maximum of 100 kW (current average charging rate for the 400V-system EV) or 350 kW according to the situation we are simulating. We choose to study three situations with different percentages of 800V-system electric vehicles in the fleet. The first case, with 1% of 800V-system EVs could represent the current situation with few electric vehicles able to charge at 350 kW DC. The second and the third situation, with respectively 50 and 100% of 350kW-charging EVs, are meant to evaluate if automotive makers should develop 800V architecture or keep the 400V-system.

As the charge is not done in reality at a constant power level, we model the charging rate evolution in function of the SoC as in [7] with a slope of  $-\frac{500}{EV_{capacity}}$ . The SoC of each EV at entrance of the highway follows a normal distribution (80%,15%) truncated at 40% and 95%. The SoC of an EV when it leaves the highway should be higher than 20%. The time of entrance on the highway is randomly determined using the same simplified vehicle flow presented in [7] and given by Fig. 2.

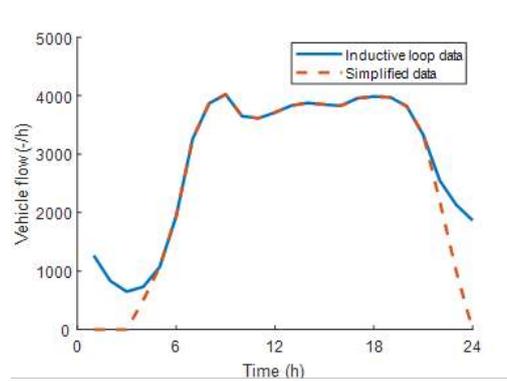


Figure 2 : Average vehicle flow per hour entering the highway A6 in Île-de-France (direction: Paris to Lyon) during one day. The data comes from inductive loop sensor counting at entrance of the A6.

### 3.3. Results

The figure 3 gives the Pareto-front for the three situations studied in this paper: 1%, 50% and 100% of 800V-system EVs in the fleet. Even if the third situation, with 100% of EVs on the road able to charge at 350 kW, will unlikely be reached in the next ten years, studying this situation enables to evaluate the maximum time we can save with a fleet fully adapted to a 350kW charge. As we can see on the figure 3, increasing the share of 800V-system EVs in the fleet always decrease the average time spent in station for optimal distribution of added chargers. Indeed, if we focus on the Pareto-front of a given percentage, all the point on other Pareto-fronts corresponding to a higher share of 800V EVs are on the left of this Pareto-front. Moreover, for the same (and sometimes even lower) cost of added infrastructure, increasing the share significantly reduce the time spent in station. For instance, the labeled points on figure 3 are on different Pareto-front and correspond almost to the same cost per day  $C_{station}$  (approx. €400) but the time spent in station for fleets with 1% of 800V-system EVs is reduced by nearly 20% in the case with 50% and divided by more than 2 in the 100% case. We even have a solution on the 100% Pareto curve (point (29 min,€359)) where time is reduced by 47%

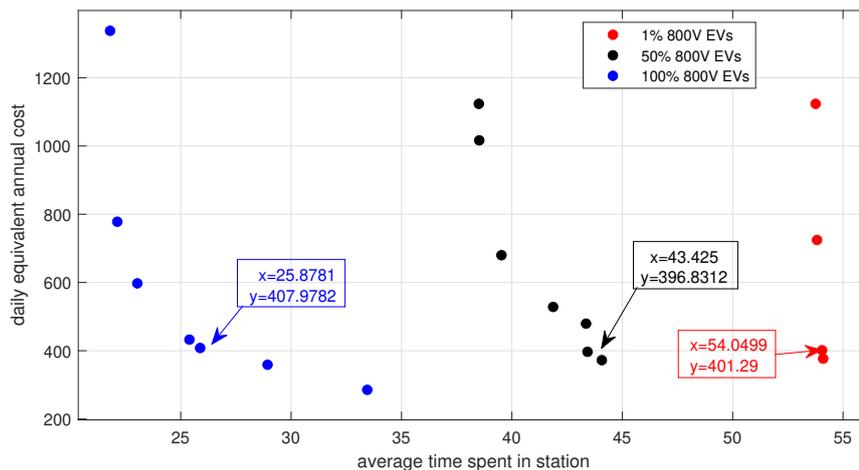


Figure 3 : Pareto-front for 100 fleets with 1%, 50% and 100% 800V-system EVs. The labeled points are the ones pointed by an arrow.

while guaranteeing a 5% decrease for the infrastructure cost compared with the optimal solution presenting the lowest cost in the situation with 1% (point (54 min, €377)).

The figure 4 depicts the solution associated to the labeled points on figure 3. For the same cost (approx. €400), the increasing share of 800V EVs makes the total optimal number of chargers to add decrease while the average power level in station increase (due to more 350 kW chargers added). We can notice that the distribution of the added chargers in the 1% case and the 50% case are quite the same, yet, as seen in the previous paragraph, the time spent in the stations is 20% lower in the 50% case than in the 1% case. We can also observe that the optimal solution presented here for the 100% situation is not exclusively with 350 kW chargers and the solution still have the lowest time spent in station. Both observations can be explained by the fact that the right distribution of available 350kW chargers enable the 800V EVs of the fleet to charge faster and consequently reduce the average waiting time for the whole fleet. Indeed, reducing the charging time for some EVs logically reduce the time the other EVs will wait before a charger become free and thus, benefit the entire fleet. Still on the same figure 4, we can see that, for certain service areas with no charger in the current state of the highway (service area n°10 and 13), the three optimal solutions do not propose to add new charging point, whereas they add chargers to the service area n°8, also empty in the current state. This mean that leaving those two service areas (n°10 and 13) with no charger at all is better in our case study than adding a charging station there.

We can also observe on figure 3 the effect of the constraint on the time interval accessible for the 1% Pareto front. Setting the maximum waiting time to 15 minutes impedes to find less expensive infrastructure with higher time spent in station than 54.1 minutes. Moreover, the limitation induced by the lower charging power of the majority of the EVs do not allow to find an average time under 53.75 min. Thus, the interval of possible average times for the 1% Pareto-front is very short (53.75 min to 54.1 min) whereas the one possible for the 100% Pareto-front is 33 times wider.

In view of the foregoing, developing the 800V-battery architecture for EVs going on long-distance trip is worthwhile since, with the optimal distribution of charger mix along the highway, it can improve drivers satisfaction by reducing the time spent in station without increasing infrastructure cost.

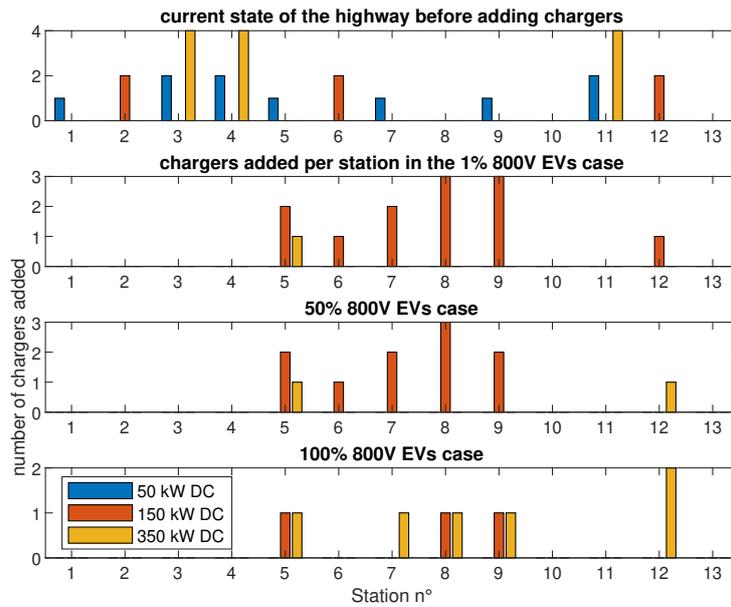


Figure 4 : Number of chargers added to the current state of the highway for each labeled point on figure 3

### 3.4. Limitation

We should bear in mind that we are not assured to find the absolute best Pareto-front with a genetic algorithm, especially for this study where the objective function is costly to evaluate (high number fleets to test, so high number of average times to compute for each  $x$ ). However, it is possible to find manually the lowest time we can obtain for a percentage of 800V EVs by incrementally adding 350kW chargers until the average time spent in the stations stop decreasing. Yet, we have observed that keeping some service areas with no chargers at all (like the area n°10 and 13) enables to reach a better trade-off. Though, if the incremental adding of 350 kW chargers is done wisely we can at least get the abscissa limit on the left of each Pareto front. Finding the lowest cost is more difficult but, with the results of the genetic algorithm, we can find solution we would not think of and keep searching manually in the same direction to get close to the real limit on the y-axis.

## 4. Conclusion

This study proposed to evaluate the impact of the development of 800V-system electric vehicle models on driver's satisfaction and on infrastructure cost. We used a genetic algorithm to find, for some chosen shares of 800V-system EVs, the optimal charging infrastructure layouts we should add to the French highway A6 in order to establish a trade-off between time spent in the station (influencing drivers' satisfaction) and added infrastructure cost. To compute the time spent in the stations according to the infrastructure layout tested in the algorithm, we simulated a high number of different EV flows on the highway based on real traffic data and see how the EVs fan out in the charging stations.

After studying three situations with in each case a different share of 800V-system EVs going on long-distance trip, we can conclude that increasing the use of 800V battery architecture significantly reduce the time spent in station for the user while it is possible to find optimal

infrastructure layouts that even lower the cost of the chargers to be installed.

## 5. Perspectives

We did not take into account in this study the economic impact of the 800V-system EV development on the users. Indeed, 800V-system car can be more expensive to purchase than 400V-system EV and the charging price might be higher on 350kW sockets so studies should be led to evaluate this aspect in the trade-off. Concerning the accuracy of the EV flow model, more accurate and precise data would be helpful to determine the real traffic flow on highway during a day (departure time, entries and exits statistics in long distance trip, etc.) and then use the method in this paper to plan the optimal position and sizing of the charging stations. We also plan to consider more fleets in the testing sample used to evaluate the time spent in station (1000 fleets instead of 100) in order to get more exhaustiveness in terms of traffic situations. As for the hypothesis we have made about the drivers following the last reachable station scenario, we might introduce more random behaviour to study other possible distribution of charging events over the stations and see how the optimal planning of the charging infrastructure change to determine the more restrictive scenario.

## References

- [1] C. Jung, Power Up with 800-V Systems: The benefits of upgrading voltage power for battery-electric passenger vehicles, *IEEE Electrification Magazine*, vol. 5, no. 1, pp. 53–58, Mar. 2017, doi: 10.1109/MELE.2016.2644560.
- [2] Voiture électrique: comment le 800 volts va révolutionner la charge, *Automobile Propre*, Sep. 26, 2021. <https://www.automobile-propre.com/voiture-electrique-comment-le-800-volts-va-revolutionner-la-charge/> (accessed Jan. 04, 2022).
- [3] T. Bräunl, D. Harries, M. McHenry, and G. Wager, Determining the optimal electric vehicle DC-charging infrastructure for Western Australia, *Transportation Research Part D: Transport and Environment*, vol. 84, p. 102250, Jul. 2020, doi: 10.1016/j.trd.2020.102250.
- [4] M. Nicholas, Estimating electric vehicle charging infrastructure costs across major U.S. metropolitan areas, International Council on Clean Transportation, Working Paper, Aug. 2019.
- [5] enedis and rte, “Etude-les-besoins-electriques-de-la-mobilite-longue-distance-sur-autoroute,” study, Jul. 2021. Accessed: Aug. 30, 2021. [Online]. Available: <https://www.enedis.fr/sites/default/files/documents/pdf/enedis-etude-les-besoins-electriques-de-la-mobilite-longue-distance-sur-autoroute.pdf>
- [6] J. Liu *et al.*, A planning strategy considering multiple factors for electric vehicle charging stations along German motorways, *International Journal of Electrical Power & Energy Systems*, vol. 124, p. 106379, Jan. 2021, doi: 10.1016/j.ijepes.2020.106379.
- [7] J. Hassler, Z. Dimitrova, M. Petit, and P. Dessante, Optimization and Coordination of Electric Vehicle Charging Process for Long-Distance Trips, *Energies*, vol. 14, no. 13, Art. no. 13, Jan. 2021, doi: 10.3390/en14134054.
- [8] Charging station map for electric cars — Chargemap. <https://chargemap.com/map> (accessed Jan. 21, 2022).
- [9] Autoroute A6: aires d’autoroute, péage, restaurant d’autoroute. <https://uly.vinci-autoroutes.com/autoroute/a6/> (accessed Jan. 21, 2022).
- [10] E. Suomalainen and F. Colet, A Corridor-Based Approach to Estimating the Costs of Electric Vehicle Charging Infrastructure on Highways, *World Electric Vehicle Journal*, vol. 10, no. 4, Art. no. 4, Dec. 2019, doi: 10.3390/wevj10040068.

## Acknowledgements

This study benefits from the support of the ANRT association and Stellantis.

## Thème 2

### Energétique

---

Production d'électricité par valorisation énergétique des effluents de station d'épuration . . . . .	63
Etude d'une nouvelle configuration d'un moteur Ericsson à piston liquide libre . . . . .	71
Etude d'un système de valorisation de l'énergie thermique des routes pour les besoins des bâtiments	79
Modélisation du bilan thermique d'un panneau photovoltaïque par la méthode de Monte Carlo et validation expérimentale . . . . .	87
Optimisation multicritère des performances exergetique, environnementale et économique d'un stockage thermique de type thermocline en fonction des taux de cut-off en charge et en décharge	95
Production thermique d'électricité et cycles thermodynamiques alternatifs . . . . .	103
Etude expérimentale et numérique d'un Cycle de Rankine à fluide Organique (ORC) appliqué aux Réacteurs à Eau Pressurisés (REP) . . . . .	111
Can flashback be avoided with humidification in an original micro Gas Turbine combustor? – 1D predeterminations and LES validation . . . . .	119
Modélisation et analyse paramétrique d'une machine Stirling frigorifique . . . . .	129
Analyse des performances de combustion de gaz synthétiques non-conventionnels dans une micro turbine à gaz . . . . .	137

---



# Production d'électricité par valorisation énergétique des effluents de station d'épuration

Luca ZANATTA<sup>1,2\*</sup>, Fabien DELALEUX<sup>1</sup>, Jean-Félix DURASTANTI<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Centre d'Etudes et de Recherche en Thermique, Environnement et Systèmes  
Université Paris-Est Créteil – 77567 Lieusaint

<sup>2</sup>Syndicat Intercommunal d'Aménagement, de Rivières et du Cycle de l'Eau  
58-60 Rue Fernand Laguide, 91100 Corbeil-Essonnes

\*(auteur correspondant : luca.zanatta@u-pec.fr)

**Résumé** - Dans le cadre de la transition énergétique, le SIARCE, syndicat de gestion des eaux, a fait appel au CERTES pour étudier des solutions de valorisation énergétique de stations d'épuration. Une analyse des ressources disponibles sur les sites a été réalisée afin de recenser et de quantifier les potentiels énergétiques disponibles. Une solution novatrice est envisagée, la production d'électricité par cycle ORC grâce à la ressource solaire et aux effluents en sortie de station d'épuration. Une première étude a permis de déterminer que la solution est viable par rapport à la consommation du site et que des approfondissements sont envisageables.

## Nomenclature

$A$	surface utile, m <sup>2</sup>	$\Delta$	Différence
$C_p$	Capacité calorifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	<i>Indices et exposants</i>	
$H$	durée d'ensoleillement, h	<i>éch</i>	échangeur
$\dot{V}$	débit volumique, m <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	<i>in</i>	input
$Q$	Puissance thermique, kW	<i>opt</i>	optique
$T$	Température, K	<i>pàc</i>	pompe à chaleur
$W$	Energie électrique, kWh	<i>s</i>	solaire
<i>Symboles grecs</i>		<i>tur</i>	turbine
$\eta$	rendement		

## 1. Introduction

La France a adopté en août 2015 la loi de transition énergétique pour la croissance verte (loi n°2015-992 du 17 août 2015) afin d'énoncer les grands objectifs nationaux comme la réduction des émissions de gaz à effet de serre de 40 % à l'horizon 2030, la baisse de la part d'énergie fossiles de 30 % dans le mix énergétique français ou encore la favorisation de l'économie circulaire. C'est dans cet optique que le Syndicat Intercommunal d'Aménagement, de Rivières et du Cycle de l'Eau (SIARCE), en tant que maître d'ouvrage du réseau d'eau et d'assainissement de près de 70 communes et de 11 stations d'épuration (STEP) en Essonne, a mis en place depuis 2017 un schéma directeur syndical des énergies renouvelables et des ressources réutilisables. Ce plan s'inclut dans une volonté de valoriser le potentiel de production d'énergie renouvelable à partir des ressources dont la collectivité territoriale dispose, et permet de fixer les moyens de mise en œuvre de tels projets. Parmi ces moyens, le SIARCE a décidé de développer les projets de recherche autour de l'optimisation énergétique et la valorisation des ressources de ses stations d'épuration et a donc fait appel au Centre d'Etudes et de

Recherche en Thermique, Environnement et Systèmes (CERTES), basé à l'université de Paris-Est Créteil, afin de traiter ces questions.

Actuellement, les stations d'épuration représentent la majeure partie de la consommation énergétique et des émissions de gaz à effet de serre du service de l'eau et de l'assainissement [1]. Des études ont permis de rendre un état des lieux de la consommation des stations d'épuration sur le territoire français [2]. La figure 1 montre la consommation des stations d'épuration rapportée à la charge organique éliminée par jour pour les principales méthodes de traitement des eaux. Sur la figure 1, deux stations appartenant au SIARCE, celles de Lardy-Janville et Vert-le-Grand, objets de notre étude ont été ajoutées pour comparaison.

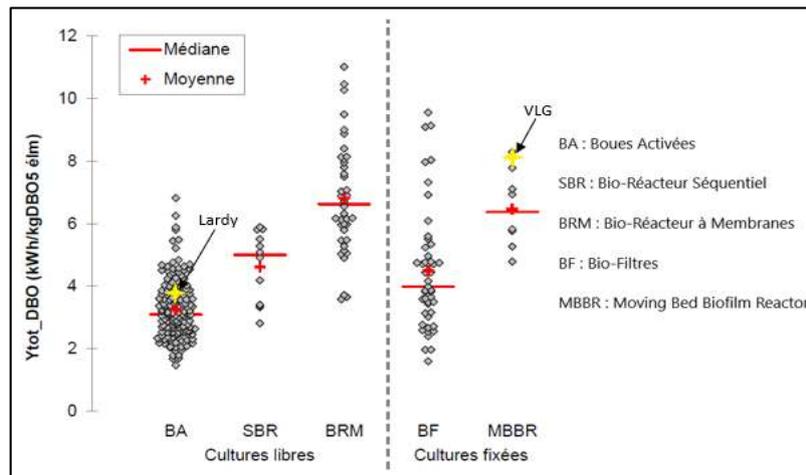


Figure 1 : Diagramme de dispersion de la consommation énergétique rapportée à la quantité de charge organique éliminée en fonction du procédé de traitement des eaux

Les consommations énergétiques peuvent significativement varier suivant le procédé de traitement et sont souvent très dispersées au sein d'un même procédé, mis à part pour la méthode des Boues Activées qui est la plus répandue en France. A partir de cette étude, il est possible de définir un objectif d'optimisation pour les STEP étudiées visant à ramener les consommations énergétiques au niveau de la moyenne nationale au minimum.

Actuellement, les pistes de valorisation énergétique pour les stations d'épuration sont encore limitées. La principale solution est la méthanisation des boues afin de produire du biogaz. La méthode a déjà fait ses preuves sur de nombreux sites à travers le monde mais n'est adaptée que pour des stations à grande échelle, typiquement supérieure à 50 000 Equivalent Habitants (EH), où la quantité de boues produite est suffisante pour rentabiliser une telle installation. D'autres procédés existent, comme l'installation de serre solaire pour le séchage des boues, qui permettent de réduire la consommation électrique des stations mais elles sont encore peu implantées en France et ne sont pas encore totalement adaptées aux particularités de chaque site.

Dans notre cas, les stations de Lardy-Janville et Vert-le-Grand sont des STEP de petite et moyenne capacité, 12 680 EH et 3 970 EH respectivement, où les pistes de valorisation mentionnées précédemment ne sont pas envisageables. L'objectif de notre étude est donc dans un premier temps d'analyser le potentiel de valorisation énergétique des stations d'épuration et dans un second temps de proposer des solutions adaptées qui utilisent les ressources disponibles sur site.

## 2. Quantification des ressources disponibles

Tout au long du traitement des eaux, deux ressources principales entrent en jeu : l'eau traitée et les boues produites grâce à ce traitement. Concernant les boues d'épuration, la piste de valorisation principale reste la méthanisation qui n'est pas adaptée pour les stations étudiées. Notre étude va donc s'intéresser aux effluents de la station, ainsi qu'à l'ensoleillement présent sur site, ressource qui additionnée à la surface disponible sur site peut être valorisée.

### 2.1. Etude des effluents en sortie de station

De grandes quantités d'eau transitent au sein d'une station d'épuration tout au long de l'année avec des compositions différentes suivant les étapes de traitement. Les eaux en sortie de station sont celles qui présentent la plus faible quantité de matière chimique et organique, qui pourrait endommager rapidement une quelconque installation, c'est pourquoi elles sont l'objet de notre analyse de potentiel.

L'objectif de cette analyse est d'étudier le potentiel de récupération de chaleur issu des effluents en sortie de station. Les figures 2 et 3 montrent l'évolution du débit des effluents pour les deux stations qui nous intéressent. Le débit est considéré comme le paramètre clé lorsqu'on veut connaître la viabilité des installations de récupération de chaleur [3] car il est directement proportionnel à la quantité de chaleur récupérable.

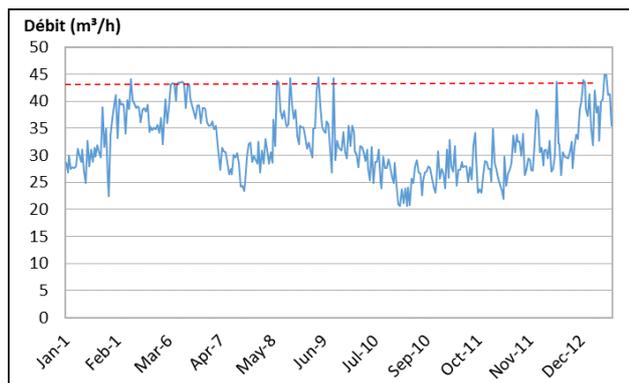


Figure 2 : Evolution du débit journalier de la STEP de Vert-le-Grand au cours d'une année

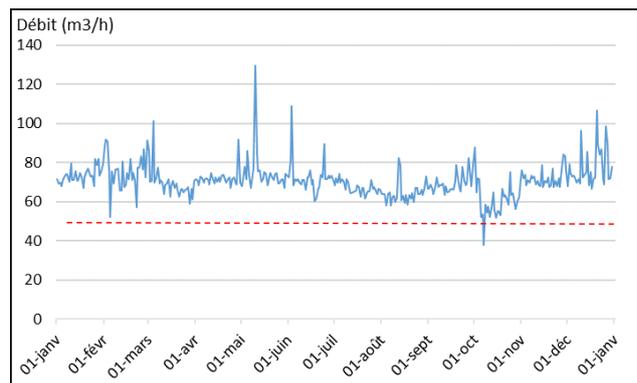


Figure 3 : Evolution du débit journalier de la STEP de Lardy au cours d'une année

A partir de la référence [3], une valeur limite fixée à  $43 \text{ m}^3/\text{h}$  est prise comme seuil minimal de rentabilité économique. Au regard de cette limite, la STEP de Vert-le-Grand présente des débits insuffisants pour envisager la récupération de chaleur, avec des valeurs ne dépassant  $43 \text{ m}^3/\text{h}$  que très rarement au cours de l'année. De son côté, la station de Lardy-Janville présente des débits supérieurs à la limite avec une moyenne annuelle de  $70 \text{ m}^3/\text{h}$ .

Outre l'évolution des débits au cours de l'année, il est important de prendre aussi en compte la variation du débit au cours d'une journée lorsqu'on veut envisager la récupération de chaleur. A partir de la figure 4, on observe qu'il existe deux tendances au cours d'une journée. La première, qui s'étend de 8 h à 21 h, présente des débits importants avec des pics aux alentours de 9 h et 20 h lorsque l'activité humaine est la plus forte. La seconde, qui est en lien avec la faible activité humaine donne des débits beaucoup plus faibles, inférieurs au seuil limite défini. Cela démontre l'intermittence de cette source, contrainte qui doit être prise en compte pour sa valorisation.

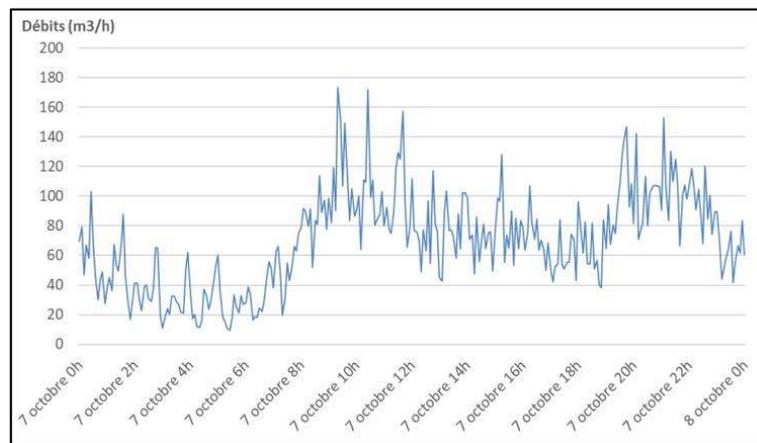


Figure 4 : Evolution du débit horaire de la STEP de Lardy-Janville au cours d'une journée

Le second paramètre important dans l'analyse des effluents est la température. Une température élevée des effluents permet de récupérer une plus grande quantité de chaleur et donc travailler avec des puissances plus grandes. Plus important, la stabilité de la température au cours de l'année est primordiale afin d'assurer une continuité dans la quantité de chaleur récupérable. La figure 5 présente les relevés de température effectués au niveau des effluents en sortie de station au cours d'une année. La température de l'eau reste très stable même pendant la période hivernale. Les écarts obtenus avec la moyenne de 15 °C sont principalement concentrés sur la période septembre-octobre, où les valeurs tournent autour de 20 °C ce qui n'est en rien une contrainte pour la récupération de chaleur, cela signifie que pour un écart de température fixe au cours de l'année, la chaleur des effluents sera moins bien valorisée sur cette période.

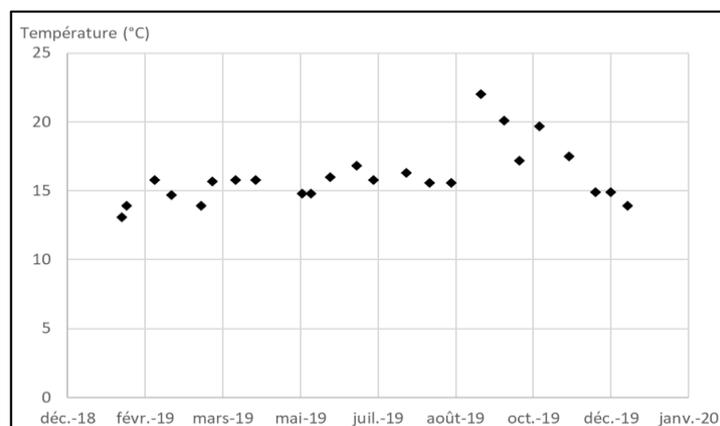


Figure 5 : Evolution de la température des effluents de la STEP de Lardy-Janville au cours de l'année 2019

Dans le cas de la récupération de chaleur au niveau des effluents, les données de débit et de température permettent de caractériser la ressource. Cette étude nous a permis de confirmer la présence d'un potentiel pour la station d'épuration de Lardy-Janville et d'écarter celle de Vert-le-Grand. La possibilité d'utiliser les effluents comme une source mécanique dans le cadre de l'installation de micro-turbine n'a pas été prise en compte parce que cette solution nécessite à la fois des débits très importants et une chute d'eau, deux paramètres qui ne sont pas présents sur les sites étudiés.

## 2.2. Etude de l'ensoleillement des stations d'épuration

Une particularité a été relevée lors de l'identification des sites, c'est la grande surface disponible dans l'enceinte de chaque station d'épuration étudiée, respectivement 1 000 m<sup>2</sup> et 4 000 m<sup>2</sup> pour Vert-le-Grand et Lardy-Janville. Cela a permis de prendre en compte la ressource solaire comme piste de valorisation énergétique, sous forme d'électricité ou de chaleur.

Les données d'ensoleillement des sites ont été étudiées grâce au logiciel PVGIS et rapportées sur la figure 6. La région parisienne étant dans un climat continental, l'ensoleillement qui en résulte est globalement faible avec une moyenne annuelle de l'ordre de 130 W/m<sup>2</sup> et surtout une période hivernale où il ne dépasse pas 70 W/m<sup>2</sup> en moyenne sur la journée.

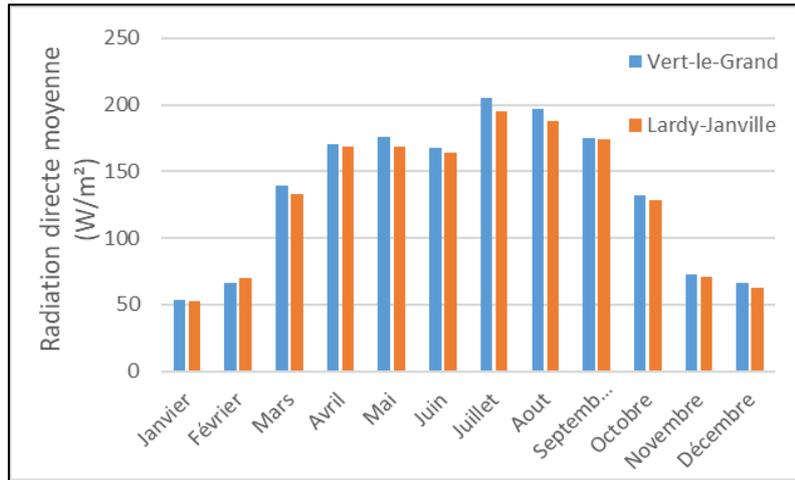


Figure 6 : Ensoleillement mensuel moyen pour les STEP de Vert-le-Grand et de Lardy-Janville

Toute installation solaire est régie par un paramètre appelé rayonnement de seuil, qui permet de marquer la transition entre différents régimes de fonctionnement. Une méthode pour mettre en valeur ce phénomène est la réalisation de courbes de fréquences cumulées [4] comme présenté sur la figure 7. Ces courbes donnent le nombre d'heures pour lesquelles une puissance donnée est atteinte. Dans notre étude, nous avons choisi de fixer une valeur de rayonnement de seuil pour un fonctionnement nominal à 200 W/m<sup>2</sup> atteint au moins 4 h par jour, ainsi les conditions d'ensoleillement ne sont pas satisfaites d'octobre à février.

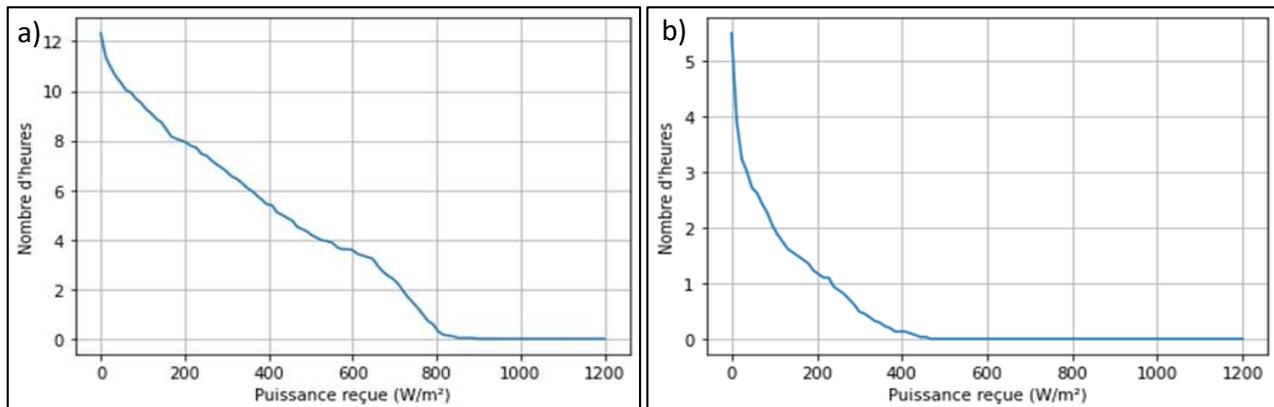


Figure 7 : Courbes de fréquences cumulées de l'ensoleillement de la STEP de Lardy-Janville en a) juillet et en b) décembre

Des pistes de valorisation sont ainsi envisageables sur les périodes où le rayonnement est suffisant, typiquement du mois de mars à septembre.

### 3. Production d'énergie par valorisation des ressources

Après avoir analysé le potentiel de valorisation énergétique des ressources disponibles sur site, notre travail s'est tourné vers la possibilité de développer des systèmes de production d'énergie grâce à ces ressources. Deux solutions ont ainsi été étudiées : la production de chaleur à partir des effluents en sortie de station et la production d'électricité grâce à la ressource solaire.

#### 3.1. Récupération de la chaleur fatale des effluents

Comme expliqué dans la section 2.1, les effluents sont une source de chaleur exploitable dès lors qu'un débit moyen minimal est atteint. Il est possible de récupérer cette chaleur à l'aide d'échangeurs placés dans le canal de sortie des effluents, la puissance disponible étant calculée à l'aide de l'équation (1).

$$Q_{éch} = V \times C_p \times \Delta T \quad (1)$$

Dans le cas de la station d'épuration de Lardy-Janville, la puissance récupérable au niveau des échangeurs est de l'ordre de 180 kW quand on considère un écart de température de 2°C.

Afin de produire de la chaleur à partir de cette énergie, les pompes à chaleur représentent la meilleure solution. Dans ce type d'installation, le coefficient de performance (COP) est défini comme le rapport entre la quantité de chaleur cédée à la source chaude et le travail fourni par le compresseur. Pour des pompes à chaleur haute température utilisées pour le chauffage classique de bâtiment, le COP est en général de 3. On peut alors en déduire une puissance produite par la pompe de 270 kW dans le cas de la STEP de Lardy-Janville à partir de l'équation (2).

$$Q_{pac} = Q_{éch} \times \frac{COP}{COP-1} \quad (2)$$

L'étude des besoins en chaleur sur site et dans sa proximité directe a révélé que la STEP en elle-même n'a aucun besoin en chaleur et le site n'est pas assez proche des premières habitations pour que les pertes de charge due au transport ne deviennent problématiques. Ces contraintes sont le principal frein au développement de systèmes de récupération de chaleur des effluents de station d'épuration. C'est pourquoi la suite de notre travail se concentre sur des méthodes de production d'électricité, utilisable directement sur site.

### 3.2. Production d'électricité par cycle ORC

Les cycles de Rankine organique sont de plus en plus étudiés dans le cas de production d'électricité verte, notamment les installations à petite échelle qui peuvent être développées dans de nombreuses applications [5]. Dans cette section, toutes les ressources sont mises à profit afin d'étudier la viabilité d'un cycle ORC en utilisant la ressource solaire comme source chaude avec des concentrateurs solaires et les effluents en sortie de station comme source froide. Une représentation graphique d'un tel cycle est donnée sur la figure 8.

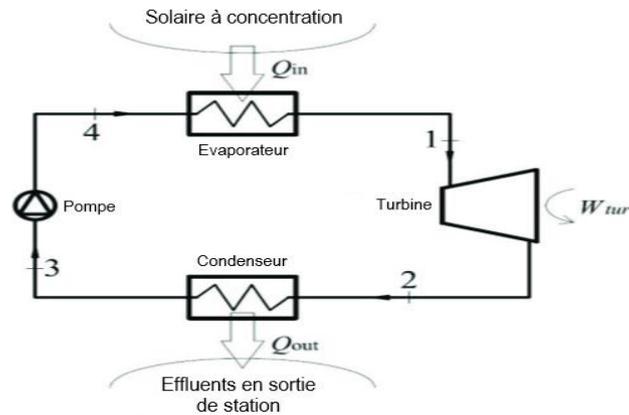


Figure 8 : Représentation schématique d'un cycle ORC

L'intérêt de cette solution est qu'elle repose sur deux ressources abondantes et gratuites. L'originalité étant de considérer les effluents de sortie de STEP comme une source de refroidissement relativement stable et non plus comme source de chaleur basse température. L'étude de l'ensoleillement développée dans la section 2.2 a montré qu'il est possible de faire fonctionner un tel système à sa condition nominale 7 mois dans l'année et le débit et la température sont suffisants pour considérer les effluents comme une bonne source froide.

Afin de montrer la viabilité du cycle ORC, une étude de cas a été réalisée pour la STEP de Lardy-Janville afin de déterminer la production électrique du système de mars à septembre. Le système d'équation est le suivant : à partir de la puissance solaire moyenne mensuelle  $Q_s$ , la puissance thermique  $Q_{in}$  absorbée par les collecteurs est calculée avec l'équation (3), la puissance disponible à la turbine en est déduite grâce à l'équation (4), et enfin la production d'électricité est calculée à partir de l'équation (5).

$$Q_{in} = \eta_{opt} \times A \times Q_s \quad (3)$$

$$Q_{tur} = \eta_{ORC} \times Q_{in} \quad (4)$$

$$W_{tur} = H \times Q_{tur} \quad (5)$$

Cette STEP possède une parcelle de terrain d'environ 5 000 m<sup>2</sup> propice à l'installation des concentrateurs solaires. Avec un taux d'emprise au sol de 75 %, la surface utile prise ici est de 3 500 m<sup>2</sup>. Le rendement optique et le rendement global du cycle ORC ont été obtenus à partir des références [6] et [7] et valent 0,66 et 0,2 respectivement. Les résultats de l'étude sont consignés dans le tableau 1. Sur les 7 mois de fonctionnement, l'installation produit 387 MW.h. Sur la même durée, la station d'épuration consomme environ 290 MW.h.

		<i>mars</i>	<i>avril</i>	<i>mai</i>	<i>juin</i>	<i>juillet</i>	<i>aout</i>	<i>septembre</i>
$Q_s$	W/m <sup>2</sup>	449.6	562.1	504.2	571.7	533.1	526.4	484.2
$Q_{in}$	kW	1038.6	1298.5	1164.7	1320.6	1231.5	1216.0	1118.5
$Q_{tur}$	kW	207.7	259.7	232.9	264.1	246.3	243.2	223.7
$H$	heures	147	227	231	319	247	222	200
$W_{tur}$	kW.h	30534	58950	53809	84256	60834	53990	44740

Tableau 1 : Résultats de l'étude de cas de la production d'électricité pour la STEP de Lardy-Janville

Précisons qu'il s'agit là de résultats de pré-dimensionnement. Ceux-ci montrent toutefois que la solution semble viable d'un point de vue énergétique en première approximation. Un approfondissement permettra d'obtenir des résultats plus précis quant à la faisabilité de la mise en place d'un tel système.

#### 4. Conclusions et perspectives

Les stations d'épuration de petite et moyenne tailles possèdent des ressources encore peu exploitées actuellement. L'étude des potentiels énergétiques montre qu'il est possible d'envisager des solutions afin d'exploiter ces ressources. Parmi ces solutions, une idée novatrice serait de mettre en place un cycle ORC afin de produire de l'électricité grâce à l'ensoleillement sur site et aux effluents en sortie de STEP. Une première étude a permis de s'assurer de la viabilité d'un tel système.

La suite du travail va consister à approfondir cette étude en développant notamment un modèle numérique qui prendrait en compte les irréversibilités du système, l'intermittence de la ressource solaire ou encore les contraintes de débit et température de la source froide. Grâce à cela, une optimisation poussée du cycle pourra être effectuée afin d'étudier des solutions pour maximiser la production d'électricité comme notamment l'ajout d'un stockage thermique performant pour pallier les problèmes d'intermittence.

Dans le cas où cet approfondissement serait fructueux, une étape de dimensionnement d'un prototype et de déploiement sur site sera envisagée afin de montrer la viabilité de la solution en condition réelle.

#### Références

- [1] ADEME, *Guide méthodologique d'évaluation des émissions de gaz à effet de serre des services de l'eau et de l'assainissement* (2018).
- [2] A. E. Stricker, A. Husson, J. P. Canler, *Consommation énergétique du traitement intensif des eaux usées en France : état des lieux et facteurs de variation* (2017).
- [3] G. Petrucci & al., *Cartographier le potentiel de récupération de chaleur des eaux usées : l'exemple de la Seine-Saint-Denis*, Techniques Sciences Méthodes (2020), 63-70.
- [4] R. Gicquel, *Cumulated frequencies Diagrams*, Energie Solaire : conversion et applications CNRS (1977).
- [5] S. Quoilin, *Sustainable Energy Conversion Through the Use of Organic Rankine Cycles for Waste Heat Recovery and Solar Applications*, PhD Thesis (2011).
- [6] N. B. Desai, S. Bandyopadhyay, *Thermo-economic analysis and selection of working fluid for solar oorganic Rankine cycle*, Applied Thermal Engineering (2016), 471-481.
- [7] K. Sun & al., *Comprehensive evaluation of concentrated solar collector and Organic Rankine cycle hybrid energy process with considering the effects of different heat transfer fluids*, Energy Reports (2021), 362-384.

# Etude d'une nouvelle configuration de moteur Ericsson à piston liquide libre.

Ryma CHOUDER<sup>1,2</sup>, Pascal STOUFFS<sup>1,\*</sup>, Azzedine BENABDESSELAM<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, LaTEP, Rue Jules Ferry, BP 7511, 64 075 PAU Cedex.

<sup>2</sup>Laboratoire des Transports Polyphasiques et Milieux Poreux (LTPMP), FGPGM, USTHB, Alger, Algérie

\*(auteur correspondant : [pascal.stouffs@univ-pau.fr](mailto:pascal.stouffs@univ-pau.fr))

**Résumé** - Une nouvelle configuration de moteur Ericsson à piston liquide libre est présentée. Celle-ci est constituée d'un tube en U rempli d'eau dans sa partie inférieure, et dont les deux branches sont fermées par des culasses munies de soupapes. La machine à piston liquide libre s'apparente à un compresseur thermique, l'énergie mécanique utile étant produite dans une machine de détente externe. Une modélisation « intracycle », permettant de déterminer les valeurs instantanées des grandeurs thermodynamiques de ce type de système, montre qu'il est possible de déterminer un jeu de paramètres de dimensionnement et de conduite du système permettant un fonctionnement stable, et dont les performances énergétiques sont intéressantes.

## Nomenclature

$F_p, F_i$	forces de pression, force d'inertie, N	$C$	fermeture soupape
$p$	pression, Pa	$E$	espace de détente
$\dot{Q}$	puissance thermique, W	$e$	soupape de refoulement
$T$	température, K	$H$	échangeur réchauffeur (heater)
$\dot{W}$	puissance mécanique, W	$ind$	indiqué (travail, puissance)
<i>Indices et/ou notations</i>		$O$	ouverture soupape
$a$	soupape d'admission	$R$	échangeur récupérateur
$C$	espace de compression	$T$	machine de détente externe

## 1. Introduction

Ces dernières années, la consommation annuelle d'énergie a augmenté continuellement [1]. De nombreux travaux sont consacrés à la recherche de nouvelles technologies basées sur les énergies renouvelables. Les moteurs à apport de chaleur externe tels que les moteurs Stirling ou Ericsson [2] s'avèrent être une solution technologique pertinente pour la valorisation de l'énergie thermique telle que l'énergie solaire ou la combustion de la biomasse pour produire de l'énergie mécanique ou électrique de faible puissance. Parmi ces systèmes, le Fluidyne, qui est un moteur Stirling à piston liquide inventé en 1969 [3], est intéressant, car il est simple, fiable et peu coûteux. Cependant, il souffre de son mauvais rendement. C'est pourquoi on présente une variante du Fluidyne, dans laquelle les deux extrémités du tube en U contenant le piston liquide sont fermées par des clapets ou des soupapes, de sorte que le système obtenu appartient à la famille des moteurs Ericsson plutôt qu'à celle des moteurs Stirling.

## 2. Configurations possibles de moteurs à piston liquide

Une grande diversité de moteurs à piston liquide peut être envisagée. La présentation de quelques configurations permettra de mettre en évidence les atouts du système retenu dans ce travail.

## 2.1. Les moteurs Stirling à piston liquide

La figure 1 présente la configuration du moteur Fluidyne [4]. Ce moteur entre dans la catégorie des moteurs Stirling à piston libre (FPSE). Depuis l'invention du moteur Fluidyne, différents modèles de machines Stirling à piston liquide ont été développés pour une grande variété d'applications. Il existe trois catégories de moteurs Stirling à piston liquide, à savoir le moteur Fluidyne [5], le moteur à piston liquide thermo-fluidique diphasique [6] et le moteur Stirling à piston solide-liquide hybride [7].

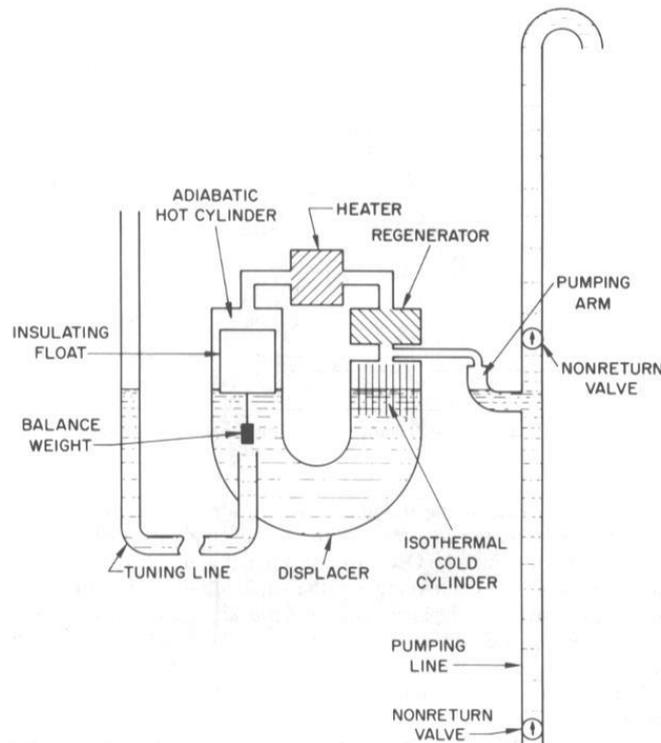


Figure 1 : Le moteur FLUIDYNE [4]

Les moteurs Stirling à piston liquide reposent sur une technologie simple à construire, avec des matériaux à faible coût. Ils sont utilisés pour des applications de pompage ou parfois pour générer de l'électricité à partir de chaleur fatale, d'énergie solaire ou de biomasse. Les avantages de ces moteurs sont leur simplicité, leur fiabilité, leur faible coût et leur capacité à fonctionner avec une faible différence de température. Mais leur principal inconvénient est leur faible puissance, et surtout leur très faible rendement, inférieur à 5% [8], comme le montre la Fig. 2, où les moteurs Stirling à piston liquide sont indiqués par un astérisque.

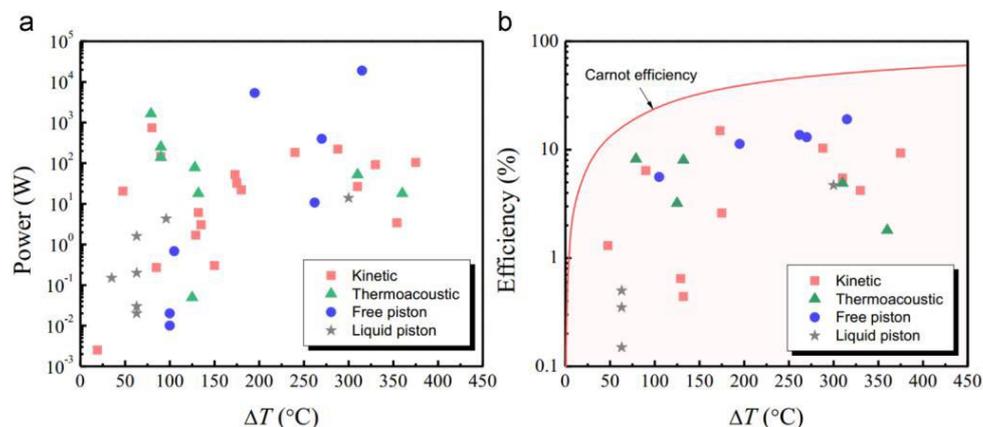


Figure 2 : Résultats expérimentaux (a) de puissance et (b) de rendement des moteurs Stirling [8]

## 2.2. Le moteur Ericsson à piston liquide à double tube en U

La première configuration d'un moteur Ericsson à piston liquide a été proposée par Ndamé [9]. Le moteur est composé de deux tubes en U partiellement remplis d'eau. Les espaces entre la surface d'eau et la culasse délimitent les chambres de compression dans les deux branches du premier tube en U, tandis qu'ils délimitent les espaces de détente dans les deux branches de l'autre tube en U (Fig. 3). Le mouvement des colonnes de fluide dans les tubes en U est lié à des pistons solides reliés à une tige et à un vilebrequin. Cette configuration appartient donc à la catégorie des systèmes hybrides liquide-piston solide avec un mécanisme cinématique pour fixer la position des pistons. Ndamé a proposé d'utiliser des "Bash valves" pour le cylindre de détente, tandis que le cylindre de compression est équipé de clapets automatiques traditionnels. Cette configuration résout le problème d'étanchéité autour des pistons en utilisant des pistons liquides au lieu de pistons mécaniques, ainsi que la complexité due aux soupapes des moteurs Ericsson en utilisant des soupapes actionnées par le piston pour le cylindre de détente.

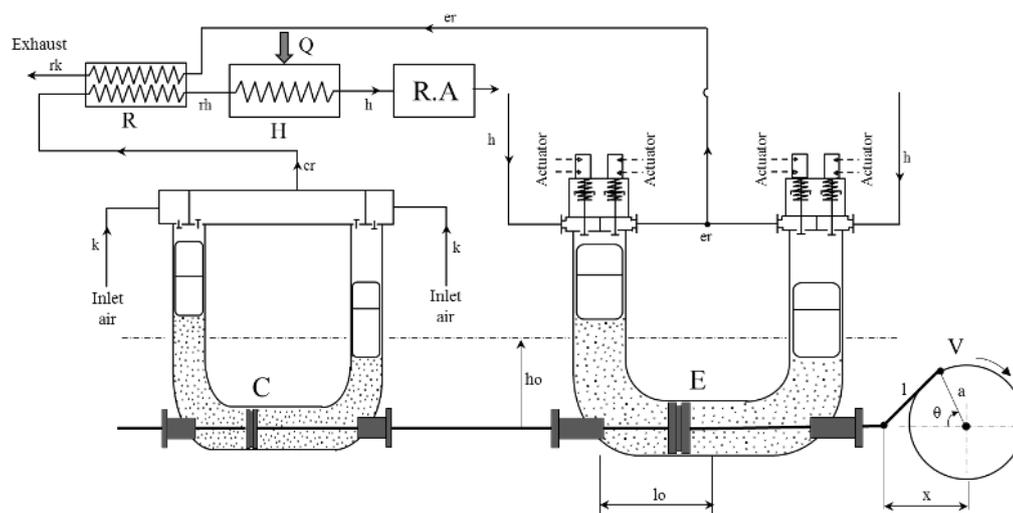


Figure 3 : Le moteur Ericsson à piston liquide à double tube en U proposé par Ndamé [9]

La configuration de Ndamé présente plusieurs avantages. D'une part, elle permet des cylindrées différentes pour les volumes de compression et de détente, comme le montre la figure 3. D'autre part, la compression du fluide de travail dans l'un des espaces de compression est toujours accompagnée simultanément de la détente du fluide dans l'un des espaces de détente. L'inertie du volant attelé au vilebrequin n'a donc pas besoin d'être très importante. Cependant, la nécessité d'une étanchéité autour des tiges reliant les pistons pleins entraîne des pertes mécaniques.

## 2.3. Le moteur Ericsson à piston liquide à simple tube en U

Suite aux travaux de Ndamé, Chouder [10] a proposé une configuration avec un seul tube en U, dont une branche correspond à l'espace de compression, l'autre à l'espace de détente (Fig. 4). Évidemment, cette conception est plus simple que la précédente, mais elle nécessite un volant d'inertie beaucoup plus lourd. En outre, lors de la conception de la machine, on ne dispose plus de la souplesse d'avoir des cylindrées différentes pour l'espace de compression et de détente. Tout au plus peut-on avoir des volumes morts différents. Cette configuration souffre en outre d'un handicap important. En effet, le régime des pressions n'est pas symétrique, de part et d'autre du piston solide. Or, l'étanchéité ne peut être parfaite autour de ce piston qu'au prix de pertes mécaniques importantes. Dans le cas de fuites, même faibles,

autour de ce piston, on observe expérimentalement un déséquilibre progressif des colonnes d'eau dans le tube en U.

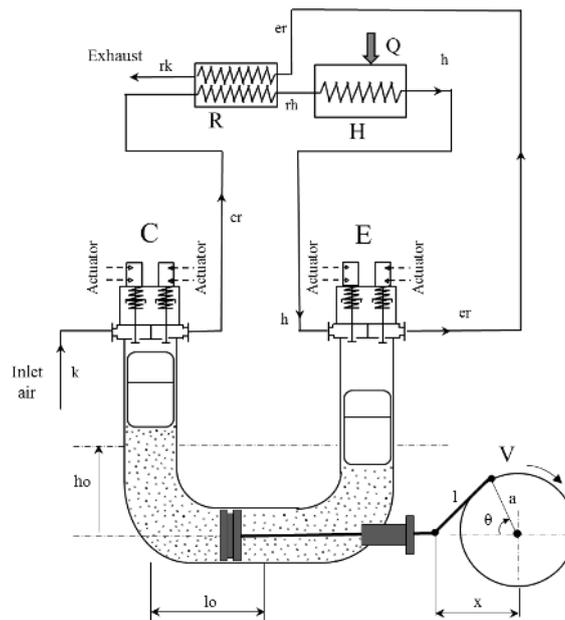


Figure 4 : Le moteur Ericsson à piston liquide à simple tube en U proposé par Chouder [10]

#### 2.4. Le moteur Ericsson à piston liquide libre à simple tube en U

Des études de modélisation [11] ont montré qu'en choisissant des paramètres de conception appropriés, le mécanisme cinématique peut être éliminé, de sorte que le moteur ne comporte qu'un seul piston liquide libre, dont la position instantanée ne dépend plus d'un système mécanique, mais uniquement de l'équilibre des forces qui lui sont appliquées. Différentes solutions peuvent alors être utilisées pour extraire l'énergie utile de ce moteur : immersion d'une turbine hydraulique ou d'un alternateur linéaire dans le bas de la colonne en U, placement d'alternateurs linéaires sur les flotteurs, pompage hydraulique par colonne munie de clapets anti-retours, à l'instar du Fluidyne (Fig. 1)... Cependant, la configuration qui a été retenue est telle que l'extraction de l'énergie mécanique utile s'opère en dehors de la machine à piston libre, pour éviter tout risque de déséquilibre des colonnes liquides.

Deux configurations sont dès lors possible. Tout le débit comprimé par l'espace de compression peut être admis dans l'espace de détente, du tube en U, qui opère une détente partielle, la fin de la détente s'effectuant dans une machine extérieure (Fig. 4). Dans cette configuration, le piston liquide et les espaces de compression et de détente qu'il délimite s'apparente à un 'générateur de gaz à piston libre', comme le générateur de gaz du moteur PESCARA [12].

Une autre configuration est possible. Dans cette nouvelle architecture, seule une partie du débit massique d'air refoulé par l'espace de compression est introduite dans l'espace de détente, le débit massique introduit étant tel que le travail de détente compense exactement le travail de compression. Dans cette configuration, le piston liquide et les espaces de compression et de détente qu'il délimite s'apparente à un compresseur thermique. Le débit massique d'air comprimé non admis dans l'espace de détente peut être utilisé comme tel, à la sortie de l'espace de compression, soit être prélevé après passage dans les échangeurs récupérateur et réchauffeur et être détendu dans une machine fonctionnant en parallèle de l'espace de détente du piston liquide, si l'objectif est de produire de l'énergie mécanique. C'est cette dernière configuration qui est retenue.

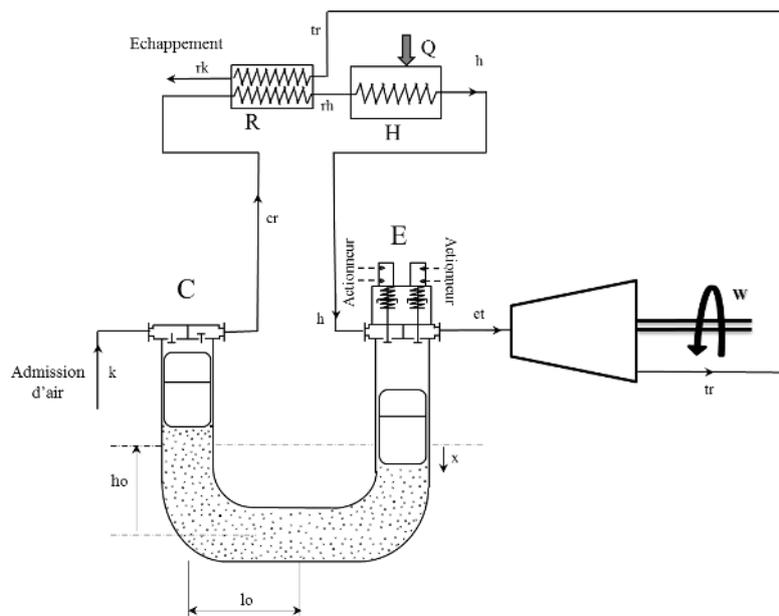


Figure 5 : Le moteur Ericsson à piston liquide libre en configuration « générateur de gaz »

### 3. Configuration étudiée

La figure 6 présente la configuration étudiée.

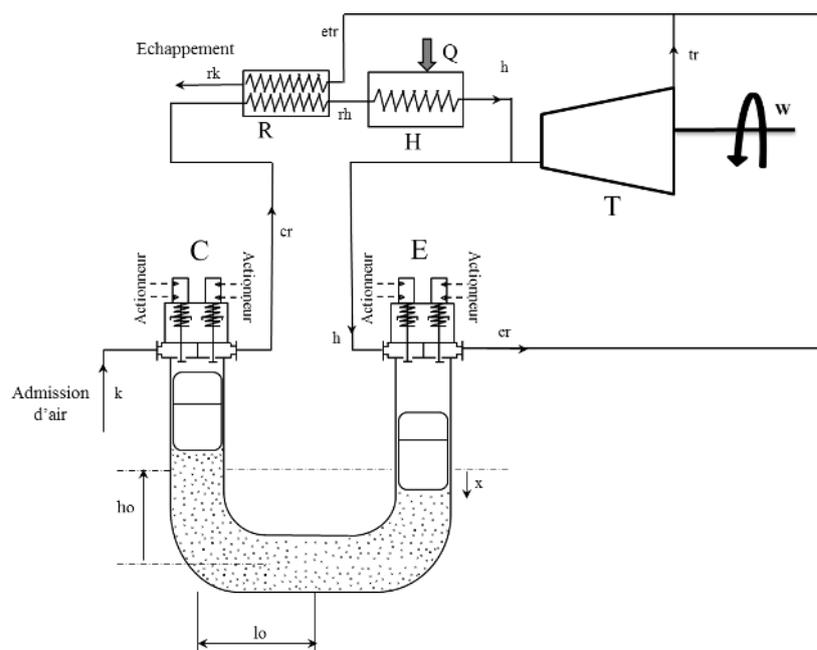


Figure 6 : Le moteur Ericsson à piston liquide libre en configuration « compresseur thermique »

Le tableau 1 reprend les principales données considérées pour la simulation. Elles correspondent à un prototype en cours de test. Les soupapes ont été réglées de façon à obtenir une pression  $p_H$  d'environ 180 kPa.

Les hypothèses adoptées pour la modélisation, ainsi que les principales équations utilisées ont été présentées précédemment [11]. Les cylindres sont considérés comme adiabatiques. Une simulation prenant en compte le transfert thermique dans le cylindre de compression par la corrélation d'ANNAND [13] a montré que les différences sur le diagramme indicateur et le déplacement du piston liquide sont négligeables. Le modèle a été développé dans l'environnement Matlab/Simulink, avec un pas de temps constant de  $10^{-4}$  s.

Caractéristiques géométriques		Données opérationnelles	
Diamètre du tube,	0,175 m	Fluide de travail	air
Hauteur d'équilibre, $h_0$	0,3 m	Liquide	eau
Course maximale du piston liquide	0,225 m	Efficacité du récupérateur	0,85
Volume mort relatif détente	30 %	Température d'admission, $T_k$	300 K
Volume mort relatif compression	15 %	Température sortie heater, $T_h$	633,2 K
Diamètre des soupapes	0,08 m	Pression d'admission, $p_k$	100 kPa
Masse du piston liquide	38 kg	Pression d'échappement, $p_{rk}$	100 kPa

Tableau 1 : Principales caractéristiques du système simulé

#### 4. Résultats de simulation

La figure 7 présente la position instantanée du piston liquide. On observe bien qu'un mouvement périodique quasi harmonique a été obtenu, avec une fréquence proche de 3,5 Hz. Le piston liquide se déplace du cylindre de détente vers le cylindre de compression lorsque la position  $x$  augmente (la colonne se déplace de la droite vers la gauche dans la figure 6). La course est d'environ 200 mm, valeur inférieure à la course maximale disponible. Les flotteurs ne vont donc pas taper sur les butées (pas de mode « overdriven », selon la terminologie des moteurs Stirling à piston libre). La figure 8 présente le diagramme vitesse-position. Les pics de vitesse sont observés lorsque le piston liquide est approximativement à mi-course. Lorsque le piston liquide se déplace de l'espace de compression vers l'espace de détente, on observe une phase où la vitesse est quasiment constante, correspondant à une phase durant laquelle la somme des forces sur le piston liquide est pratiquement nulle.

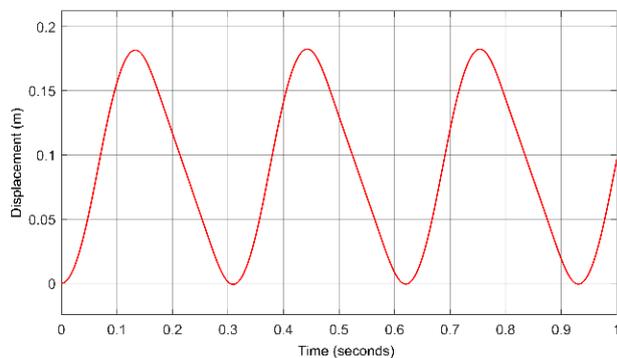


Figure 7 : Position instantanée du piston liquide

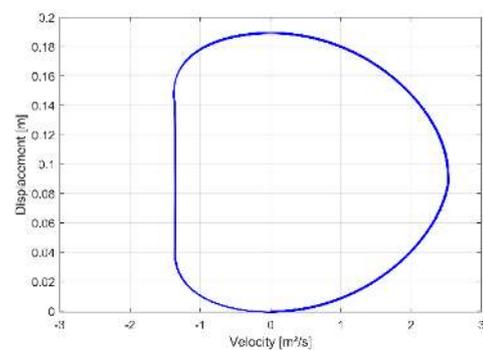


Figure 8 : Diagramme vitesse-position

La figure 9 présente l'évolution instantanée des pressions dans les espaces de compression et de détente au cours d'un cycle. On y a indiqué les phases où ce sont les forces de pression ou les forces d'inertie qui dominent lorsque le piston liquide se déplace. On observe également la période pendant laquelle les pressions sont quasiment égales à la pression atmosphérique dans les deux enceintes, correspondant à une quasi absence de force exercée sur le piston liquide qui se déplace donc à une vitesse quasi constante.

La figure 10 présente les forces de pression et les forces de gravité. On observe bien que ces dernières sont négligeables.

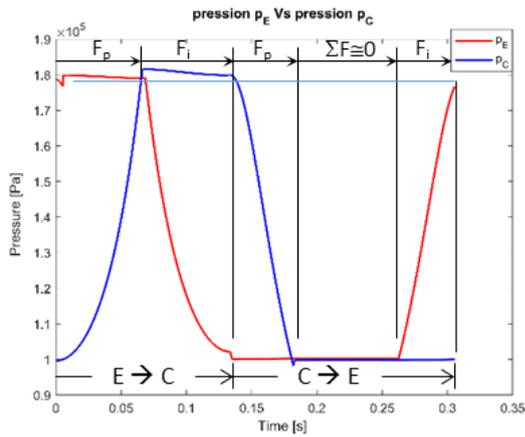


Figure 9 : Pressions dans les espaces de détente (rouge) et de compression (bleu).

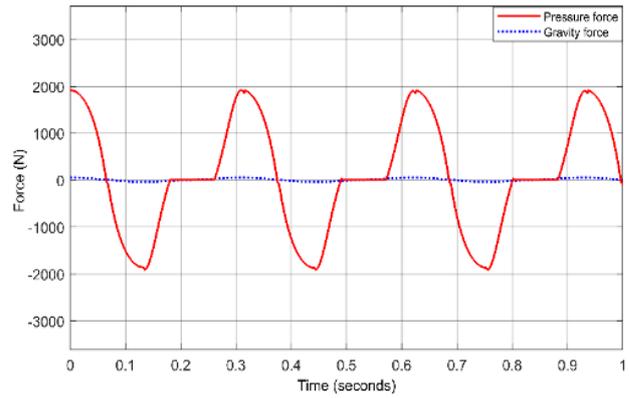


Figure 10 : Forces de pression (rouge) et de gravité (bleu).

Les figures 11 et 12 présentent les diagrammes indicateurs des espaces de compression et de détente. On y a fait figurer les points d'ouverture et de fermeture des soupapes. Le cycle dans l'espace de compression est parcouru dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, alors qu'il est parcouru dans le sens des aiguilles d'une montre dans le cylindre de détente.

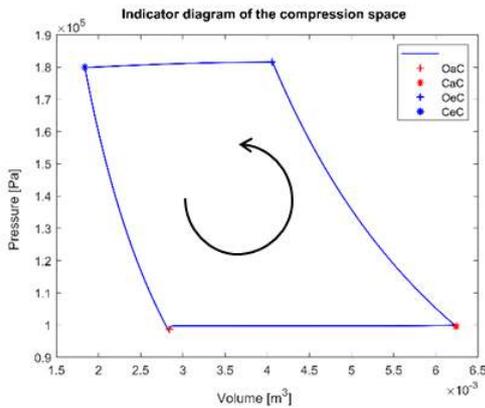


Figure 11 : Diagramme indicateur (p,V) du cylindre de compression.

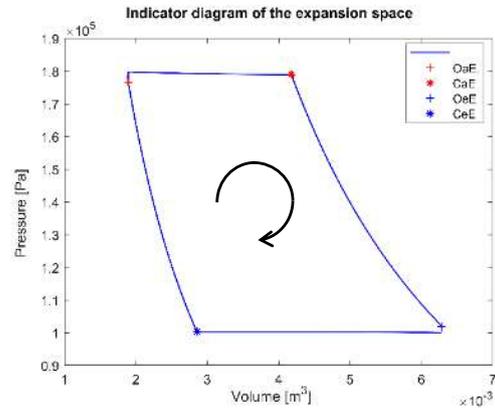


Figure 12 : Diagramme indicateur (p,V) du cylindre de détente.

Les figures 13 et 14 présentent les débits instantanés dans les soupapes d'admission (rouge) et de refoulement (bleu) des cylindres de compression et de détente.

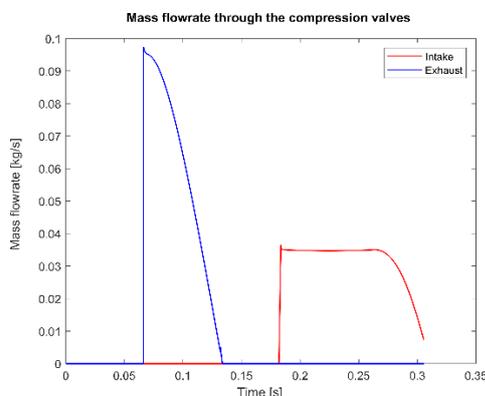


Figure 13 : Diagramme indicateur (p,V) du cylindre de compression.

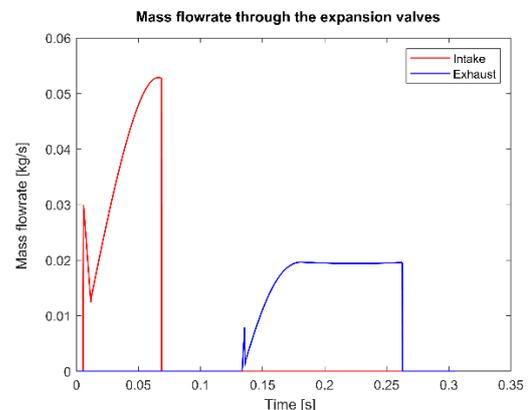


Figure 14 : Diagramme indicateur (p,V) du cylindre de détente.

Le tableau 2 indique les principaux résultats énergétiques obtenus. On observe que les valeurs absolues des puissances des espaces de détente et de compression sont bien quasiment identiques, la puissance générée par l'espace de détente étant très légèrement supérieure à

celle consommée par l'espace de compression. La puissance mécanique utile générée par la turbine est de l'ordre de 224 W. Le rendement thermique global est de l'ordre de 33 %.

$p_H$ [Pa]	$\dot{W}_{ind,c}$ [W]	$\dot{W}_{ind,E}$ [W]	$\dot{W}_T$ [W]	$\dot{Q}_H$ [W]	$\eta_{th}$ [%]
1,7984e+05	733,64	- 734,32	-224,35	1646,42	33,11

Tableau 2 : Principales performances énergétiques

## 5. Conclusion

Différentes configurations de moteurs à piston liquide ont été passées en revue et leurs avantages et inconvénients respectifs ont été soulignés. Parmi les architectures envisagées, une configuration à simple tube en U et à piston liquide libre semble particulièrement intéressante. L'extraction de l'énergie mécanique utile peut se faire de deux façons différentes, soit en opérant une détente incomplète dans le cylindre de détente, et en plaçant une machine de détente extérieure en série avec la machine à piston libre (configuration dite « générateur de gaz »), soit en divisant le débit issu de l'espace de compression en deux parties, l'une d'elle alimentant l'espace de détente, l'autre, la machine de détente externe (configuration dite « compresseur thermique »). Une simulation de cette dernière architecture a été effectuée et donne des résultats énergétiques prometteurs.

## Références

- [1] IEA, Key World Energy Statistics 2020, Paris, 2020. [Online]. Available: [//www.iea.org/reports/key-world-energy-statistics-2020](http://www.iea.org/reports/key-world-energy-statistics-2020).
- [2] T. Finkelstein, A. J. Organ, *Air engines*, London: Professional Engineering Publishing Ltd (2001).
- [3] C. D. West, *The Fluidyne heat engine*, Harwell, UK (1971).
- [4] C. D. West, *Liquid Piston Stirling Engines*, Van Nostrand Reinhold Company Inc (1983).
- [5] R. Ahmadi, H. Jokar, and M. Motamedi, A solar pressurizable liquid piston Stirling engine: Part 2, optimization and development, *Energy*, 164 (2018), 1200–1215.
- [6] A. I. Taleb, M. A. G. Timmer, M. Y. El-Shazly, A. Samoilov, V. A. Kirillov, Chr. N. Markides, A single-reciprocating-piston two-phase thermofluidic prime-mover, *Energy*, 104 (2016), 250–265.
- [7] K. Mahkamov, E. Orda, B. Belgasim, I. Makhkamova, A novel small dynamic solar thermal desalination plant with a fluid piston converter, *Appl. Energy*, 156 (2015), 715–726.
- [8] K. Wang, S. R. Sanders, S. Dubey, F. H. Choo, F. Duan, Stirling cycle engines for recovering low and moderate temperature heat: A review, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 62 (2016), 89–108.
- [9] M. Ndamé Ngangué, P. Stouffs, Dynamic simulation of an original Joule cycle liquid pistons hot air Ericsson engine, *Energy*, 190 (2020), 116293.
- [10] R. Chouder, A. Benabdesselam, P. Stouffs, Modélisation dynamique « intracycle » d'un moteur à air chaud ERICSSON à piston liquide, *Actes du Congrès de la Société Française de Thermique*, 125 (2020).
- [11] R. Chouder, P. Stouffs, A. Benabdesselam, Dynamic Modeling of a Free Liquid Piston Ericsson Engine (FLPEE), *Proceedings of the ECOS conference*, 203 (2021).
- [12] R. P. Pescara, Motor compressor apparatus, *Patent* N° 1 657 641 (1928).
- [13] W. Annand, D. Pinfold., Heat Transfer in the Cylinder of a Motored Reciprocating Engine, *SAE Technical Paper 800457*, 1980, <https://doi.org/10.4271/800457>.

# Étude d'un système de valorisation de l'énergie thermique des routes pour les besoins des bâtiments

Prince SEVI<sup>1</sup>, Benoit STUTZ<sup>1</sup>, Frédéric BERNARDIN<sup>2</sup>, Alexandre CUER<sup>2</sup>

<sup>1</sup>LOCIE, Université Savoie Mont Blanc, CNRS UMR 5271  
60 Avenue du lac Léman, 73370, Le Bourget-du-Lac, France.

<sup>2</sup> Cerema, Equipe Projet Systèmes de Transports Intelligents  
8-10, Rue Bernard Palissy, CEDEX 2, F-63017 Clermont-Ferrand, France

\*(auteur correspondant : febron.sevi@univ-smb.fr)

**Résumé** - A travers cet article, on se propose d'étudier un système de valorisation de l'énergie thermique des routes pour le chauffage et la production d'eau chaude sanitaire (ECS) pour les bâtiments collectifs. Ce système met en oeuvre un échangeur thermique routier connecté à un stockage et une pompe à chaleur (PAC) pour répondre aux besoins en eau chaude sanitaire et en chauffage du bâtiment tout au long de l'année. L'étude consiste en une modélisation simplifiée des différents composants du dispositif par la prise en compte des phénomènes thermo-physiques ayant lieu. Un bilan d'énergie est réalisé sur une année afin d'estimer le rendement de ce système route-stockage-bâtiment.

## Nomenclature

$\dot{m}$  Débit massique, kg/s

$\dot{q}$  Débit volumique, m<sup>3</sup>/s

COP Coefficient de Performance, (-)

$C_p$  Capacité thermique massique, J/kg.K

$e_{ff}$  Efficacité, (-)

$h$  Épaisseur, m

$H_v$  Coefficient d'échange convectif, W/m<sup>2</sup>K

$L$  Longueur, m

$m$  masse, kg

$N$  Nombre

$Nu$  Nombre de Nusselt

$Q$  Chaleur, J

$P$  Puissance, W

$R$  Rayonnement W/m<sup>2</sup>

$R_{th}$  Résistance thermique, K/W

$S$  Surface de la chaussée, m<sup>2</sup>

$T$  Température, K

$V$  Volume, m<sup>3</sup>

### Symboles grecs

$\alpha$  Albédo, (-)

$\epsilon$  Emissivité, (-)

$\lambda$  Conductivité thermique, W/m.K

$\sigma$  Constante de Stefan-Boltzmann, W/m<sup>2</sup>.K<sup>4</sup>

$\phi$  Porosité, (-)

### Indices et exposants

$b$  Couche de base

$bat$  Bâtiment

$d$  Enrobé drainant

$elec$  Électrique

$ext$  Extérieur

$f$  Fluide

$geo$  Géothermique

$inf$  Infiltration

$inj\_dro$  Injection dromotherm

$inj\_pac$  Injection pompe à chaleur

$inj\_sto$  Injection stockage

$int$  Intérieur

$iso$  Isolant

$m$  Mur

$pac$  Pompe à chaleur

$s$  Couche de surface

$si$  Superficielle intérieure

$sor\_dro$  Sortie dromotherm

$sor\_pac$  Sortie pompe à chaleur

$sor\_sto$  Sortie stockage

$stock$  Stockage

$v$  Vent

## 1. Introduction

En France, le réseau routier peut constituer un capteur d'énergie solaire très important. Le seul réseau national pourrait capter une énergie solaire d'environ 196 TWh par an [1]. On voit dès lors le rôle important que peuvent jouer les infrastructures routières dans la transition énergétique. Cette énergie peut par exemple, être mise au profit du secteur du bâtiment qui représente près de 43% de la consommation totale d'énergie utile en France [2]. Cependant, la disponibilité de cette énergie n'est pas en phase avec les besoins des bâtiments. La plus haute production se fait en été alors que la plus forte demande est en hiver. Par conséquent, le stockage d'énergie à long terme (saisonnier) est nécessaire pour remédier à cette inadéquation saisonnière [3]. Pour mieux exploiter ce potentiel énergétique des routes, plusieurs projets de routes récupératrices d'énergies ont vu le jour dont le projet Dromotherm sur lequel porte cette présente étude. Dans ce travail, nous allons d'abord décrire le système ; ensuite faire une modélisation des différents composants du dispositif et enfin présenter les résultats de nos simulations sous Python.

## 2. Description du système

Le système comprend différents composants principaux que l'on retrouve sur la Figure 1.

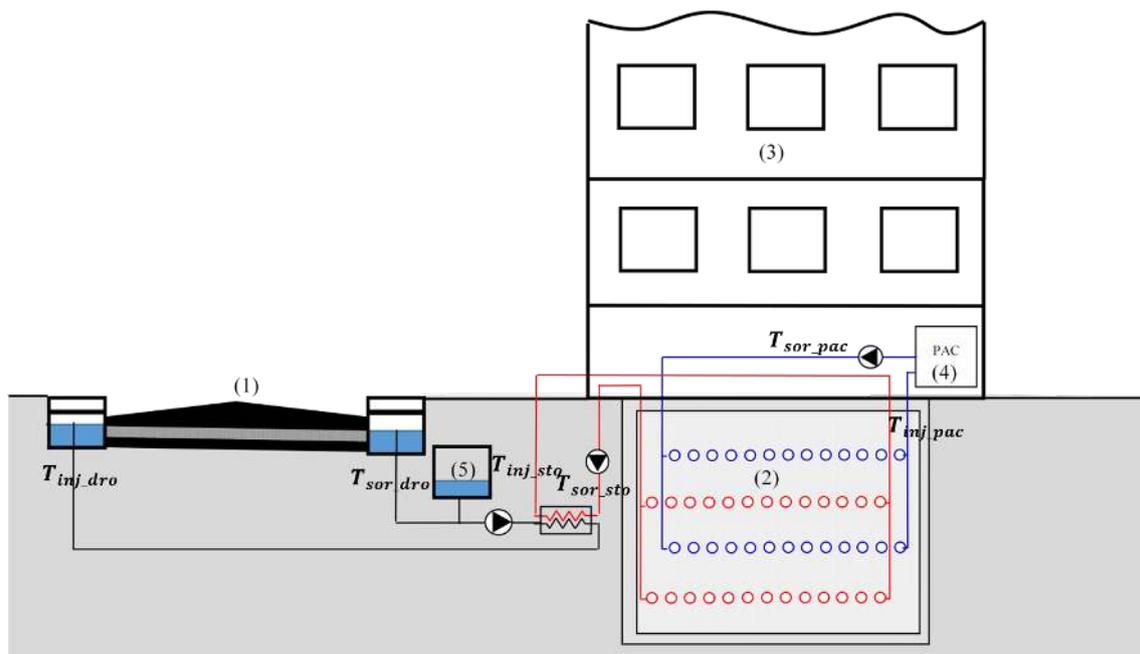


Figure 1 : Système de récupération et d'usage de l'énergie solaire reçue par les chaussées

Le système comprend : un échangeur thermique routier (1), un stockage thermique (2) enterré et isolé localisé à la base du bâtiment (3) et une PAC (4). Un stockage thermique sur sonde peut également être envisagé pour des systèmes de grandes tailles si la nature du sol le permet. La PAC transfère de la chaleur basse température du stockage thermique au bâtiment pour répondre aux besoins de chauffage et d'eau chaude sanitaire des habitants. L'échangeur thermique routier est mis en marche lors des périodes ensoleillées pour recharger le stockage thermique enterré. L'échangeur thermique routier met en œuvre une couche d'enrobé drainant comprise entre deux couches d'enrobé étanche. L'échauffement de la route par le rayonnement solaire est transmis au stockage thermique via la mise en circulation d'un fluide caloporteur qui

circule dans l'enrobé drainant. Une cuve intermédiaire (5) permet d'auto-vidanger l'échangeur thermique routier lorsque ce dernier ne fonctionne pas, permettant de mettre le système hors gel de manière automatique. Le stockage thermique est constitué de sable saturé en eau dans lequel sont implantés des échangeurs géothermiques reliés à la PAC et à l'échangeur thermique routier.

### 3. Modélisation

Un premier modèle permettant de simuler le comportement thermique dynamique du système avec un stockage sans changement de phase a été développé. Le modèle 1D ainsi obtenu permet de prendre en compte la physique des phénomènes tout en étant numériquement rapide à simuler compte tenu de la durée de la période à étudier.

#### 3.1. Modèle 1D de la chaussée Dromotherm

On considère une chaussée constituée de 4 couches (figure 2) : une couche de surface de Béton Bitumineux Semi Grenu (BBSG) de température  $T_s$  et d'une épaisseur  $h_s$  ; une couche poreuse de Béton Bitumineux Drainant (BBDr) de température  $T_d$  et d'une épaisseur  $h_d$  ; une première couche de base en Béton Bitumineux à Module Elevé (BBME) de température  $T_{b1}$  et d'une épaisseur  $h_{b1}$  ; une deuxième couche de base qu'est le sous-sol de température  $T_{b2}$  et d'une épaisseur  $h_{b2}$  ;

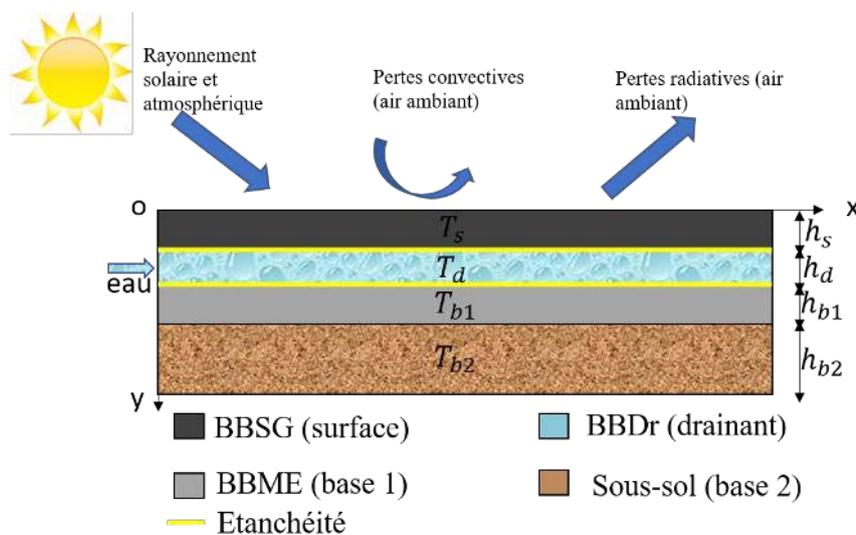


Figure 2 : Schéma détaillé de l'échangeur thermique routier

La modélisation 1D de la chaussée a été développée en se basant sur une modélisation 2D développée par Sarah et al.[4]. Ce choix d'un modèle 1D s'explique par nos besoins de simulations rapides permettant d'étudier le comportement du système sur une année type. Différentes hypothèses sont considérées :

- les différentes couches sont indéformables ;
- La température du fluide  $T_f$  est égale à celle de la couche drainante  $T_d$  dans laquelle elle circule ;
- la partie inférieure de la deuxième couche de base est supposée adiabatique.

En tenant compte des différentes hypothèses ci-dessus, nous procédons à un bilan d'énergie couche par couche.

- **Couche de surface**

Cette couche est le siège de conduction instationnaire. Elle interagit avec le soleil et l'atmosphère via les transferts radiatifs ainsi qu'avec l'air ambiant par convection. Elle interagit également par conduction avec la couche drainante. Le bilan d'énergie au niveau de la couche 1 est donnée par l'équation 1 :

$$\rho_s h_s C p_s \frac{dT_s}{dt} = \underbrace{(1 - \alpha) R_{direct} + R_{diffus}}_{\dot{Q}_{recue}} - \underbrace{H_v (T_s - T_{ext}) - \epsilon \sigma T_s^4 - \frac{T_s - T_d}{Rth_{s/d}}}_{\dot{Q}_{perdue}} \quad (1)$$

Le même raisonnement est mené au niveau des autres couches.

- **Couche drainante**

La couche drainante interagit par conduction avec les couches de surface et la couche de base. Elle transfère de l'énergie par convection avec le fluide caloporteur. La température de la couche drainante est supposée être à la même température que le fluide caloporteur. Le bilan d'énergie au niveau de cette couche est donnée par l'équation 2.

$$\rho_d h_d ((1 - \phi) C p_d + \phi C p_f) \frac{\partial T_d}{\partial t} + \dot{q}_f C p_f \frac{\partial T_d}{\partial x} = \frac{T_s - T_d}{Rth_{s/d}} - \frac{T_d - T_{b1}}{Rth_{d/b1}} \quad (2)$$

- **Couches de base**

Les couches de bases sont le siège de conduction instationnaire. Le bilan d'énergie est donc :

$$\begin{cases} \rho_{b1} C p_{b1} h_{b1} \frac{\partial T_{b1}}{\partial t} = \frac{T_d - T_{b1}}{Rth_{d/b1}} - \frac{T_{b1} - T_{b2}}{Rth_{b1/b2}} & (base) \\ \rho_{b2} C p_{b2} h_{b2} \frac{\partial T_{b2}}{\partial t} = \frac{T_{b1} - T_{b2}}{Rth_{b1/b2}} & (sous - sol) \end{cases} \quad (3)$$

### 3.2. L'échangeur thermique intermédiaire

Le rôle principale de l'échangeur est d'assurer le transfert de la chaleur récupérée par le fluide circulant dans le Dromotherm vers le stockage thermique inter-saisonnier. Il est caractérisé par son efficacité. On appelle efficacité  $\epsilon$  d'un échangeur thermique le rapport entre la quantité de chaleur échangée et la quantité de chaleur maximale transférable [5]. Dans notre cas , il s'exprime par l'équation

$$e_{ff} = \begin{cases} \frac{T_{sor\_dro} - T_{inj\_dro}}{T_{sor\_dro} - T_{sor\_sto}} & si \quad \dot{m}_{dro} C p_{dro} < \dot{m}_{sto} C p_{sto} \\ \frac{T_{inj\_sto} - T_{sor\_sto}}{T_{sor\_dro} - T_{sor\_sto}} & si \quad \dot{m}_{dro} C p_{dro} \geq \dot{m}_{sto} C p_{sto} \end{cases}$$

### 3.3. La Pompe à Chaleur

La PAC est caractérisée par son coefficient de performance (COP) qui représente le rapport entre la puissance utile  $P_{bat}$  (Puissance de chauffage et d'ECS du bâtiment) et la puissance électrique  $P_{elec}$  fournie au compresseur de la PAC :

$$COP = \frac{P_{bat}}{P_{elec}} \quad (4)$$

On suppose dans cette étude que le COP de la PAC est constant. La puissance utile de la PAC s'exprime par :

$$P_{bat} = P_{elec} + P_{geo} \quad (5)$$

La puissance géothermique prélevée au stockage peut s'exprimer

$$P_{geo} = \frac{COP - 1}{COP} * P_{bat} \quad (6)$$

La PAC extrait de la chaleur dans la stockage grâce à la circulation d'un fluide (de l'eau glycolée). Le fluide sort de la PAC à une température  $T_{sor\_pac}$  et y retourne à une température  $T_{inj\_pac}$  après avoir échangé de la chaleur avec le stockage. La puissance géothermique extraite est donnée par l'équation 7

$$P_{geo} = \dot{m}_{pac} C_{p_{pac}} (T_{inj\_pac} - T_{sor\_pac}) \quad (7)$$

### 3.4. Le stockage inter-saisonnier

Les transferts thermiques entre le fluide caloporteur et le sable peuvent être décrits par 3 résistances thermiques en série :

- la résistance thermique de convection entre le fluide et les tubes [6] :

$$R_{th_{conv}} = \frac{1}{\pi N_u N_{tubes} L_{tubes} \lambda_f} \quad (8)$$

- la résistance thermique entre les tubes et le stockage [6] :

$$R_{th_{tubes}} = \frac{\ln\left(\frac{R_{ext}}{R_{int}}\right)}{2\pi N_{tubes} L_{tubes} \lambda_{tubes}} \quad (9)$$

- la résistance thermique de conduction dans le sable sous la forme de l'équation 10

$$R_{th_{sable}} = \frac{e_{sable}}{\lambda_{sable}} \quad (10)$$

L'évolution temporelle de la température du stockage  $T_{stock}$  obéit à l'équation suivante :

$$m_{sable} C_{p_{sable}} \frac{dT_{stock}}{dt} = \dot{Q}_{recue} - \dot{Q}_{perdue} \quad (11)$$

où :

$Q_{recue}$  est la quantité de chaleur apportée par le fluide du dromotherm et s'exprime par l'équation 12 :

$$Q_{recue} = \dot{m}_{sto} C_{p_{sto}} (T_{inj\_sto} - T_{sor\_sto}) \quad (12)$$

$Q_{perdue}$  est la quantité de chaleur prélevée par la PAC et les pertes par conduction par les parois du stockage. Elle s'exprime par l'équation 13 :

$$Q_{recue} = \dot{m}_{sto} C_{p_{sto}} (T_{inj\_sto} - T_{sor\_sto}) + \frac{T_{stock} - T_{sous-sol}}{\frac{e_{iso}}{\lambda_{iso} S_{iso}}} \quad (13)$$

La température du stockage est donc régie par l'équation 14 :

$$m_{sable} C_{p_{sable}} \frac{dT_{stock}}{dt} = \dot{m}_{sto} C_{p_{sto}} (T_{inj\_sto} - T_{sor\_sto}) - \dot{m}_{pac} C_{p_{pac}} (T_{inj\_pac} - T_{sor\_pac}) - \frac{T_{stock} - T_{sous-sol}}{\frac{e_{iso}}{\lambda_{iso} S_{iso}}} \quad (14)$$

### 3.5. Le bâtiment collectif

On se propose d'étudier le comportement du système dans le cas d'un immeuble R+3 constitué de 4 logements par niveau de type T4 d'une surface moyenne de 75 m<sup>2</sup> chacun et situé dans la ville de Chambéry. L'habitation suit la norme de la RT 2012 des bâtiments basses consommations, leurs besoins en énergie ne doivent pas dépasser 50 kWh/m<sup>2</sup>/an.

#### 3.5.1. Les besoins de chauffage

Pour estimer la puissance de chauffage de l'immeuble, nous utilisons le modèle RC simplifié. Dans le cas de notre étude, nous assimilons l'appartement à un modèle R3C comme le montre la figure 3.

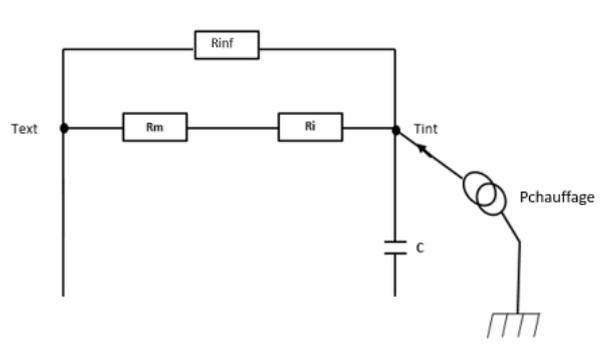


Figure 3 : Modèle R3C d'un appartement

La variation de la température intérieure est alors donnée par l'équation 15

$$C \frac{dT_{int}}{dt} = P_{chauffage} - \frac{T_{int} - T_{ext}}{R_m + R_i} - \frac{T_{int} - T_{ext}}{R_{inf}} \quad (15)$$

#### 3.5.2. Les besoins en ECS

La consommation d'ECS est estimée à l'aide du rapport de l'ADEME [7]. Il ressort de ce rapport que les besoins journaliers moyens par personne sur une année sont de  $56 \pm 23$  litres à 40 °C. Le nombre moyen d'occupants dans un logement collectif est 2,2 personnes par appartement selon l'INSEE [8]. A partir de ces différentes données et des différents coefficients de répartitions indiqués dans le rapport de l'ADEME, nous pouvons construire le profil annuel de la consommation d'ECS dans l'habitat.

## 4. Résultats

L'ensemble des différentes équations établies dans nos modélisations a été résolu à l'aide d'une discrétisation en temps suivant le schéma de Euler implicite et un schéma explicite centré pour l'espace.

### 4.1. Données en entrée

Le tableau 1 résume les différentes caractéristiques du système utilisé pour nos simulations. En plus de ces différentes caractéristiques, nous avons utilisé les données météo de la zone

$S_{dro}$	$V_{sto}$	$S_{bati}$	$N_{tubes}$	$L_{tubes}$	$\dot{q}_{dro}$	$\dot{q}_{pac}$
$m^2$	$m^3$	$m^2$	(-)	m	$m^3/h$	$m^3/h$
300	450	1250	200	10	2,6	2,9

Tableau 1 : Caractéristiques du système

H1 telles que la température ambiante, les rayonnements directs et atmosphériques et la vitesse du vent. Une simulation du fonctionnement annuel du système avec un pas de temps  $dt = 1 h$  et un pas d'espace  $dx = 0.75 m$  nous donne les résultats ci-dessous.

#### 4.2. Recharge annuelle du stockage puis utilisation de ECS+chauffage (en hiver)

Dans ce cas d'usage, l'échangeur thermique routier a une surface 4 fois inférieure à la surface habitable est mis en œuvre. Il est activé dès que les conditions permettent de recharger le stockage thermique. Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure 4.

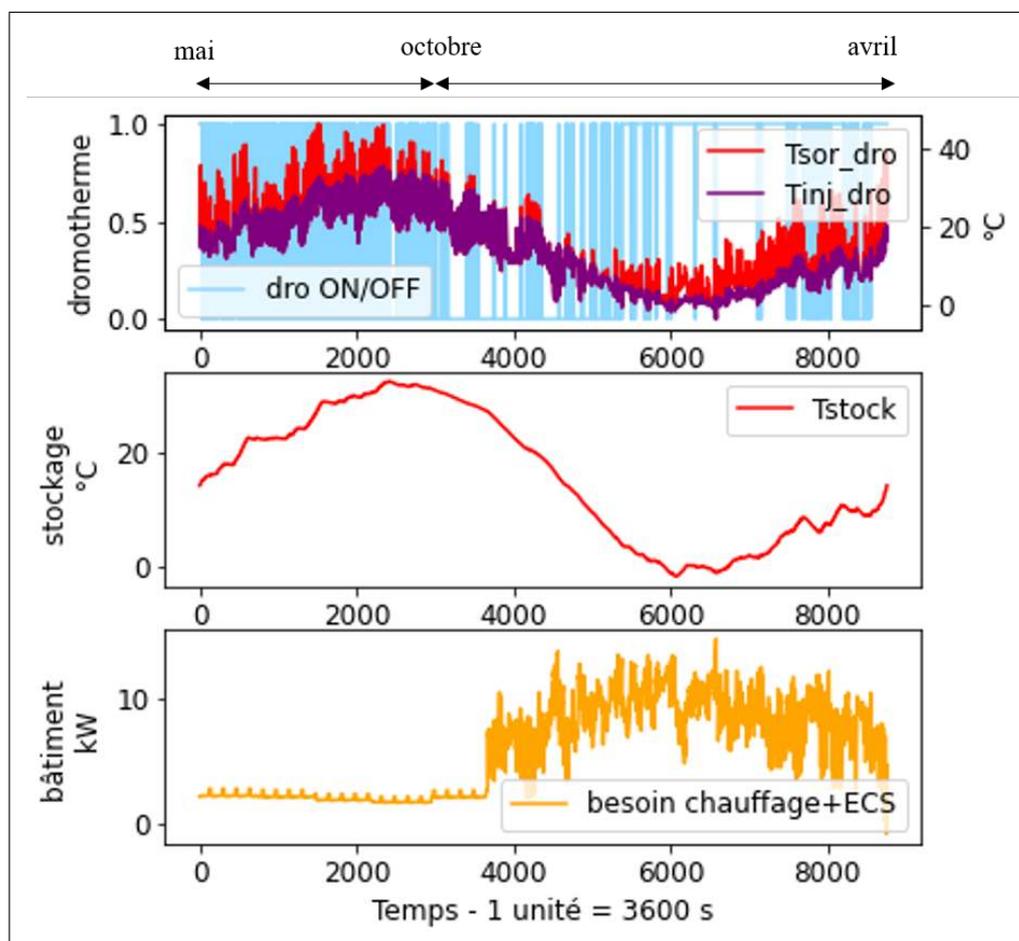


Figure 4 : Simulation de la recharge annuelle du stockage et utilisation de ECS+Chauffage (en hiver)

Le graphique montre le comportement du système sur une année type commençant à la fin de la saison de chauffe, soit le 1<sup>er</sup> mai. Durant la première partie de l'année ( $t < 4000 h$ ), seuls les besoins en ECS sont couverts par la PAC. Le stockage thermique atteint une température maximale de  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$  à la fin du mois de juillet ( $t$  autour de  $2000 h$ ). La température du stockage décroît régulièrement du mois d'août au mois de janvier, avec une baisse accrue de la température lors

du démarrage de la saison de chauffe à partir mois d'octobre. La chaleur accumulée durant l'été permet de subvenir aux besoins en ECS et chauffage durant l'automne. La recharge du stockage par le dromotherm s'estompe au courant du mois d'août se remet en marche dès la fin de l'automne lorsque les conditions météorologiques le permettent. Elle permet alors d'arrêter la chute des températures du stockage au mois de janvier et permet une remontée des températures à partir du mois de février. La limite basse des températures de stockage reste supérieure à 0 °C montrant un fonctionnement hors gel du stockage thermique.

Nous définissons le rendement de ce système comme étant le rapport entre le flux capté par la chaussée et le flux incident sur l'année :

$$\eta = \frac{\text{Flux capté}}{\text{Flux incident}} = 11\% \quad (16)$$

Ce rendement montre qu'une grande partie (près de 90%) de l'énergie solaire incidente est perdue. Une piste d'amélioration de ce rendement est de réduire la surface de chaussée. Ce qui engendrerait une diminution de la température et une prise en glace du stockage. Cette prise en glace est en cours d'étude dans notre thèse.

## 5. Conclusion

Dans cet article, nous avons développé un modèle 1D d'un système de valorisation de l'énergie solaire des chaussées pour les besoins d'un bâtiment collectif. Les résultats de nos simulations nous montrent qu'avec une récupération de 11% de l'énergie solaire arrivant sur la surface de la chaussée, nous pouvons assurer les besoins de chauffage et d'ECS d'un immeuble. Ces premiers résultats encourageants demandent à être développés pour atteindre une méthodologie de dimensionnement de la surface de chaussée et du volume de stockage au regard des besoins du bâti.

## Références

- [1] Sarah Asfour, Frédéric Bernardin, Alexandre Cuer. *Les Chaussées hors gel et récupératrices d'énergie*, (Octobre-Novembre 2016).
- [2] Ademe. *Le Bâtiment : les chiffres clés*, (2013).
- [3] Arefeh Hesaraki, Sture Holmberg, and Fariborz Haghighat. *Seasonal thermal energystorage with heat pumps and low temperatures in building projects - A comparative review*.(2015).
- [4] Sarah Asfour, Frédéric Bernardin, Evelyne Toussaint. *Experimental validation of 2D hydrothermal modelling of porous pavement for heating and solar energy retrieving applications*.(2018).
- [5] Jacques Padet. *ÉCHANGEURS THERMIQUES Méthodes globales de calcul avec problèmes résolus*.(1994).
- [6] Xavier Moch. *Etude théorique et expérimentale d'échangeurs géothermiques hélicoïdaux : Production de chaleur et de froid par pompe à chaleur, et dimensionnement d'installations*..(2013).
- [7] ADEME et COSTIC, *Guide technique : Les besoins d'eau chaude sanitaire en habitat individuel et collectif*,(mai 2016).
- [8] INSEE, *Taille des ménages dans l'Union européenne, Données annuelles de 2004 à 2019*,(2020). <https://www.insee.fr/fr/statistiques/2381488>.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la Région Auvergne-Rhône-Alpes pour avoir financé ce projet dans le cadre de l'appel à projet Pack Ambition recherche. Nous remercions également les entreprises Eiffage et Elydan pour leur accompagnement dans la réalisation de ce projet.

# Modélisation du bilan thermique d'un panneau photovoltaïque par la méthode de Monte Carlo et validation expérimentale

## Monte Carlo modelling of the heat balance of a photovoltaic panel and experimental validation

Thomas VILLEMIN<sup>1,2,\*</sup>, Olivier FARGES<sup>1</sup>, Gilles PARENT<sup>1</sup>, Rémy CLAVERIE<sup>2</sup>, Julien BOUYER<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France.

<sup>2</sup> Cerema Est, Équipe de Recherche TEAM, 71 rue de la grande haie – F-54510 Tomblaine, France.

\*(auteur correspondant : thomas.villemin@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - L'impact négatif de l'augmentation de la température d'un panneau photovoltaïque sur sa production électrique est un phénomène bien connu. Le développement d'un modèle numérique du bilan thermique du panneau permet d'estimer sa température en intégrant temporellement les paramètres climatiques. Ce bilan est interprété de façon probabiliste par la méthode de Monte Carlo et donne accès à l'estimation de la température du système en un point sonde quelconque. Cette estimation de température est validée à l'aide de données expérimentales puis le modèle est exploité afin de déterminer la production électrique d'un panneau photovoltaïque de 310 W au mois d'octobre 2021.

**Mots-clés** : Méthode de Monte-Carlo ; Couplage ; Conduction ; Rayonnement ; Convection.

**Abstract** - It is very well-known that the PV efficiency drops when the PV temperature increases. The development of a numerical model of the energy balance of the panel is used to estimate its temperature by integrating the climatic parameters over time. This balance is interpreted in a probabilistic way by the Monte Carlo method and gives access to the estimation of the system temperature at any probe point. This estimation is validated using experimental data. Then the model is used to determine the electrical production over a month of a 310 W photovoltaic panel.

**Keywords**: Monte-Carlo; Coupling; Conductive transfer; Radiative transfer; Convective transfer.

### Nomenclature

$T(\mathbf{x}, t)$  température au point  $\mathbf{x}$  à l'instant  $t$ , K  
 $c_p$  capacité calorifique du panneau, J/(kg.K)  
 $\mathcal{D}$  domaine solide du panneau (3D)  
 $\partial\mathcal{D}_i$  surface  $i$  du panneau  
 $h$  coefficient convectif, W/(m<sup>2</sup>.K)  
 $A_{cells}$  surface de la couche de silicium, m<sup>2</sup>  
 $V_{cells}$  volume de la couche de silicium, m<sup>3</sup>  
 $S_{cells}$  terme source pour le silicium, W/m<sup>3</sup>

#### Symboles grecs

$\lambda$  conductivité thermique, W/(m.K)  
 $\rho$  masse volumique, kg/m<sup>3</sup>  
 $\epsilon$  émissivité  
 $\delta$  pas de déplacement en conduction, m  
 $\delta_r$  pas de ré-injection dans le solide, m  
 $\tau_v$  coefficient de transmission du verre

$\alpha_{cells}$  coefficient d'absorption des cellules  
 $\varphi^s$  densité de flux solaire global dans le plan d'incidence, W/m<sup>2</sup>  
 $\varphi^{s,abs}$  densité de flux solaire global absorbé, W/m<sup>2</sup>  
 $\eta_{ref}$  rendement de référence du panneau, %  
 $\eta_{pv}$  rendement effectif du panneau, %  
 $\beta_{ref}$  coefficient de température du panneau, %/K

#### Indices et exposants

$u$  surface supérieure du panneau  
 $b$  surface inférieure du panneau  
 $l$  surfaces latérales du panneau  
 $cd$  transfert conductif  
 $cv$  transfert convectif  
 $rad$  transfert radiatif

## 1. Introduction

Au cours des dernières décennies, l'implantation de panneaux photovoltaïques s'est fortement accélérée et ces technologies auront une place importante dans le mix énergétique de demain [1, 2]. En 2019, la puissance photovoltaïque installée au niveau mondial était d'environ 580 GW et la tendance est à la hausse. Ce constat s'explique par la réduction des coûts de fabrication des cellules et par l'amélioration de leur efficacité électrique. Le rendement électrique est généralement compris entre 10 % et 20 % [3]. Un phénomène bien référencé dans la littérature est la dégradation du rendement électrique avec l'augmentation de la température du panneau [4]. Or, une partie du rayonnement solaire incident n'est pas convertie en énergie électrique et contribue à l'échauffement du panneau. La température du panneau résulte d'une interaction complexe entre celui-ci et son environnement : intermittence du rayonnement solaire, fluctuations aléatoires du vent, précipitations. Malgré ce constat, les technologies photovoltaïques sont certifiées dans les Conditions Standards de Test (STC) correspondant à une situation idéale : un rayonnement solaire incident de  $1000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  dans les conditions AM 1.5<sup>1</sup> (spectre solaire avec un angle d'incidence de  $48^\circ$  par rapport au zénith) et une température de cellules de  $25^\circ\text{C}$ . De nombreux sites expérimentaux à travers le monde permettent de conclure que ces conditions idéales ne sont quasiment jamais rencontrées au cours de la vie d'un panneau [5].

À ce titre, une évaluation correcte et précise du bilan thermique d'un panneau photovoltaïque est cruciale afin d'en déterminer les performances énergétiques en fonction des conditions environnementales auxquelles il est soumis. Plusieurs auteurs ont tenté de développer des corrélations directes entre le rendement électrique et les conditions extérieures [6, 4]. Cependant, ces approches sont très souvent limitées aux seules situations dans lesquelles elles ont été établies. Afin d'éviter ces écueils, un modèle thermique d'un panneau photovoltaïque doit être capable d'intégrer temporellement les variables climatiques afin de simuler correctement les différents échanges thermiques (radiatifs, convectifs, conductifs). Ces paramètres étant par nature très variables, il en résulte une dynamique thermique importante de la part du panneau [7]. De nombreux modèles sont mis en avant dans la littérature et intègrent souvent des simplifications similaires. À titre d'exemple, la température du sol est souvent prise à la température de l'air [8, 9]. Ces modèles font souvent face à des problèmes de géométrie et résolvent le bilan thermique en 1D ou 2D [10]. Enfin, ces modèles sont majoritairement validés sur un profil de température obtenu expérimentalement sur une journée isolée. Il ne faut pas perdre de vue que l'objectif initial est la détermination de la performance énergétique du panneau sur sa durée de vie (environ 25 ans). Le modèle proposé, basé sur la méthode de Monte-Carlo, présente de nombreux avantages dont la prise en charge de la complexité géométrique 3D du panneau et de son environnement. Par ailleurs, la méthode de Monte-Carlo a déjà fait ses preuves sur sa capacité à gérer des géométries complexes [11] ainsi que dans la prise en compte de phénomènes transitoires présentant une grande variabilité telle que l'énergie solaire [12, 13]. Dans ce travail, nous présentons une démarche similaire à ce qui a pu être proposé dans la littérature mais par cette méthode de résolution originale, le modèle peut dépasser le stade de la validation purement thermique pour répondre à des problématiques énergétiques sur des échelles de temps plus larges. Les différentes densités de flux thermiques sont exposés dans la section 2. Ensuite, la modélisation du bilan énergétique est explicitée succinctement dans la section 3. Enfin, le modèle est validé à l'aide de données expérimentales obtenues en conditions contrôlées et en conditions réalistes dans la section 4.

<sup>1</sup>Voir <https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/spectra-am1.5.html>

## 2. Développement d'un modèle couplé des échanges thermiques

L'objectif du modèle 3D est d'estimer la température du panneau photovoltaïque (attendue entre  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  et  $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) en tout point sonde donné en intégrant les paramètres météorologiques. Ce modèle est par la suite exploité afin d'obtenir une estimation de la production électrique sur une année complète.

**Panneau photovoltaïque étudié** Le système modélisé est un panneau photovoltaïque monocristallin (Recom-Sillia Series 60M) de 310 W composé de 60 cellules en série et de dimensions  $1660\text{ mm} \times 990\text{ mm} \times 4.45\text{ mm}$ . L'épaisseur du panneau se décompose en cinq couches : une couche de verre en face avant (3 mm), une première couche d'EVA (0.45 mm), les cellules photovoltaïques en silicium (0.15 mm), une seconde couche d'EVA (0.45 mm) et d'une face arrière en polymère (0.4 mm).

**Termes sources** Dans ce modèle et d'un point de vue thermique, le flux solaire est considéré en face avant du panneau et non comme une source radiative apparaissant en volume dans les différentes couches du système. La conversion d'une partie du rayonnement solaire en électricité se traduit par un abaissement de la température du panneau. Ce terme puits est introduit dans le bilan d'énergie selon l'équation (1).

$$S_{cells}(t) = \frac{\varphi_u^{s,abs}(t) A_{cells} \eta_{pv}}{V_{cells}} \quad (1) \quad \varphi_u^{s,abs}(t) = \tau_v \alpha_{cells} \varphi_u^s(t) \quad (2)$$

$\varphi_u^{s,abs}(t)$  correspond au rayonnement solaire transmis par la couche de verre et absorbé par les cellules photovoltaïques (équation (2)). Les valeurs de ces deux coefficients sont  $\tau_v = 0.95$  et  $\alpha_{cells} = 0.93$ . Le terme  $\eta_{pv}$  est le rendement électrique effectif des cellules et dépend linéairement de la température de ces dernières (équation (3)).

$$\eta_{pv} = \eta_{ref} [1 - \beta_{ref}(T(\mathbf{x}, t) - T_{ref})] \quad (3)$$

Dans l'équation (3), le rendement de référence  $\eta_{ref}$  du panneau, le coefficient de température des cellules  $\beta_{ref}$  sont donnés par le fabricant. Pour le panneau utilisé dans l'étude, les valeurs de ces deux paramètres sont  $\eta_{ref} = 18.86\%$  et  $\beta_{ref} = 0.40\% \cdot \text{K}^{-1}$ . La température de référence  $T_{ref}$  est la température aux Conditions Standards de Tests, c'est-à-dire  $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

**Conditions aux limites** Les conditions aux limites sont de nature radiative et convective et ont lieu principalement sur les faces avant et arrière du panneau. En face avant, le flux solaire incident et l'échange radiatif avec le ciel sont pris en compte. La face arrière échange par convection avec l'air et par rayonnement avec le sol se trouvant à la température  $T_{ground}$ . Cette température peut être également modélisée ou prise comme une donnée d'entrée. Dans la plupart des modèles, la température du sol est considérée comme étant égale à la température ambiante. La température du ciel  $T_{sky}$  dépend principalement des conditions atmosphériques et de la couverture nuageuse. Deux équations sont couramment utilisées lorsqu'il n'y a pas de nuages (équations (4) et (5)). À l'inverse, pour une couverture nuageuse importante, l'équation (6) est plus adaptée.

$$T_{sky} = T_{air} - 20 \quad (4) \quad T_{sky} = 0.052 T_{air}^{1.5} \quad (5) \quad T_{sky} = T_{air} - 6 \quad (6)$$

L'écart de température entre le panneau et la température ambiante étant relativement faible, nous procédons à une linéarisation des transferts radiatifs par l'intermédiaire d'un coefficient  $h_R$ . Ce coefficient est calculé pour les transferts radiatifs entre le panneau et le ciel ainsi qu'entre le panneau et le sol. Le flux solaire correspond généralement au rayonnement global horizontal

ou au rayonnement dans le plan d'incidence du panneau. Dans le modèle présenté ici,  $\varphi_u^s(t)$  correspond à la densité de flux incidente dans le plan du panneau. Des coefficients d'échange sont calculés pour la convection naturelle ( $h_{cvn}$ ) et forcée ( $h_{cvf}$ ). La littérature présente de très nombreuses corrélations pour calculer ces coefficients à partir des nombres adimensionnés de Rayleigh (Ra), Reynolds (Re) et Prandtl (Pr). Les corrélations utilisées pour la convection naturelle et la convection forcée sont données respectivement par l'équation (7) et l'équation (8).

$$\text{Nu}_{cvn} = \begin{cases} 0.76 \text{Ra}^{1/4} & \text{si } 10^4 < \text{Ra} < 10^7 \\ 0.15 \text{Ra}^{1/3} & \text{si } 10^7 < \text{Ra} < 3 \times 10^{10} \end{cases} \quad (7)$$

$$\text{Nu}_{cvf} = 0.86 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3} \quad (8)$$

**Bilan d'énergie du panneau** La température du panneau  $T(\mathbf{x}, t)$  est la solution du problème couplé décrit par l'équation de la chaleur en régime instationnaire, des conditions aux limites et de la condition initiale tel que présenté dans les équations (9) à (13). Les normales sont orientées vers l'extérieur du panneau.

$$\mathbf{x} \in \mathcal{D}, t \in [t_I, t_F] : \rho c_p \frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = -\nabla \cdot (-\lambda \nabla T(\mathbf{x}, t)) + S_{cells}(\mathbf{x}, t) \quad (9)$$

$$\mathbf{x}_u \in \partial \mathcal{D}_u, t \in [t_I, t_F] : -\lambda \nabla T(\mathbf{x}_u, t) \cdot \mathbf{n}_u = \varphi_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t) + \varphi_u^{rad}(\mathbf{x}_u, t) - \varphi_u^s(t) \quad (10)$$

$$\mathbf{x}_b \in \partial \mathcal{D}_b, t \in [t_I, t_F] : -\lambda \nabla T(\mathbf{x}_b, t) \cdot \mathbf{n}_b = \varphi_b^{cv}(\mathbf{x}_b, t) + \varphi_b^{rad}(\mathbf{x}_b, t) \quad (11)$$

$$\mathbf{x}_l \in \partial \mathcal{D}_l, t \in [t_I, t_F] : -\lambda \nabla T(\mathbf{x}_l, t) \cdot \mathbf{n}_l = \varphi_l^{cv}(\mathbf{x}_l, t) + \varphi_l^{rad}(\mathbf{x}_l, t) \quad (12)$$

$$\mathbf{x} \in \mathcal{D}, t = t_I : T(\mathbf{x}, t = t_I) = T_I(\mathbf{x}) \quad (13)$$

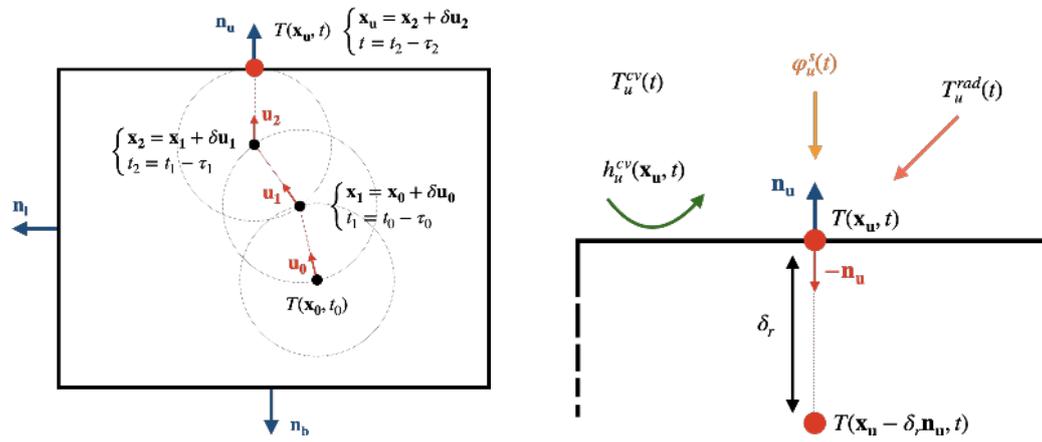
Le terme puits  $S_{cells}$  n'intervient que lorsque  $\mathbf{x}$  est dans la couche de silicium. Dans toutes les autres couches, ce terme est nul. Les propriétés thermiques du panneau ( $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $c_p$ ) correspondent aux propriétés d'un milieu homogène équivalent à l'ensemble des couches et ont été mesurées expérimentalement.

### 3. Modélisation du bilan thermique par la méthode de Monte Carlo

**Interprétation probabiliste** L'équation de la chaleur présentée à la section 2. est reformulée afin d'aboutir à une résolution probabiliste du problème thermique. La température  $T(\mathbf{x}, t)$  s'évalue comme l'espérance d'une variable aléatoire  $X$ .

$$T(\mathbf{x}, t) = \text{E}[X] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i \quad (14)$$

Pour obtenir une estimation de la température, il faut effectuer  $N$  réalisations indépendantes et identiquement distribuées de  $X$ . Une fois que la position initiale  $\mathbf{x}_0$  et le temps  $t_0$  sont choisis, l'algorithme consiste à échantillonner un temps  $\tau_0$  selon la densité de probabilité  $\alpha \exp(-\alpha \tau)$  avec  $\alpha = \frac{6\lambda}{\rho c_p \delta^2}$  et à se déplacer aléatoirement en décrémentant le temps jusqu'à atteindre une température connue (température de l'air, températures radiatives) ou la température initiale  $T_I(\mathbf{x}, t_I)$ . La marche aléatoire en conduction est décrite sur la figure 1a. Il s'agit d'un algorithme *Walk on Sphere* à pas constant  $\delta$  qui a la propriété d'être compatible avec les techniques de lancer de rayons [14]. Lorsque la marche aléatoire atteint une interface et que le temps courant est encore supérieur au temps de la condition initiale, l'écriture de la continuité des flux (figure 1b) s'interprète à nouveau de manière probabiliste par l'équation (15).



(a) Marche aléatoire en conduction selon le principe de Walk on Sphere à pas constant  $\delta$  [14]. Le chemin a démarré au point  $\mathbf{x}_0$  à l'instant  $t_0$  et a atteint la surface supérieure à la position  $\mathbf{x}_u$  à l'instant  $t$ .

(b) Continuité des flux thermiques à l'interface supérieure. La température  $T(\mathbf{x}_u, t)$  est évaluée par superposition des températures et flux connus du problème pondérés par les probabilités associés à chacun des événements.

Figure 1 : Principe de la marche aléatoire en conduction et comportement aux interfaces

$$T(\mathbf{x}_u, t) = \underbrace{\frac{h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)}{\lambda/\delta_r + h_u^{rad}(t) + h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)}}_{\text{probabilité de poursuivre en convection}} T_u^{cv}(t) + \underbrace{\frac{h_u^{rad}(t)}{\lambda/\delta_r + h_u^{rad}(t) + h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)}}_{\text{probabilité de poursuivre en rayonnement}} T_u^{rad}(t) + \underbrace{\frac{\lambda/\delta_r}{\lambda/\delta_r + h_u^{rad}(t) + h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)}}_{\text{probabilité d'être ré-injecté en conduction}} T(\mathbf{x}_u - \delta_r \mathbf{n}_u, t) + \underbrace{\frac{\varphi_u^s(t)}{\lambda/\delta_r + h_u^{rad}(t) + h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)}}_{\text{contribution du flux solaire en face avant}} \quad (15)$$

Par ce jeu d'écriture, le chemin peut se poursuivre soit en convection ( $T_u^{cv}(t)$ ), soit en rayonnement ( $T_u^{rad}(t)$ ), ou en conduction ( $T(\mathbf{x}_u - \delta_r \mathbf{n}_u, t)$ ) après avoir été ré-injecté dans le solide selon un pas  $\delta_r$ . Dans le cadre de ce problème, les températures d'air et de rayonnement (ciel ou sol) sont connues et par conséquent le chemin s'arrête. À l'inverse, le chemin se poursuit lorsqu'il y a ré-injection. Enfin, un accumulateur est incrémenté de la quantité  $\frac{\varphi_u^s(t)}{\lambda/\delta_r + h_u^{rad}(t) + h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)}$  à chaque fois que le chemin atteint la surface supérieure et correspond à la contribution du flux solaire à la température.

**Environnement de développement** Le code de calcul présenté ici s'appuie sur la bibliothèque libre *Star-Engine* développée par la start-up *Méso-Star*. Celle-ci propose des solutions innovantes de modélisation et de résolution de problèmes thermiques et énergétiques complexes en lien avec la plateforme *EDStar* qui regroupe une quarantaine de chercheurs autour de la physique énergétique.

#### 4. Validation expérimentale du modèle

**Données expérimentales** Les données d'entrée du modèle correspondent aux données climatiques usuelles : le rayonnement solaire dans le plan du panneau ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ), la vitesse du vent ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ), la température d'air ( $^{\circ}\text{C}$ ) et la température à la surface du sol ( $^{\circ}\text{C}$ ). Ces mesures proviennent de la base de données du site expérimental du Cerema à Nancy. Dans cet article, deux validations expérimentales sont proposées : une première en chambre climatique et une seconde en conditions réelles concernant un panneau disposé sur une surface gravier. En conditions extérieures, la validation du modèle est réalisée par l'intermédiaire de deux journées typiques :

une journée ensoleillée (24 septembre 2021) sans nuages et une journée ensoleillée avec de multiples passages de nuages (11 septembre 2021). Les résultats obtenus par simulations sont comparés aux mesures données par la moyenne des températures des sondes de température placées en face arrière du panneau photovoltaïque.

**Validation en conditions contrôlées** Dans un premier temps, le modèle est utilisé pour simuler des données expérimentales obtenues sur le panneau photovoltaïque à température d'air contrôlée. Afin d'observer l'influence de la production électrique sur le bilan thermique du panneau, nous avons réalisé des essais dans une chambre climatique de  $48 \text{ m}^3$  dans laquelle la température peut être réglée entre  $-30 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $30 \text{ }^\circ\text{C}$ . Elle a été fixée à  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  pour cette expérimentation. Le panneau est soumis à un rayonnement, issu d'un illuminateur pourvu de lampes halogènes de  $6 \text{ kW}$ , mesuré à l'aide d'un pyranomètre. Les températures arrières sont mesurées à l'aide de neuf sondes de température (PT1000) afin d'obtenir une température moyenne, représentative du transfert pour la surface du panneau. Deux pyromètres sont utilisés pour obtenir les températures de parois (mur, sol). La vitesse de l'écoulement de l'air sur la face avant du panneau est mesurée à l'aide d'une sonde Testo 400. Le protocole d'essai est composé de deux phases successives : **1**) le panneau est illuminé mais ne produit pas d'électricité pendant  $\approx 1 \text{ h}$  puis **2**) le panneau est raccordé au réseau électrique et débite de l'électricité. Pour ces conditions, le modèle présenté dans la section 2. et implémenté tel que décrit dans la section 3. est utilisé afin de simuler la température moyenne arrière.

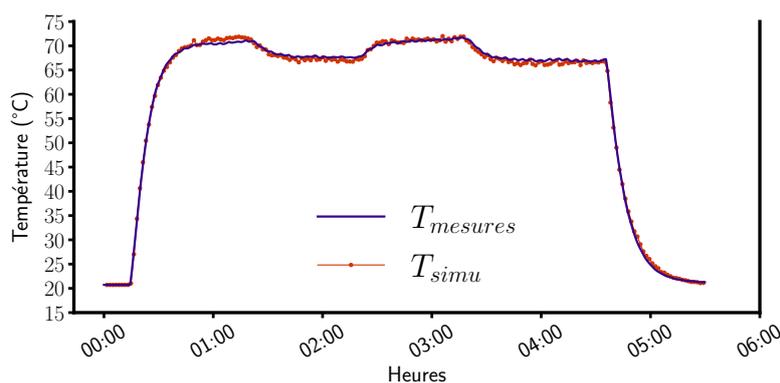
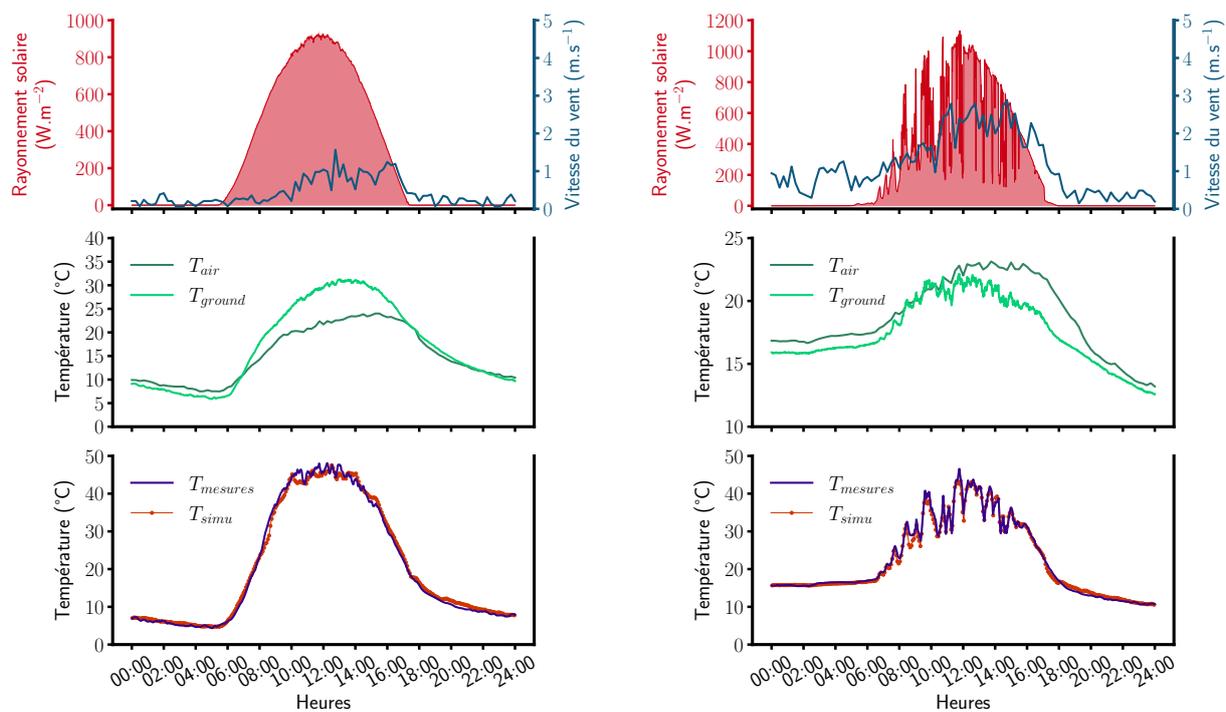


Figure 2 : Simulation de la température au centre de la face arrière du panneau et comparaison avec les mesures expérimentales obtenues à température ambiante contrôlée

La figure 2 montre l'évolution de cette température et les résultats de simulation. Dès l'illumination, les températures augmentent et se stabilisent au bout d'une heure à  $71 \text{ }^\circ\text{C}$ . Après mise en production du panneau, la température chute de  $4 \text{ }^\circ\text{C}$  avec un temps de stabilisation d'une heure. La bonne adéquation entre les mesures et la simulation (racine carré de l'erreur quadratique moyenne de  $0,56 \text{ }^\circ\text{C}$ ) valide le modèle en conditions contrôlées.

**Validation en conditions réelles** Le panneau photovoltaïque et l'instrumentation associée ont été déplacés sur la toiture du site expérimental. Le panneau a été orienté plein sud afin de bénéficier d'un maximum de rayonnement. Les amplitudes en température et en vitesse de vent sont tracées sur la figure 3. Pour la journée du 24 septembre, le rayonnement global présente un maximum de  $920 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  vers 12:00. Il est de  $1150 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  pour la journée du 11 septembre. La présence de nombreux passages nuageux diminue le rayonnement direct et engendre une baisse de la production électrique (non présentée). Pour ces deux journées, le vent possède une intensité faible (inférieure à  $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Les résultats sont présentés pour les deux journées sur les figures 3a et 3b et démontrent la capacité du modèle à simuler la température du panneau. Les erreurs quadratiques moyennes sont de  $1,10 \text{ }^\circ\text{C}$  pour le 24/09/2021 et  $0,9 \text{ }^\circ\text{C}$  pour le 11/09/2021.



(a) Journée du 24/09/2021 : Les variations de température du panneau résultent des fluctuations de l'écoulement d'air.

(b) Journée du 11/09/2021 : Le rayonnement solaire est très fluctuant et cela s'observe directement sur la température du panneau.

Figure 3 : Données météorologiques et résultats obtenus pour les deux journées sélectionnées

**Intégration temporelle de la puissance électrique** La robustesse du modèle a été testée en estimant la production d'électricité pour une longue chronique de simulation. Cette production est obtenue en intégrant la puissance électrique sur une période d'un mois (équation (16)).

$$\text{Production} = \int_{t_1}^{t_2} \eta_{ref} [1 - \beta_{ref}(T(t) - T_{ref})] \varphi_u^{s,abs}(t) A_{cells} dt \quad (16)$$

L'algorithme de Monte Carlo associé consiste donc à tirer aléatoirement un temps entre  $t_1$  et  $t_2$  et à évaluer la température du panneau correspondante. Le tirage du temps est réalisé uniformément mais il est possible d'optimiser ce tirage en exploitant les données de rayonnement solaire global pour éviter les tirages la nuit par exemple. Le calcul de la production électrique a été réalisé sur le mois d'octobre 2021 pour un panneau de 310 W installé sur la plateforme expérimentale. Le modèle évalue la production électrique à 27.33 kW · h alors que la production effective fournie par l'installation photovoltaïque est de 27.8 kW · h sur cette même période. Ces deux valeurs sont comparables avec l'estimation de 23.29 kW · h basée sur la localisation géographique et fournie par l'outil PVGIS de la Commission européenne<sup>2</sup>.

## 5. Conclusion

Dans cet article, le bilan thermique d'un panneau photovoltaïque soumis à des conditions météorologiques transitoires a été résolu par la méthode de Monte Carlo. La température en face arrière du panneau a été simulée. En conditions contrôlées, le modèle permet de simuler l'abaissement de la température du panneau lors de la production électrique. Lorsque le modèle est confronté à des conditions réelles, il simule fidèlement la température du panneau, y

<sup>2</sup><https://ec.europa.eu/jrc/en/pvgis>

compris en présence de perturbations introduites par les variabilités climatiques et permet de calculer une production mensuelle. Les simulations ont été validées par des mesures expérimentales. Le modèle proposé est donc tout à fait en mesure de prédire la production électrique mensuelle d'un panneau photovoltaïque à partir de données météorologiques. L'avantage de la méthode Monte Carlo est de permettre d'évaluer cette production sur de plus grandes périodes temporelles sans coût de calculs supplémentaires. Plusieurs perspectives sont envisagées pour ce travail : amélioration des corrélations pour les coefficients d'échange convectif, modélisation de la température du sol plutôt qu'un paramètre d'entrée, prise en compte des phénomènes d'évaporation dans le cas où le panneau est disposé sur une toiture végétalisée. Enfin, il est possible d'intégrer des phénomènes qui sont par nature aléatoires : dépôts de poussière au cours du temps, ombrages, vieillissement des cellules etc.

## Références

- [1] A. M. Mitrašinović, Photovoltaics advancements for transition from renewable to clean energy, *Energy* (2021), Volume 237, 121510
- [2] Baromètre 2020 de l'énergie photovoltaïque dans l'Union européenne, Livrable du projet Européen *EurObservER*. Disponible sur [Connaissances des énergies](#)
- [3] G. N. Tiwari, R. K. Mishra, S. C. Solanki, *Photovoltaic modules and their applications : A review on thermal modelling*, (2011), Volume 88, 2287-2304
- [4] E. Skoplaki, J. A. Palyvos, On the temperature dependence of photovoltaic module electrical performance : A review of efficiency/power correlations, *Solar Energy*, (2009), Volume 83, 614-624
- [5] D. Moser, M. Pichler, M. Nikolaeva-Dimitrova, *Filtering Procedures for Reliable Outdoor Temperature Coefficients in Different Photovoltaic Technologies*, (2014), 136
- [6] A. Gaglia, S. Lykoudis, A. A. Argiriou, C. A. Balaras, E. Dialynas, Energy efficiency of PV panels under real outdoor conditions—An experimental assessment in Athens, Greece, *Renewable Energy*, (2017), Volume 101, 236-243
- [7] M. Jaszczur, Q. Hassan, J. Teneta, E. Majewska, M. Zych, An analysis of temperature distribution in solar photovoltaic module under various environmental conditions, *MATEC Web Conference*, (2018), 240
- [8] J. Heusinger, S. Weber, Surface energy balance of an extensive green roof as quantified by full year eddy-covariance measurements, *Science of the Total Environment*, (2017), 577, 220-230
- [9] S. P. Aly, S. Ahzi, N. Barth, Effect of physical and environmental factors on the performance of a photovoltaic panel, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, (2019), 200, 109948
- [10] S. P. Aly, S. Ahzi, N. Barth, B. W. Figgis, Two-dimensional finite difference-based model for coupled irradiation and heat transfer in photovoltaic modules, *olar Energy Materials & Solar Cells*, (2018), 180, 289-302
- [11] M. Sans-Laurent, O. Farges, V. Schick, C. Moyne, G. Parent, Modeling the Flash Method by using a Conducto-Radiative Monte-Carlo Method : Application to Porous Media, *9th International Symposium on Radiative Transfer (RAD-19)*, (Athens, Greece, June 2019), 319-326
- [12] O. Farges, J.J. Bézian, H. Bru, M. El-Hafi, R. Fournier, C. Spiesser, Life-time integration using Monte Carlo Methods when optimizing the design of concentrated solar power plants, *Solar Energy*, (2015), Volume 113
- [13] T. Villemin, O. Farges, G. Parent, R. Claverie, J. Bouyer, Modélisation et intégration temporelle d'un problème thermique couplé par la méthode de Monte-Carlo, *Congrès Annuel de la Société Française de Thermique 2021*, (Juin 2021)
- [14] L. Ibarrart, Description en espaces de chemins et méthode de Monte Carlo pour les transferts thermiques couplés dans les structures fluides et solides, une approche compatible avec l'informatique graphique, Thèse de doctorat, École des mines d'Albi, Février 2020

# Optimisation monocritère des performances exergetique, environnementale et économique d'un stockage thermique thermocline en fonction des taux de *cut-off* en charge et en décharge.

Diane LE ROUX<sup>1\*</sup>, Pierre NEVEU<sup>2</sup>, Régis OLIVES<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire PROMES (Procédés Matériaux Energie Solaire), UPR 8521  
Tecnosud, Rambla de la thermodynamique – 66100 Perpignan.

<sup>2</sup>Université de Perpignan Via Domitia  
52 Avenue Paul Alduy – 66100 Perpignan

\*(auteur correspondant : [diane.leroux@promes.cnrs.fr](mailto:diane.leroux@promes.cnrs.fr))

**Résumé** – Récemment, les stockages thermiques de type thermocline sont considérés comme une alternative prometteuse aux stockages sensibles de la chaleur. Cette étude cherche à optimiser l'efficacité exergetique, les impacts environnementaux et le coût actualisé de l'énergie du réservoir industriel à haute température Eco-Stock®, à travers différents critères d'arrêt (*cut-off*) des phases de charge et de décharge. Ces critères d'arrêt influencent les performances exergetiques de façon contraire aux performances environnementales et économiques.

## Nomenclature

$ex$	exergie spécifique, J.kg <sup>-1</sup>	$\tau$	taux
$Ex$	exergie, J	<i>Indices et exposants</i>	
$I$	revenus économiques, €.an <sup>-1</sup>	*	réel
$\dot{m}$	débit massique, kg.s <sup>-1</sup>	$\infty$	ambiant
$T$	température, K	$co$	<i>cut-off</i>
$U$	énergie interne, J	$ch$	charge
$S$	entropie, J.K <sup>-1</sup>	$dc$	décharge
$t$	temps, s	$ex$	exergie
<i>Symboles grecs</i>		$H$	chaud
$\Delta$	variation	$L$	froid
$\varepsilon$	porosité	$theo$	théorique
$\eta$	efficacité	$u$	utilisation

## 1. Introduction

En France, dans le secteur industriel, les procédés génèrent une chaleur fatale à hauteur de 52,9 TWh/an, soit 10 % de la consommation industrielle [1]. Un des enjeux de l'amélioration de l'efficacité énergétique est la récupération de cette chaleur fatale et donc l'implantation de stockage thermique afin d'ajuster au mieux l'offre à la demande.

Dans cette étude, un réservoir de type thermocline est utilisé comme stockage sensible de la chaleur (TES : *Thermal Energy Storage*). Le principe de fonctionnement d'une telle cuve est illustré sur la Figure 1. Un fluide caloporteur circule à travers un lit de particules, appelées solides de garnissage. Le fluide caloporteur peut être du gaz, comme de l'air, ou du liquide, comme des sels fondus ou des huiles synthétiques. Le gaz est préféré à haute température de stockage, alors que pour des basses températures, un liquide est utilisé.

Lors de la phase de charge (apport d'énergie), le fluide chaud (de température  $T_H$ ) est injecté par le haut de la cuve et le fluide froid est extrait par le bas. Une zone chaude quasi-

isotherme se crée alors en entrée de cuve. Cette dernière se déplace vers le bas au fur et à mesure que de la chaleur est injectée dans la cuve. Un gradient thermique séparant la zone chaude de la zone froide apparaît, définissant la thermocline. En décharge, le sens de circulation du fluide est inversé. De ce fait, le fluide froid (de température  $T_L$ ) est injecté par le bas de la cuve et le fluide chaud est extrait par le haut. La même zone thermocline apparaît entre les deux zones quasi-uniformes. Dans les deux cas, la thermocline se déplace dans le réservoir jusqu'à être partiellement ou complètement extraite. L'intérêt des TES thermoclines s'est accru ces dernières années. En effet, en combinant les deux cuves utilisées dans les stockages doubles cuves, les contraintes liées au coût et à l'encombrement se réduisent [2].

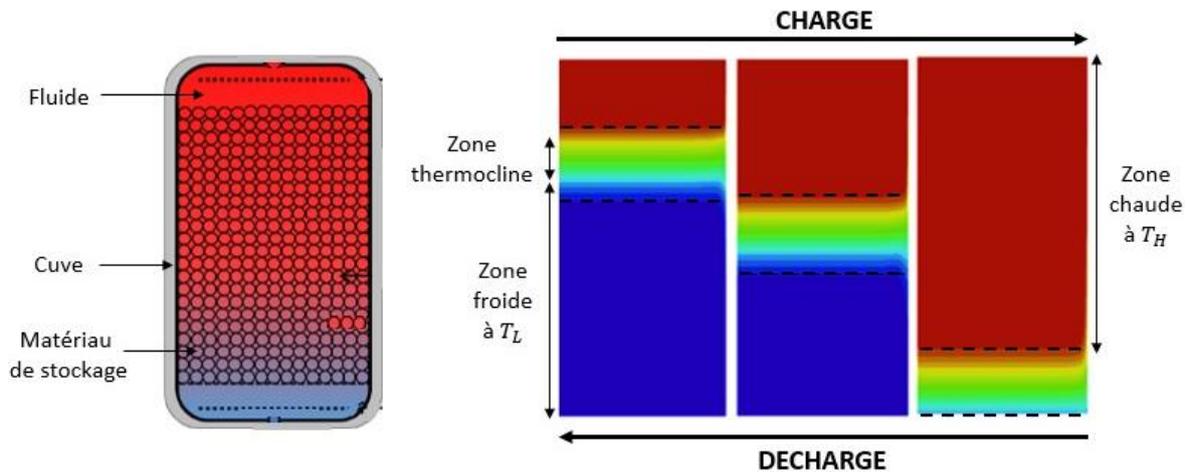


Figure 1 : Principe d'un stockage thermique de type thermocline

L'arrêt des phases de charge et de décharge est donné par le niveau de température atteint par le fluide en sortie de cuve. Les températures dites de *cut-off* en charge et décharge, respectivement  $T_{ch,co}$  et  $T_{dc,co}$  sont ainsi définies :

$$T_{ch,co} = T_L + x \cdot (T_H - T_L) \quad \text{et} \quad T_{dc,co} = T_H - x \cdot (T_H - T_L) \quad (1)$$

Où  $T_H$  et  $T_L$  sont les températures opérationnelles du stockage, les indices *ch* et *dc* les phases de charge et de décharge et  $x$  le taux de *cut-off* ( $0 < x < 1$ ) correspondant à un taux d'utilisation du réservoir. Les températures  $T_{ch,co}$  et  $T_{dc,co}$  sont issues d'un compromis entre la capacité énergétique du stockage et les niveaux acceptables des températures de sortie pour les procédés en amont et aval. Le taux de *cut-off* est généralement fixé à 20 % pour des applications solaires où les températures en sortie de stockage ne doivent pas dépasser les températures admissibles dans le champ solaire (procédé en amont) et le bloc de puissance (en aval) [3, 4]. Cependant, aucune étude n'a étudié leur influence sur les performances d'un TES thermocline, dans un contexte de valorisation des chaleurs fatales industrielles.

Cette étude vise à faire une optimisation monocritère d'une cuve thermocline industrielle à haute température, selon différents taux de *cut-off* en charge et en décharge. Trois critères sont étudiés : l'efficacité exergetique, l'empreinte environnementale et le coût actualisé de l'énergie (LCOE : *Levelised Cost Of Energy*).

## 2. Méthodologie

Dans un premier temps, le TES thermocline de référence est défini. Les trois modèles utilisés sont décrits par la suite. Un modèle numérique et dynamique évalue l'efficacité exergetique du système. Les impacts environnementaux sont calculés à partir d'une Analyse

du Cycle de Vie (ACV). Le LCOE est enfin déterminé par une Analyse des Coûts du Cycle de vie (ACC). Ces trois modèles ont été précédemment explicités dans [5] et [6].

## 2.1. Système étudié

Le stockage thermique thermocline de référence est une cuve industrielle, développée et commercialisée par Eco-Tech Ceram. Ce réservoir, appelé Eco-Stock® permet de valoriser les chaleurs fatales perdues par l'industrie, jusqu'à 600°C. Il utilise de l'air comme fluide caloporteur et de la céramique (bauxite) comme solide de garnissage [7]. Cette cuve est définie à 20 % de *cut-off*. Elle possède un diamètre de 1,92 m pour une hauteur de 3,08 m, soit un volume de 8,9 m<sup>3</sup>. Les particules à l'intérieur du réservoir sont de 30 mm de diamètre.

## 2.2. Modèle physique

Le modèle dynamique consiste à résoudre les bilans transitoires de masse et d'énergie appliqués à un volume élémentaire représentatif, composé de fluide et de solide [4]. Il s'agit d'un modèle monodimensionnel à deux phases (les gradients radiaux sont négligés). Pour un couple fluide/solide donné, ce modèle permet d'évaluer le comportement énergétique et les performances du réservoir thermocline selon cinq paramètres de conception indépendants (capacité énergétique théorique, temps de charge/décharge, températures opérationnelles, porosité) et deux variables adimensionnelles (facteurs de forme externe et interne) [5]. Ces deux variables sont liées à la géométrie du réservoir et la granulométrie des particules.

Ce modèle physique permet de déterminer l'efficacité exergetique du stockage. Cet indicateur compare la puissance exergetique extraite du stockage par le fluide pendant la décharge et la puissance exergetique fournie au stockage par le fluide pendant la charge :

$$\eta_{ex} = \frac{-\int_0^{t_{dc}} \dot{m} \cdot \Delta ex \cdot dt}{\int_0^{t_{ch}} \dot{m} \cdot \Delta ex \cdot dt} \quad (3)$$

Où  $t_{dc}$  et  $t_{ch}$  sont les durées de charge et de décharge respectivement,  $\dot{m}$  le débit massique du fluide caloporteur et  $\Delta ex$  la variation d'exergie spécifique subie par le fluide lors de la traversée du TES, tenant compte de la variation de température et de pression.

Un autre indicateur est utilisé dans cette étude. Le taux d'utilisation exergetique représente la fraction de volume réellement chargée/déchargée dans le stockage thermocline. Il s'écrit :

$$\tau_{u,ex} = \frac{\Delta Ex}{\Delta Ex_{theo}} = \frac{\Delta U - T_{\infty} \cdot \Delta S}{\Delta U_{theo} - T_{\infty} \cdot \Delta S_{theo}} \quad (4)$$

Avec  $T_{\infty}$  la température ambiante,  $\Delta Ex$ ,  $\Delta U$  et  $\Delta S$  respectivement les variations d'exergie, d'énergie interne et d'entropie du système durant une phase de charge ou de décharge.

## 2.3. Modèle environnemental

Les impacts environnementaux sont déterminés à partir d'une ACV, une méthode normalisée (ISO 14040) évaluant les effets quantifiables d'un produit ou service sur l'environnement, tout au long de son cycle de vie. Afin de comparer équitablement les bénéfices environnementaux d'un système à un cas de référence, un même service est spécifié. L'ACV du stockage de référence Eco-Stock® (ES) est basée sur les travaux antérieurs de Lalau *et al.* [8]. Dans cette étude, la chaleur est directement valorisée sous forme de chaleur. L'unité fonctionnelle à laquelle se référeront tous les impacts est alors définie par :

« Fournir une énergie thermique restituée égale à celle de la cuve de référence ( $(Q_{dc})^* = (Q_{dc})_{ES} = 1567 \text{ kWh}_{th}/\text{cycle}$ ), pendant sa durée de vie (25 ans) en considérant deux cycles par jour et 15 jours de repos par an pour la maintenance »

Quatre indicateurs environnementaux, représentant quatre catégories d'impact (déplétion des ressources, changement climatique, énergie consommée et santé humaine), sont sélectionnés à partir de précédentes ACV disponibles dans la littérature sur les TES [2, 8] :

- L'épuisement des ressources minérales, fossiles et renouvelables (ADP) en  $\text{kg Sb}_{eq}$ ,
- Le potentiel de réchauffement climatique (GWP) en  $\text{gCO}_2_{eq} \cdot \text{kWh}^{-1}$ ,
- La demande énergétique cumulée (CED) en  $\text{MJ}_{eq} \cdot \text{kWh}^{-1}$ ,
- L'émissions de particules (PM) en  $\text{kg PM}_{2.5_{eq}}$ .

La méthode du point médian ILCD (*International Reference Life Cycle Data System*) 2016 est utilisée pour calculer ces indicateurs à partir du logiciel OpenLCA v.1.8 et de la base de données EcoInvent v.3.5. Pour comparer l'importance relative de chaque indicateur, il est nécessaire de les normaliser selon la qualité de vie d'un européen [9]. Le critère d'optimisation retenu est ainsi défini comme la somme de ces quatre indicateurs normalisés.

## 2.4. Modèle économique

Le modèle économique se base sur une ACC, détaillée dans [6]. Elle permet de déterminer plusieurs indicateurs économiques : les Coûts du Cycle de Vie (CCV), la Valeur Actualisée Nette (VAN) et le LCOE. Le premier indicateur représente le montant total des coûts impliqués pendant la durée de vie d'un projet. La VAN est la somme des différents flux financiers considérés à la valeur actualisée qu'ils auraient à la date de début de projet. Enfin, le LCOE correspond au prix de vente de l'énergie qui annule la VAN [10] :

$$LCOE = \frac{CCV}{US_f(N, i^*) \cdot I} \quad (5)$$

Où  $I$  représente les intrants économiques du système considéré (€/an) et  $CCV$  inclut les coûts d'investissement, de maintenance, d'opération, de remplacement et de démantèlement et la valeur résiduelle du système (€). Le facteur d'actualisation  $US_f$  (*Uniform Series factor*) défini dans [10], permet de sommer et d'actualiser les revenus annuels sur la durée de vie ( $N$  années) du système, selon le taux d'actualisation et le taux d'inflation. Les revenus induits par le stockage thermocline sont uniquement dus à la vente de la chaleur. Ce gain économique est le produit de la production annuelle de chaleur par le prix de vente de la chaleur. Ce prix est considéré égal à celui du gaz naturel en France. Selon l'unité fonctionnelle choisie, cette production de chaleur est constante et vaut  $1\,097 \text{ MWh}_{th}/\text{an}$ . Ainsi, minimiser le LCOE revient à maximiser la VAN et minimiser le CCV. Le Tableau 1 présente les différents paramètres économiques considérés dans ce modèle économique.

<i>Paramètres économiques</i>	<i>Valeurs</i>
Taux d'intérêt	0,10 % par an
Taux d'inflation	0,03 % par an
Taux d'intérêt réel $i^*$	0,068 % par an
Facteur d'actualisation $US_f$	11,87
Durée de vie du stockage $N$	25 ans
Prix de vente de la chaleur	6,0 c€/kWh <sub>th</sub>

Tableau 1 : Paramètres économiques de l'ACC

## 2.5. Problème d'optimisation

Le problème d'optimisation recherche les valeurs optimales des facteurs de forme permettant d'optimiser un par un les critères présentés, pour différents taux de *cut-off* (10, 50 et 90 %). Ces critères sont optimisés via la minimisation d'une fonction objectif, définie par :

$$f_{obj} = 1 - \eta_{ex} \quad \text{ou} \quad f_{obj} = ACV \quad \text{ou} \quad f_{obj} = LCOE \quad (6)$$

Finalement, le problème d'optimisation à résoudre se résume à :

$$\text{Min}(f_{obj}) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} (Q_{dc})^* = (Q_{dc})_{ES} \\ \tau_{co} = x, \quad 0 \leq x \leq 1 \\ \varepsilon = 0,4 \\ T_H = 600^\circ\text{C}, T_L = 20^\circ\text{C} \end{cases} \quad (7)$$

Pour résoudre ce problème, l'algorithme génétique développé par Matlab® est utilisé pour une meilleure robustesse. Il est basé sur l'algorithme NSGA-II (*Non-Dominated Sorting Genetic Algorithm II*) [11]. Les paramètres par défaut sont conservés.

## 3. Résultats

Dans cette section sont présentés les résultats des trois optimisations monocritères pour les différents taux de *cut-off* considérés. Les dimensions du stockage et des particules sont présentées sur la Figure 2. Pour un taux de *cut-off* très faible (10 %), toutes les cuves optimisées sont effilées ( $D_c < L_c$ ). Lorsque ce taux augmente, deux géométries se détachent : des cuves effilées sont obtenues pour les optimisations exergetiques, alors qu'elles sont plus ou moins trapues pour les optimisations environnementales (ACV) et économiques (LCOE).

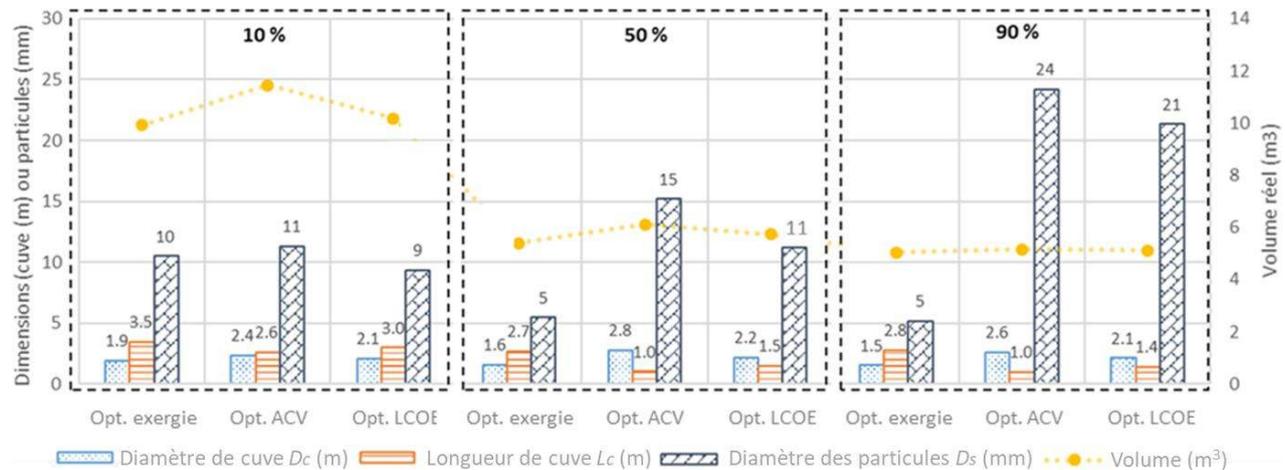


Figure 2 : Comparaison des géométries de stockage pour les différents taux de *cut-off* considérés

A 10 % de *cut-off*, les différences de volume entre les trois optimisations et la cuve de référence (cf. section 2.1) est faible (en moyenne 10,5 vs 8,9 m³). Pour des taux de *cut-off* plus élevés, ces différences augmentent considérablement puisque les volumes des cuves optimisées sont réduits de près de moitié par rapport à la cuve de référence. Quant aux diamètres de particules, ils sont similaires entre les optimisations à 10 % de *cut-off* (1 vs 3 cm pour la référence). Pour des taux de *cut-off* plus élevés, les différences de diamètre de particules s'atténuent entre la cuve de référence et les optimisations ACV et LCOE, alors qu'elles s'accroissent pour l'optimisation exergetique (- 83 % par rapport à la référence). Pour résumer, lorsque les taux de *cut-off* augmentent, les tailles de particules diminuent pour les optimisations exergetiques, alors qu'elles augmentent pour les optimisations ACV et LCOE.

Plus les taux de *cut-off* augmentent et plus le volume du stockage diminue, avec une réduction de moitié pour des taux de *cut-off* de 90 % par rapport à des taux de 10 %. En effet, dans ce cas les taux d'utilisation exergetique se rapprochent de 1 (1, 0,978 et 0,984 respectivement pour les optimisations exergetique, ACV et LCOE), permettant une utilisation optimale du volume stockage. Ces tendances sont illustrées sur la Figure 3, qui présentent les profils de température limites obtenus pour les trois optimisations exergetiques selon leur longueur normalisée. Les profils de température à 50 et 90 % de *cut-off* sont plus pentus que celui à 10 %. Par conséquent, la stratification est meilleure lorsque le taux de *cut-off* augmente, et la zone thermocline est plus fine. La taille de la zone thermocline impacte directement le taux d'utilisation exergetique. En effet, les limites des profils de température représentent la zone active du stockage. Grâce à une meilleure stratification à 50 et 90 % de *cut-off*, cette zone est plus grande (0,933 et 1,000 respectivement), alors qu'elle est largement plus faible à 10 % (0,506). Par conséquent, des volumes plus petits sont nécessaires pour fournir la même quantité d'énergie, comme illustré sur la Figure 2.

L'augmentation du taux de *cut-off* permet de décharger une énergie à plus faible température, et donc une plus faible exergie. Malgré l'amélioration des taux d'utilisation exergetiques à 50 et 90 % de *cut-off*, l'efficacité exergetique est donc pénalisée par rapport à 10 %. En effet, elle atteint 0,955 et 0,908 respectivement à 50 et 90 % contre 0,975 à 10 % de *cut-off* pour les optimisations exergetiques. Cette tendance est encore plus marquée pour les optimisations ACV (0,971, 0,966 et 0,864 respectivement à 10, 50 et 90 % de *cut-off*).

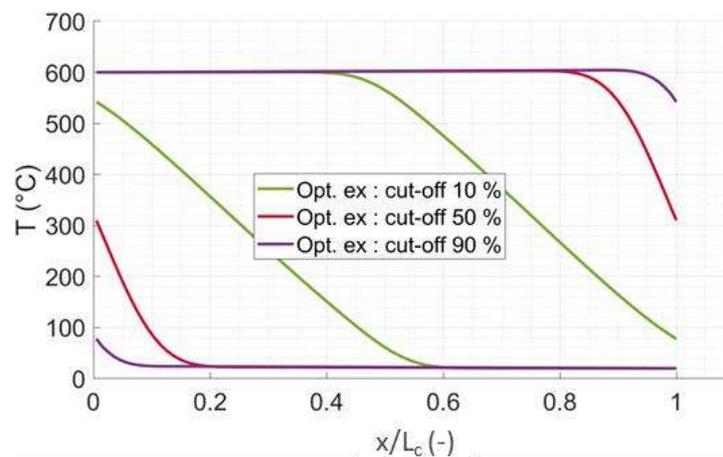


Figure 3 : Profils de température des optimisations exergetiques pour les taux de *cut-off* étudiés

La Figure 4 illustre l'évolution de l'impact environnemental des différentes configurations, sur les quatre indicateurs retenus. De manière générale, les impacts environnementaux diminuent lorsque le taux de *cut-off* augmente : - 35 % pour les optimisations ACV et LCOE à 90 % de *cut-off* par rapport à 10 %. La réduction du volume du stockage entraîne une diminution des masses des solides de garnissage et du réservoir. Moins de matériaux sont nécessaires pour produire autant d'énergie de décharge grâce à l'utilisation plus optimale du TES. Ainsi, l'empreinte environnementale de ces deux optimisations diminue. Cependant, les cuves optimisées exergetiquement voient leur empreinte environnementale augmenter de moitié. Dans ce cas, les indicateurs CED et ADP sont beaucoup plus impactant. En effet, comme illustré précédemment, les géométries des cuves optimisées exergetiquement sont plus effilées et présentent des petits diamètres de particules. De ce fait, les pertes de charge sont multipliées par plus de 4 entre des taux de *cut-off* de 10 % et 90 %, augmentant considérablement l'énergie consommée par le ventilateur, comme expliqué dans [5].

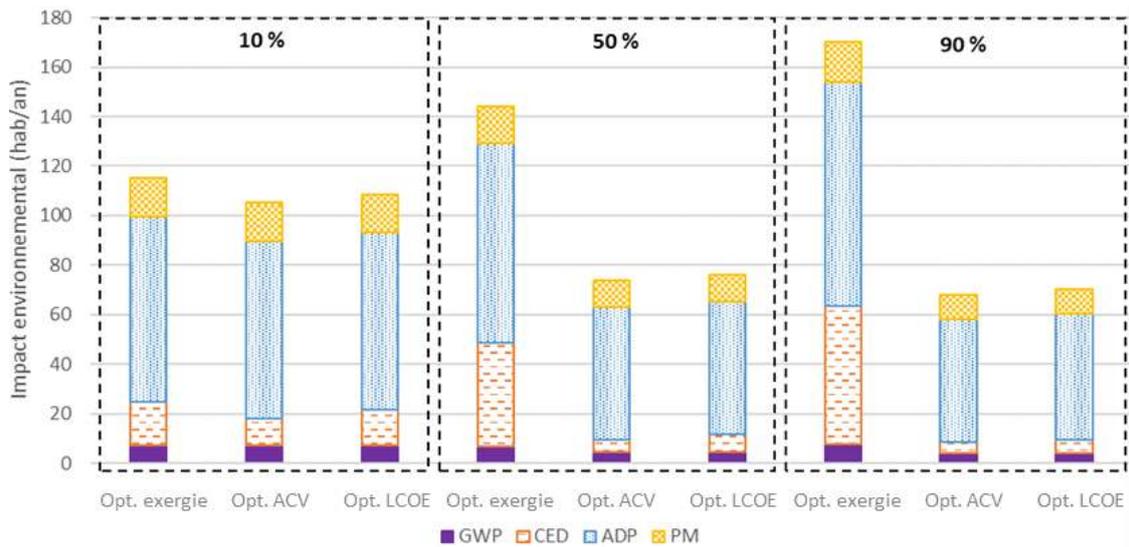


Figure 4 : Evolution de l'impact environnemental des stockages en fonction des taux de cut-off

Les indicateurs économiques sont détaillés sur la Figure 5. Lorsque le taux de *cut-off* augmente de 10 à 90 %, le CCV diminue de plus d'un tiers en moyenne. En effet, la réduction considérable du volume de stockage permet de limiter les coûts d'investissement de moitié. De ce fait, la VAN augmente de 284 à 420 k€ pour l'optimisation exergetique et de 283 à 459 k€ en moyenne pour les optimisations économiques et environnementales pour de taux de *cut-off* de 10 à 90 %. Le prix de vente de la chaleur produite suit les mêmes tendances que le CCV, car l'énergie déchargée est constante entre toutes les configurations. Les optimisations exergetiques sont moins rentables que les deux autres optimisations, notamment à cause des pertes de charge plus élevées qui entraînent des surcoûts d'utilisation d'électricité par le ventilateur. Finalement, le LCOE est très faible pour de taux de *cut-off* élevés : 2,5 c€/kWh<sub>th</sub> pour les optimisations environnementales et économiques, soit 58 % de moins que le prix du gaz naturel en France (6,0 c€/kWh<sub>th</sub>).

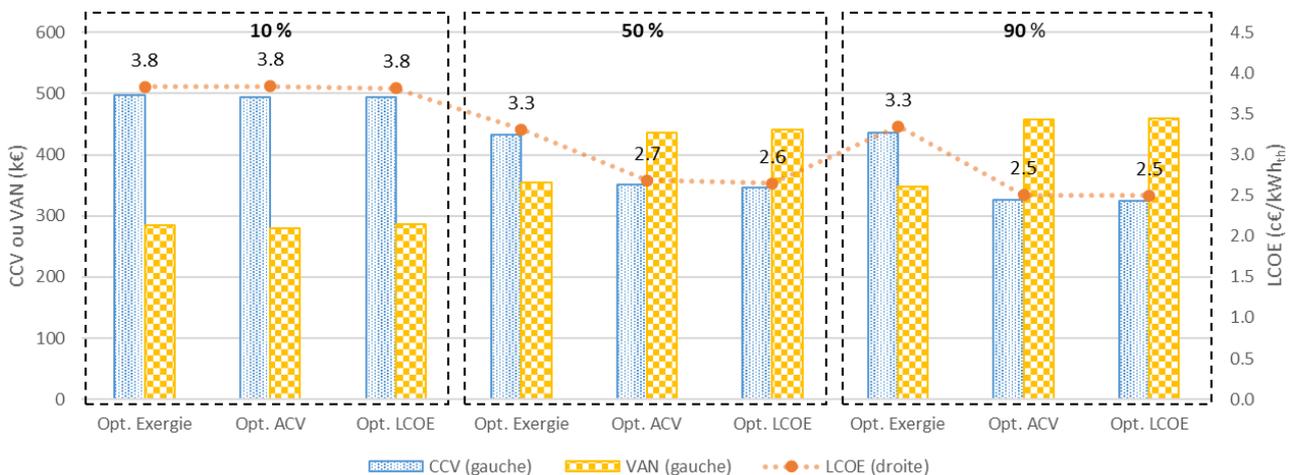


Figure 5 : Evolution des indicateurs économiques en fonction des taux de cut-off

## 4. Conclusion

Un stockage thermique de type thermocline permettant de valoriser les chaleurs fatales issues de l'industrie est étudié dans ce travail. Ce système est optimisé sur trois critères indépendamment les uns des autres : l'efficacité exergetique, l'impact environnemental et le LCOE. En parallèle, différents taux de *cut-off* permettant d'arrêter les phases de charge et de décharge sont considérés (10, 50 et 90 %).

L'augmentation des taux de *cut-off* permet de maximiser le taux d'utilisation exergetique du stockage, et de ce fait réduire le volume nécessaire pour décharger la même quantité d'énergie. Néanmoins, l'efficacité exergetique diminue légèrement. La diminution du volume du réservoir permet de limiter la masse totale des composants nécessaires. L'empreinte environnementale est donc réduite pour des taux de *cut-off* plus élevés. Cependant, celle des cuves optimisées exergetiquement est plus importante car les pertes de charge sont plus élevées, ce qui multiplie par cinq l'énergie consommée par le ventilateur. Les indicateurs ADP et CED sont alors largement impactés et la diminution du volume du stockage ne permet pas de compenser leurs élévations. De plus, moins de matériaux sont nécessaires à l'élaboration du stockage thermocline, ce qui diminue les coûts d'investissement. Par conséquent, les indicateurs économiques s'améliorent avec l'augmentation des taux de *cut-off*. Pour de faibles taux de *cut-off*, des géométries effilées (diamètre de cuve inférieur à sa hauteur) sont privilégiées, alors qu'elles deviennent plus trapues (diamètre de cuve supérieur à sa hauteur) pour des taux élevés, excepté lorsque l'efficacité exergetique est maximisée.

La présente étude montre ainsi l'influence des taux de *cut-off* sur la géométrie d'un stockage thermocline. S'ensuivra une optimisation multi-critères qui combinera simultanément les trois critères exergetique, environnemental et économique.

## Références

- [1] ADEME, Excess heat, 2017e éd. Angers: ADEME (2018).
- [2] G. Heath et al., LCA of TES: Two-Tank Indirect and Thermocline, ASME 2009 3rd ICES, vol. 2 (San Francisco, USA, sept. 2010), 689-690.
- [3] B. Rebouillat et al., 2<sup>nd</sup> law analysis of thermocline – heat storage system, ECOS 2019 (Wrocław, Poland, june 2019), 3065-3076.
- [4] J.-F. Hoffmann et al., A thermocline TES system with filler materials for concentrated solar power plants: Experimental data and numerical model sensitivity to different experimental tank scales, Appl. Therm. Eng., vol. 100 (2016), 753-761.
- [5] D. Le Roux et al., Thermocline TES optimisation combining exergy and LCA, Energy Convers. Manag., vol. 248 (2021), 114787.
- [6] D. Le Roux et al., Geometry optimisation of an industrial thermocline TES combining exergy, LCA and life cycle analysis, J. of Energy Storage, (in press).
- [7] A. Touzo et al., Experimental and numerical analysis of a packed-bed TES system designed to recover high temperature waste heat: an industrial scale up, J. Energy Storage, vol. 32 (2020), 101894.
- [8] Y. Lalau et al., Energy analysis and LCA of a TES unit involving conventional or recycled storage materials and devoted to industrial waste heat valorisation, J. Clean. Prod., (2021), 129950.
- [19] European Commission et Joint Research Center, Recommendations for Life Cycle Impact Assessment in the European context, Institute for Environment and Sustainability (2011).
- [10] D. Tsuanyo et al., Modeling and optimization of batteryless hybrid PV/Diesel systems for off-grid applications, Energy, vol. 86 (2015), 152-163.
- [11] K. Deb et al., A Fast Elitist Non-dominated Sorting Genetic Algorithm for Multi-objective Optimization: NSGA-II, PPSN VI, Berlin, Heidelberg, vol. 1917 (2000), 849-858.

## Remerciements

Ce projet a reçu un financement de la région Occitanie sous le numéro de subvention 19008845-ALDOCT-000791.

# Production thermique d'électricité et cycles thermodynamiques alternatifs

Michel MOLIERE<sup>1\*</sup>, Frédéric GEIGER<sup>2</sup>, Romain PRIVAT<sup>1</sup>, Jean-Noël JAUBERT<sup>1</sup>,

Thierry SCHUHLER<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Université de Lorraine, Laboratoire Réactions et Génie des Procédés, 1 Rue Grandville, 54000 Nancy

<sup>2</sup>Université de Bourgogne Franche-Comté, 2 rue Chantereine, 90000 Belfort

<sup>3</sup>Expert indépendant, thierryshuhler@orange.fr, 8 rue Emile Lestrelin, 76290 Fontaine-la-Mallet

\* auteur correspondant : michel.molier@univ-lorraine.fr

**Résumé** – La transition énergétique remet en cause le recours aux énergies fossiles (sans captage du CO<sub>2</sub>) pour la production thermique d'électricité. Face à ce défi, certains cycles thermodynamiques émergents, à base de fluides supercritiques et notamment de CO<sub>2</sub>, ont des points forts en termes d'efficacité énergétique et de sobriété carbone. Certains d'entre eux, du type fermé, ont des rendements élevés permettant d'exploiter de façon optimale des flux de chaleur primaires ou secondaires. D'autres, du type semi-ouvert, comportent une étape éventuelle d'oxy-combustion qui permet d'envisager des centrales à captage intégré du CO<sub>2</sub>. L'article résume brièvement l'évolution récente des cycles de Brayton à l'air, et présente les atouts des cycles de Brayton alternatifs à base de CO<sub>2</sub> supercritique.

## Nomenclature

CCS captage et séquestration du CO<sub>2</sub>

PC point critique

Pc, Tc pression et température critiques

Rc rapport de compression

Tb, Tr températures de bulle et de rosée

TG turbine à gaz (ou à combustion)

## 1. Introduction

Les turbines à gaz actuelles opèrent selon des cycles de Brayton ouverts dans lesquels l'air et les produits de la combustion constituent le fluide moteur. Durant les dernières décennies, cette technologie a réalisé des progrès remarquables : les nouvelles générations de machines ont des rendements supérieurs à 60% en cycle combiné et des émissions de NOx au gaz naturel inférieures à 25 parties par million. En outre, ces turbines sont capables de brûler, outre du gaz naturel, un large éventail de combustibles et tout particulièrement de l'hydrogène, dilué ou pur, ainsi que des biocombustibles gazeux (biogaz) et liquides (éthanol, biodiesel). Ces machines remplacent souvent des chaudières au charbon dont les rendements sont sensiblement inférieurs et qui émettent plus de CO<sub>2</sub> par kWh, ce qui permet de réduire l'empreinte CO<sub>2</sub> des parcs mondiaux de centrales électriques.

Cependant, les énergies fossiles font face à un « défi existentiel » en raison des menaces désormais bien connues que les gaz à effet de serre font peser sur le climat. De ce fait, le secteur de la production électrique entame de profonds changements dans le cadre d'une transition énergétique accélérée qui suppose notamment le développement rapide de l'efficacité énergétique, des énergies renouvelables, et le déploiement d'unités de production décentralisées ainsi que l'évolution des réseaux électriques depuis le schéma vertical actuel (de producteur à consommateur) vers des réseaux interactifs (« smart grids »). Toutefois, la

production thermique restera nécessaire pour deux raisons principales : (1) l'électrification rapide des économies et notamment du transport qui va créer des appels de puissance électrique sans précédents ; (2) le besoin de pallier le caractère intermittent des renouvelables en assurant la stabilité des réseaux et, en premier lieu, la régulation de leur fréquence. Mais ceci ne dispensera pas le segment de la production thermique d'opérer des mutations vitales qui imposeront des gains accrus de rendement et une réduction drastique des émissions de CO<sub>2</sub>, essentiellement par captage et séquestration (CCS).

Face à ce défi majeur, certains cycles thermodynamiques émergents, notamment les cycles supercritiques à base de CO<sub>2</sub> (« cycles sCO<sub>2</sub> »), permettent, grâce à leurs rendements élevés, d'envisager de nouveaux paradigmes de production électrique par voie thermique. Par exemple, le cycle sCO<sub>2</sub> semi-ouvert d'Allam, avec feu, qui est en cours de développement et qui comporte une étape d'oxy-combustion, autorise un captage direct du CO<sub>2</sub>, tandis que les cycles sCO<sub>2</sub> fermés, sans feu, sont en mesure de produire, avec de hauts rendements, de l'électricité à partir de flux de chaleur secondaires, à moyennes ou hautes températures.

## 2. Les turbines à gaz et les cycles de Brayton actuels

Les turbines à gaz (« TG ») ou turbines à combustion, fonctionnent actuellement selon des cycles de Brayton ouverts qui comportent des étapes de compression, combustion et détente, et qui utilisent l'air ambiant ainsi que les gaz de combustion comme fluide moteur. Ces cycles classiques seront désignés dans ce qui suit comme « cycles de Brayton à l'air ». Comme les chaudières et contrairement aux moteurs diesel ou à gaz, ces machines sont à flux continu et à flammes stationnaires et n'exigent donc pas de propriété particulière du combustible en termes d'allumage et de maintien des flammes. Elles ont de ce fait accès à un large éventail de combustibles gazeux qui sont d'origine fossile (gaz naturel ; hydrocarbures liquides légers ou lourds) ou issus de la biomasse (biogaz ; éthanol : biodiesel). Elles peuvent également brûler de l'hydrogène pur ou mélangé à un autre gaz et des gaz à bas pouvoirs calorifiques [1].

Durant les dernières décennies, les TG ont connu une évolution industrielle remarquable :

- le niveau des puissances unitaires est passé schématiquement de 100 à 500 MWe
- le niveau des taux de compression est passé de 10 (turbines de « classe E ») à 15 (turbines de « classe F ») et récemment à 20-30 (« classe H »)
- la « température de flamme », définie comme la température des gaz à l'entrée du premier étage des directrices de la turbine, est passée de 1050°C à 1200-1300°C puis à 1400-1500°C.

Les caractéristiques actuelles conduisent à des rendements de l'ordre de 40-45% en « cycle simple » (sans récupération) et de 60 à 62% en cycle combiné, configuration obtenue en ajoutant une chaudière de récupération et un cycle de Rankine mû à la vapeur et doté dans ce cas de trois niveaux de pressions. Ainsi, la centrale de Bouchain est constituée par une seule unité de cycle combiné de ce type qui génère 605 MWe et est entraînée par une TG de classe H [2]. Enfin, en mode de cogénération, le rendement global, exprimé comme le taux de conversion de l'énergie primaire en électricité et en chaleur, atteint typiquement 85 à 90%.

Depuis les années 1990, de nombreuses unités de TG alimentées au gaz naturel sont régulièrement installées dans le monde et opèrent soit en cycle combiné pour la production électrique de base, soit en cycle ouvert pour écrieter les pics de demande. Elles remplacent souvent des centrales thermiques sous-critiques (cycles de Rankine), à base de chaudières et de turbines à vapeur, qui brûlent du charbon ou du fuel. Celles-ci sont plus complexes, onéreuses et longues à construire ; elles ont des rendements plus faibles et donc des empreintes CO<sub>2</sub> plus fortes. Dans l'industrie (raffineries ; complexes pétrochimiques...), de nombreuses chaudières produisant les « utilités » des sites, sont également remplacées par des unités de cogénération à base de TG; c'est aussi le cas dans les réseaux de chauffage urbain.

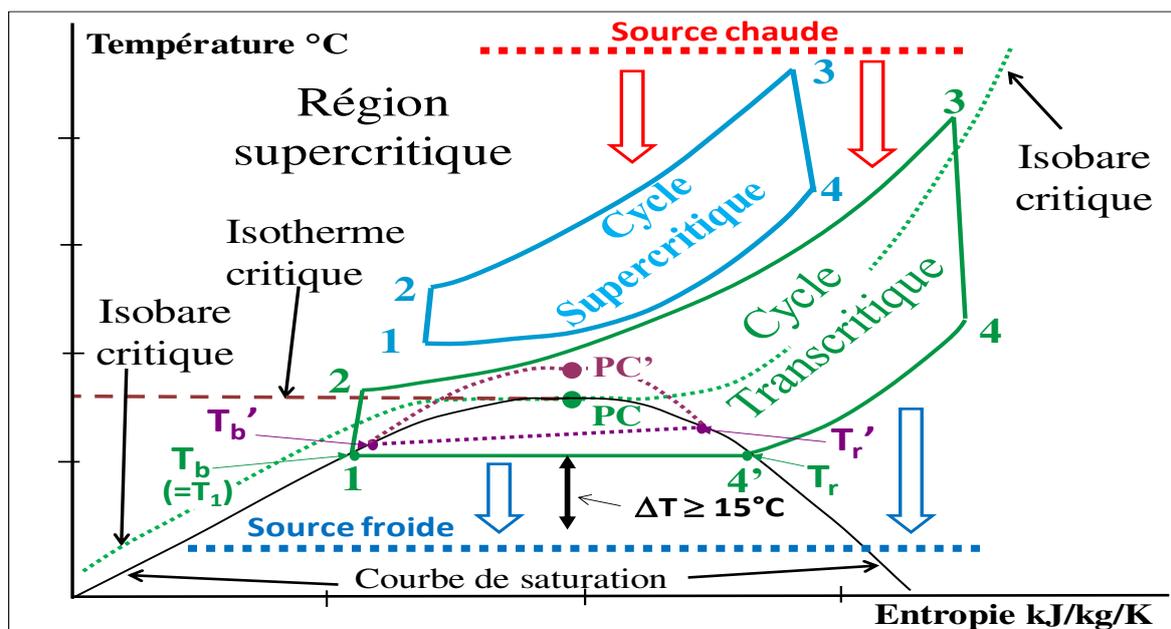
Les cycles de Rankine supercritiques (à la vapeur) permettent certes un gain de 5 à 10 points de rendement par rapport aux centrales thermiques classiques mais ils brûlent du charbon ou du lignite et, convertis au gaz naturel, ils seraient moins efficaces que les cycles combinés modernes qui ont des températures de source chaude plus élevées et qui, associant un cycle de Brayton et un cycle de Rankine, couvrent une plus grande surface du diagramme T-S.

Mais remplacer le charbon par du gaz naturel est notoirement insuffisant et un changement de paradigme est nécessaire dans le cadre de la production thermique. A cet égard, certains cycles émergents ouvrent des perspectives intéressantes du fait de leurs rendements élevés et/ou de leur aptitude à réaliser le captage du CO<sub>2</sub> de façon économiquement viable.

Le présent article a essentiellement pour but de fournir, dans un espace limité, un aperçu de ces cycles et des technologies associées sans pouvoir en donner des descriptions détaillées.

### 3. Les cycles de Brayton trans- et supercritiques à base de CO<sub>2</sub>

Un cycle est dit supercritique, en principe, lorsque toutes ses étapes s'effectuent à une pression supérieure à  $P_c$  et donc sans palier de condensation : il s'agit par conséquent de cycles de Brayton et non de Rankine. Lorsqu'au moins une des étapes s'effectue à  $P > P_c$  et au moins une autre à  $P < P_c$ , on parle de cycle trans-critique (**figure 1**).



**Figure 1** : Diagramme T-S schématisant de cycles super- et trans-critique : le point PC' et le palier de condensation incliné  $T_b'-T_r'$  correspondent à un fluide binaire (voir texte)

On notera que la terminologie traditionnelle des centrales thermiques échappe à cette convention car le terme supercritique y est utilisé pour des cycles de Rankine dont seule l'étape de surchauffe est dans le domaine supercritique. Par souci de simplification, on regroupe les cycles super- et trans-critiques sous la désignation collective de « **cycles sCO<sub>2</sub>** ».

Dans le cadre de la production électrique, la source chaude peut être un feu externe ou bien les gaz d'échappement d'un moteur ou d'une TG ou encore la chaleur résiduaire d'un procédé industriel) (fonctionnements en « mode récupératif »)

Les cycles à base de fluides supercritiques présentent deux principaux avantages :

- Le premier réside dans le fait que le travail de compression isentropique est sensiblement réduit dans la zone « péri-critique » (c'est à dire au voisinage du point critique (« PC »)) ; ceci

est dû à la forte densité et donc au faible volume spécifique ( $v$ ) du fluide dans cette zone. En effet, d'une part, le travail élémentaire d'une compression réversible s'écrit :

$$(1) \delta w = dh_{\text{isentropique}} = v \cdot dP \quad (\text{Eq. 1})$$

où  $h$  et  $v$  sont respectivement l'enthalpie et le volume spécifiques. D'autre part, le travail de détente - donné par la même équation - est notablement plus élevé pour un même rapport de compression  $R_c = P_2/P_1$ , car le volume spécifique du gaz supercritique est alors sensiblement supérieur au volume spécifique dans le domaine péri-critique (**figure 2**). Il est même intéressant de détendre au-dessous de  $P_1$  (point **4a** de la figure 2) pour profiter des valeurs de  $v$  encore plus fortes, quitte à recomprimer au voisinage de la courbe de rosée pour retrouver le point 1 du cycle. Cette option est utilisée dans le cycle d'Allam qui est abordé plus loin.

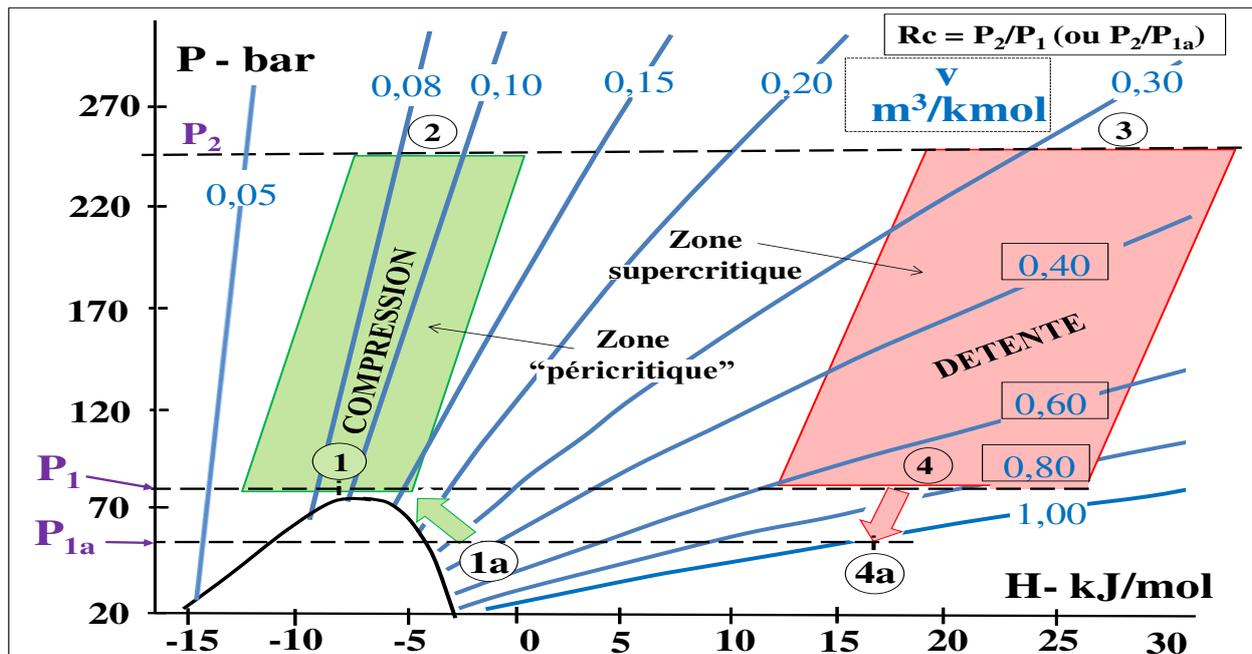


Figure 2 : Variation du volume molaire du  $\text{CO}_2$  en diagramme  $H$ - $P$

- Le second avantage est lié à une réduction de taille remarquable des équipements : la forte densité d'un fluide supercritique réduit sa vitesse au sein des composants du cycle qu'il traverse, ce qui permet de réduire leurs dimensions, en particulier celle des turbomachines (compresseur et turbine) dont les sections de passage augmentent proportionnellement à la vitesse du fluide. Il en résulte des unités extrêmement compactes, aspect qui sera illustré plus loin. Pour de tels fluides dits « denses », les notions de compression et de pompage se rejoignent, les appareils de pompage et de compression ne différant plus dans leur conception.

Les cycles supercritiques, au sens strict, ont des rapports de compression limités puisque la pression initiale ( $P_1$ ) doit être supérieure à  $P_c$  (73 bar) et que celle après détente ne peut descendre au-dessous de cette même valeur. Une autre limitation, en mode récupératif (i.e., quand on exploite une chaleur résiduaire), est liée au niveau modeste de la température  $T_3$ , de 350 à 600°C, contre 1100-1500°C pour un cycle de Brayton à l'air et avec feu. Le travail de détente est donc limité et rend nécessaire une ou plusieurs étape(s) de « régénération », c'est-à-dire d'échanges de chaleur internes au cycle (**figure 3**). Les cycles  $\text{sCO}_2$  strictement supercritiques sont donc à hauts niveaux de pression mais à bas rapports de compression.

S'agissant des cycles trans-critiques, la température de la source froide doit être inférieure d'au moins 15°C à  $T_1$ , elle-même inférieure à  $T_c$  (31°C), pour refroidir et condenser les vapeurs du fluide. Si on vise par exemple un palier de condensation à 25°C, la source froide doit être d'au plus 10°C ce qui est extrêmement limitatif pour des applications électriques. Il

est certes possible de relever la valeur de la  $T_c$  (point PC' de la figure 2) en utilisant un fluide binaire, c'est-à-dire en ajoutant au  $\text{CO}_2$  une autre molécule (X) plus lourde, en concentration limitée. Toutefois, une étude réalisée au laboratoire LRGP de Nancy montre qu'une telle addition provoque en général une inclinaison du palier de condensation et un abaissement de la température de bulle  $T_b$  de 10 à plusieurs dizaines de degrés (voir palier  $T_b' - T_r'$  sur la figure 1), ce qui annule l'effet escompté. Cette déformation du palier est liée aux différences de tailles et d'interactions moléculaires entre les molécules X et  $\text{CO}_2$ . Les cycles trans-critiques au  $\text{CO}_2$  restent donc réservés aux applications frigorifiques.

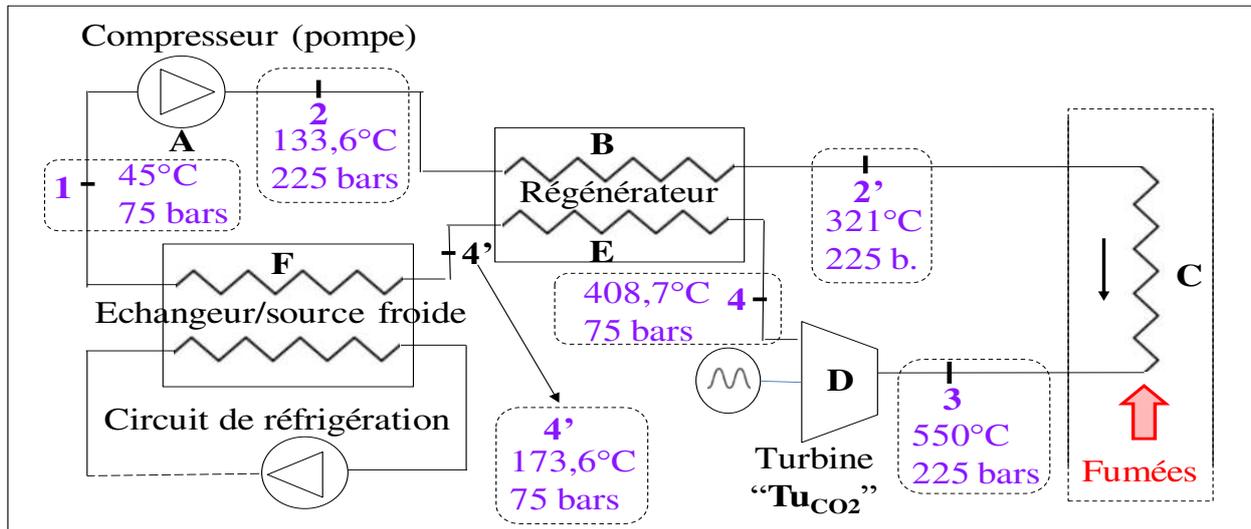


Figure 3 : Cycle  $s\text{CO}_2$  avec régénération simple [3] (cas d'une récupération sur fumées)

De ce fait, on s'intéresse surtout aux cycles moteurs supercritiques (ou de Brayton) qui autorisent des niveaux de température  $T_1$  supérieurs à la température critique.

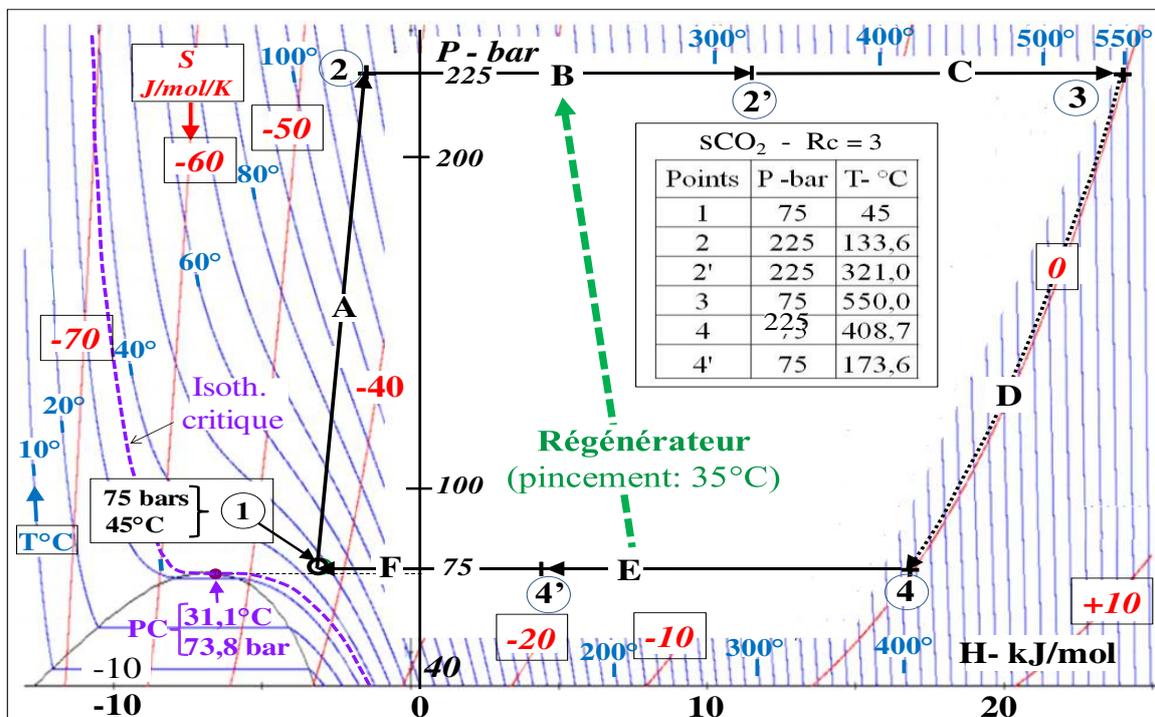


Figure 4 : Diagramme PH supercritique ( $T_1 = 45^\circ\text{C}$ ,  $P_1 = 75 \text{ bar}$ ,  $Rc = 3$ ,  $T_4 = 550^\circ\text{C}$ )

Le schéma de la **figure 3** et le diagramme P-H de la **figure 4** illustrent un tel cycle dans lequel on pratique une « régénération simple », c'est-à-dire un seul échange thermique interne (étapes B et E) et pour lequel  $T_1$  vaut par exemple  $45^\circ\text{C}$ ,  $P_1$  75 bars,  $T_3$   $550^\circ\text{C}$  et  $R_c$  vaut 3. Le choix de  $45^\circ\text{C}$  pour  $T_1$  prend en compte les variations géographiques et saisonnières des températures ambiantes. Toutefois il restera possible, au cas par cas, de rapprocher  $T_1$  de la température du point critique ce qui augmentera le rendement. Ce cycle produit 1 MWe de puissance pour un débit de circulation de  $\text{CO}_2$  de 9 kg/s et son rendement idéal brut (compression et détente supposées isentropiques et pertes thermiques/électriques négligées) vaut 39% en mode régénératif simple. Toutefois, cette variante du cycle à récupération simple ne permet de récupérer qu'une fraction limitée de la chaleur des fumées car la température au point 2' est déjà relativement élevée ( $321^\circ\text{C}$ ) en raison de la récupération intense durant l'étape B ( $\Delta T = 184^\circ\text{C}$ ). Il existe des variantes plus élaborées et plus efficaces que celle-ci. Les plus intéressantes comprennent une étape de recompression du  $\text{CO}_2$  et/ou mettent en œuvre une double récupération ; leur analyse demanderait un exposé plus long.

S'agissant de l'effet de taille sur les composants mécaniques du cycle, la section caractéristique d'une turbomachine est proportionnelle au débit volumique (en  $\text{m}^3/\text{s}$ ) du fluide qui la traverse, c'est-à-dire au rapport entre son débit massique  $Q$  (en kg/s) et sa masse volumique  $\rho$  (en  $\text{kg}/\text{m}^3$ ). Sur cette base, il est possible de comparer, en ordre de grandeur, la taille d'une turbine au  $\text{sCO}_2$  à celle d'une turbine à vapeur qui développerait la même puissance, sachant que cette dernière comporterait typiquement - pour une unité de grande puissance - un corps HP et un corps BP à double flux (composé de deux demi-corps disposés et alimentés symétriquement). Le **tableau 1** rassemble les caractéristiques physicochimiques des deux fluides ( $\text{CO}_2$  et vapeur d' $\text{H}_2\text{O}$ ) et montre que le corps HP (respectivement le corps BP à double flux) de la turbine à vapeur aurait un diamètre 2,24 fois (respectivement 8,4 fois) plus grand que celui de la turbine au  $\text{sCO}_2$ . L'effet de réduction de taille est donc important.

<b>Option 1: <math>\text{sCO}_2</math> - Turbine à 1 corps</b> $Q = 9 \text{ kg s}^{-1}$		<b>Option 2: <math>\text{H}_2\text{O}</math> - Turbine à 2 corps:</b> 1 corps HP ( $Q=1,81 \text{ kg s}^{-1}$ ) + 1 corps BP double flux ( $Q^*=0,835 \text{ kg s}^{-1}$ )		Rapport entre tailles turbines ( $\text{H}_2\text{O} / \text{sCO}_2$ )
	$\rho_{\text{CO}_2}$ ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )		$\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	$[(Q_{\text{H}_2\text{O}} / Q_{\text{CO}_2}) / (\rho_{\text{H}_2\text{O}} / \rho_{\text{CO}_2})]^{0,5}$
Turbine: $409^\circ\text{C} - 75 \text{ bar}$	57,4	Corps HP: $208^\circ\text{C} - 5 \text{ bar}$	2,30	2,24
		Corps BP: $45^\circ\text{C} - 0,100 \text{ bar}$	0,077	8,4

\* Le débit total dans les 2 demi-corps symétriques est de  $1,67 \text{ kg s}^{-1}$

**Tableau 1 :** Comparaison des diamètres d'une turbine de détente à  $\text{sCO}_2$  et d'une turbine à vapeur produisant la même puissance (les débits ont été calculés pour 1 MW de puissance électrique).

#### 4. Le cycle d'Allam à « capture inhérente de $\text{CO}_2$ » [5]

Le cycle d'Allam, dont la **figure 5** donne un schéma simplifié et la **figure 6** le diagramme P-H, est aussi du type  $\text{sCO}_2$ . Il est trans-critique car on détend le  $\text{CO}_2$  au dessous du PC (étape 5  $\rightarrow$  6) ce qui assure un rapport de détente élevé ( $R_c \approx 10$ ) et permet ainsi d'accroître de façon sensible le rendement. Mais il ne comporte pas de palier de condensation. En effet, pour éviter de franchir la courbe de rosée, on réalise plusieurs étapes de refroidissement et de compression à son approche (6'  $\rightarrow$  7  $\rightarrow$  ...  $\rightarrow$  10  $\rightarrow$  1). Pour cela, on utilise un échangeur de chaleur régénératif dit « multiflux » (6  $\rightarrow$  6' et 2  $\rightarrow$  3  $\rightarrow$  4) qui permet une intégration poussée des flux de chaleur et de froid (**figure 6**). La source chaude est constituée par une oxy-

combustion (4 → 5) réalisée en mélangeant, en quantités stœchiométriques, du gaz naturel et de l'oxygène provenant d'une unité de séparation de l'air et pré-dilué dans du CO<sub>2</sub>.

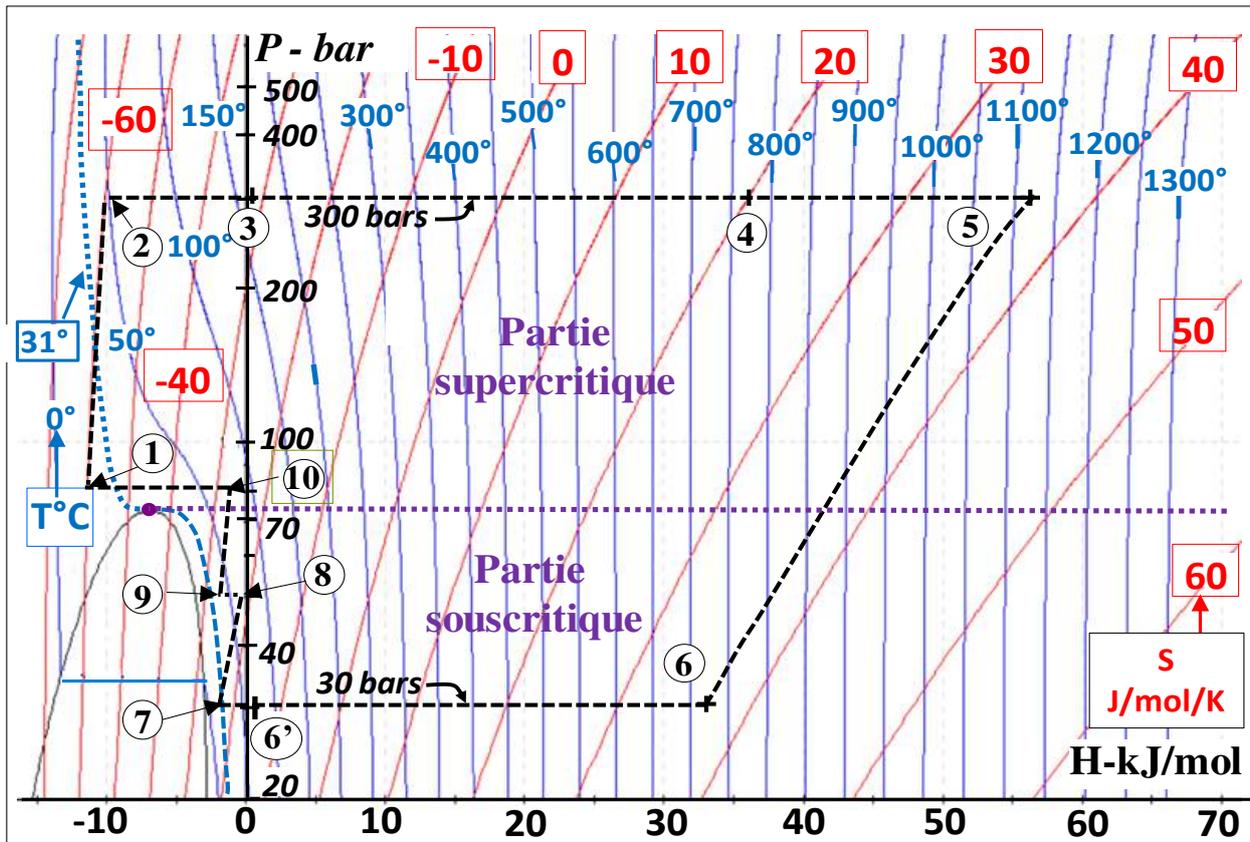


Figure 5 : Diagramme P-H simplifié d'un cycle d'Allam

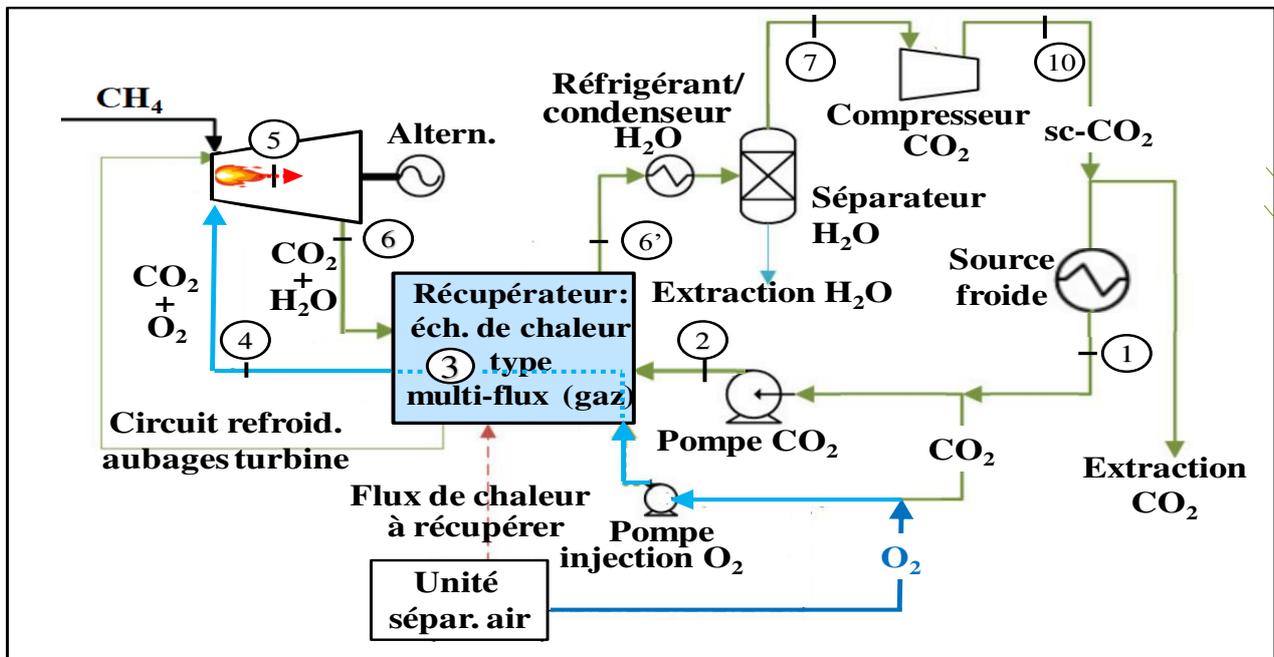


Figure 6 : Schéma simplifié d'un cycle d'Allam avec échangeur de chaleur « multiflux » : les points 8 et 9 de la figure 5 n'y sont pas représentés.

Un des intérêts du cycle d'Allam est d'être à « capture inhérente ». Le CO<sub>2</sub> est en effet le principal constituant du fluide en amont de la turbine ; il y est mélangé à de l'oxygène qui est

consommé dans la combustion. En sortie turbine, le CO<sub>2</sub> est mélangé à une fraction limitée de H<sub>2</sub>O issue de la combustion, dont on le débarrasse par une simple condensation. Il se trouve alors disponible pratiquement pur et à l'état supercritique. On peut ainsi séparer le surplus de CO<sub>2</sub> (généré par la combustion) du flux principal et recycler ce dernier vers la turbine après pompage. Le cycle est donc du type semi-ouvert. Le flux de CO<sub>2</sub> capté peut être séquestré (CCS) ou transféré vers d'autres utilisations (« CCU »). Au plan de l'efficacité énergétique, la société Net Power qui détient les brevets relatifs à ce cycle et en développe la technologie, annonce des rendements élevés (59%), niveau équivalent voire supérieur à ceux de cycles combinés de classe F non dotés de captage du CO<sub>2</sub>, sachant par ailleurs que ce rendement prend en compte l'énergie consommée par l'ASU. Le développement de ce type de cycle fait face toutefois à de nombreux défis, notamment au plan des matériaux de la turbine et des échangeurs, de la sécurité (300 bars), de la combustion en atmosphère de CO<sub>2</sub>, qui est un puissant extincteur de flamme et du contrôle-commande dans le cadre du couplage avec l'unité de séparation de l'air. Toutefois une annonce faite en novembre 2021 par la société Net Power [6] indique qu'une première synchronisation au réseau du turbo-alternateur a été réalisée avec succès pendant plusieurs heures. Enfin, les cycles d'Allam nécessitent une unité de séparation de l'air coûteuse car censée fournir de l'oxygène très pur. C'est probablement pour cette raison que les principaux projets annoncés sont développés dans des environnements industriels où prévalent des échanges d'oxygène et/ou de CO<sub>2</sub> entre sites (raffinage ; pétrochimie ; sidérurgie...), selon le principe de l'économie circulaire.

## 5- Conclusion

Les énergies fossiles, notamment celles utilisées dans la production thermique d'électricité, ont désormais un statut d'énergie de transition en raison du changement climatique. Les pertes de rendement et les surcoûts élevés induits par les procédés de CCS font rechercher des cycles thermodynamiques permettant d'augmenter substantiellement les rendements et/ou de promouvoir des installations à captage intégré. Les cycles à base de sCO<sub>2</sub> offrent de telles opportunités mais requièrent des développements importants, notamment dans les domaines suivants : les matériaux (composants de turbines) ; la technologie, spéciale, des échangeurs de chaleur ; la combustion et le contrôle-commande.

## Références

- [1] M. Molière, The expanding fuel flexibility of gas turbines, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part A Journal of Power and Energy 219(2):109-119
- [2] Le cycle combiné-gaz de nouvelle génération de BOUCHAIN, <https://www.pole-medee.com/wp-content/uploads/2017/02/dossier-de-presse-Bouchain-oct2016.pdf>
- [3] M. T. White et al., Review of supercritical CO<sub>2</sub> technologies and systems for power generation, Applied Thermal Engineering 185 (2021) 116447
- [4] G. E. Rochau, Supercritical CO<sub>2</sub> Brayton Cycles, NP-NE Workshop #2 – August 4, 2014 (DOE, NASA), <https://www.osti.gov/servlets/purl/1221819>
- [5] R. Allam et al., Demonstration of the Allam Cycle: An update on the development status of a high efficiency supercritical carbon dioxide power process employing full carbon capture, Energy Procedia 114 (2017) 5948 – 5966
- [6] S. Patel, Power, <https://www.powermag.com/breakthrough-net-powers-allam-cycle-test-facility-delivers-first-power-to-ercot-grid/>, 18 November 2021

# Etude expérimentale et numérique d'un Cycle de Rankine à fluide Organique (ORC) appliquée aux Réacteurs à Eau Pressurisée (REP)

**Guillaume LHERMET<sup>1,2</sup>, Nicolas TAUVERON<sup>2</sup>, Nadia CANEY<sup>2</sup> et Franck MORIN<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>CEA, DES, DER, SESI, F-13108 Saint Paul Lez Durance, France

<sup>2</sup>Univ. Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble, France, CEA, LITEN, F-38054, Grenoble, France

## Résumé

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la mise au point de systèmes passifs dans l'architecture de systèmes de sauvegarde de réacteurs à eau pressurisés (REP) avancés : le couplage entre un condenseur de sûreté et un cycle de Rankine à fluide Organique (ORC). L'étude expérimentale se concentre sur la fiabilité du cycle ORC en réponse à deux situations hors nominales: l'entrée de fluide en diphasique dans la turbine et la montée en température de la source froide.

## Nomenclature

<i>Symboles</i>		in	Entrée
h	Enthalpie spécifique, [kJ/kg]	is	Isentropique
$\dot{m}$	débit massique, [kg/s]	out	Sortie
N	Vitesse de rotation, [tr/min]	sc	Source chaude
$N_s$	Vitesse spécifique, [-]	tur	Turbine
P	Pression, [Pa]	<i>Acronymes</i>	
$\dot{q}$	Débit volumique, [m <sup>3</sup> /s]	APS	Capteur de pression absolue
$\dot{Q}$	Puissance thermique, [kW]	EES	Engineering Equation Solver
$\dot{W}$	Puissance, [kW]	EFM	Débitmètre électromagnétique
x	Titre vapeur, [-]	GWP	Potentiel de réchauffement global
<i>Symboles grecs</i>		ODP	Potentiel de Déplétion Ozonique
$\Delta$	Delta	ORC	Cycle de Rankine à fluide Organique
$\eta$	Rendement, [-]	PFD	Process Flow Diagram
$\pi$	Rapport de pression, [-]	PID	Proportionnel Intégral Dérivé
<i>Indices</i>		REP	Réacteur à Eau Pressurisée
elec	Electrique	SBO	Station BlackOut
f	Fluide de travail		

## 1. Introduction

Lors de l'arrêt de la réaction nucléaire au sein du cœur du réacteur, les produits de fission présents dans le cœur continuent de produire de la chaleur : il s'agit de la chaleur résiduelle du cœur du réacteur. Cette puissance résiduelle ne chute pas immédiatement à une valeur nulle mais décroît progressivement en fonction du temps de refroidissement [1]. Au moment de l'arrêt du réacteur cette puissance résiduelle est égale à 7% de la puissance nominale thermique du réacteur. Au bout de 5h, cette puissance n'en vaut plus que 1%. [2]

Pour éviter tout risque de surchauffe du cœur, il est nécessaire d'évacuer cette chaleur résiduelle. Une solution de plus en plus utilisée dans les designs des centrales consiste en l'installation de condenseur passif de sûreté. On peut notamment citer le REP américain AP1000 ou encore le REP chinois HPR1000. [3] [4] Le principal atout des condenseurs passifs de sûreté réside dans leur fiabilité du fait de leur passivité. En effet le refroidissement du cœur

du réacteur se fait uniquement par convection naturelle, en plaçant la source froide en hauteur. Cette source froide peut être de l'air (VVER Russe [5]) ou de l'eau (AP1000 ou HPR1000) (Figure 1).

L'idée motrice de ce travail est de venir utiliser l'énergie stockée dans cette piscine de refroidissement à saturation pour alimenter un ORC en source chaude. L'autonomie en énergie de cette technologie lui permettra d'intervenir en cas de coupure de la centrale de tout apport d'énergie externe : Station BlackOut (SBO). Il est ainsi nécessaire de démontrer la robustesse ainsi que la fiabilité de ce système. Pour ce faire, des essais expérimentaux ont été réalisés sur un ORC expérimental en essayant de reproduire des conditions de fonctionnement hors nominales, voire dégradées.

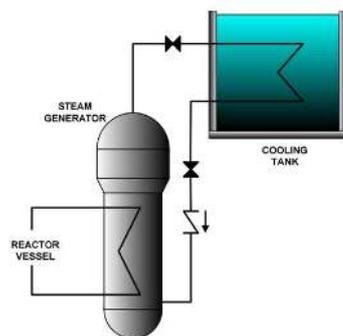


Figure 1 : Condenseur de sécurité utilisant l'eau [6]

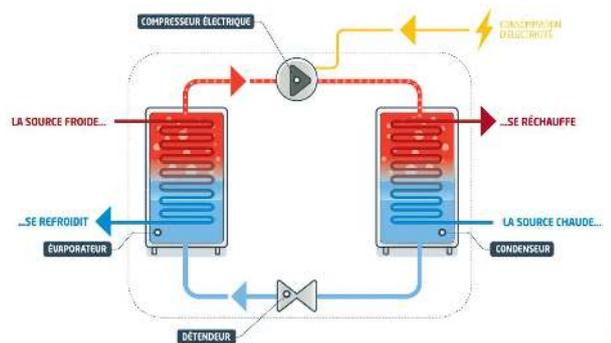


Figure 2 : Schéma d'un ORC [7]

## 2. Cycle de Rankine à fluide Organique

### 2.1. Générale

Les ORC sont des cycles thermodynamiques ayant pour but de produire de l'énergie mécanique à partir d'une source d'énergie thermique. Un des intérêts de ce cycle réside dans sa capacité à valoriser des températures de source chaude, dites à basse et moyenne température : soit inférieur à 300 °C pour une production d'électricité variant du kW au MW. [8] [9] [10]

Aujourd'hui les ORC sont des cycles très utilisés dans l'industrie : presque 300 MW de production installées pendant l'année 2019 [11]. Cependant, bien que fortement rependue dans l'industrie, cette technologie est un important sujet de recherche [12].

De nombreux fluides de travail existent. Ils sont choisis en fonction des gammes de température/pression de l'ORC, pour leur dangerosité d'utilisation (toxicité, inflammabilité ...) ainsi que pour des critères environnementaux comme le Potentiel d'appauvrissement de la couche d'ozone (ODP) ou encore le Potentiel de réchauffement global (GWP). De plus, suite aux restrictions imposées par les protocoles de Montréal et Kyoto, les Hydrofluorocarbures (HFC), fluides à forts GWP extrêmement utilisé, seront interdits dans les prochaines décennies. [8] [13]

Récemment de nombreuses études sur des fluides de travail de type Hydrofluoroethers (HFE), un type de fluide identifié spécifiquement pour remplacer les HFC, ont été publiés. [14] [15] Ces fluides ont un ODP nul.

## 2.2. Installation ORC expérimentale

Le Process Flow Diagram (PFD) de l'installation est présenté en Figure 3. Au sein de celle-ci, le fluide de travail, à l'état liquide, passe au niveau de pression haut grâce à la pompe volumétrique. En fonctionnement nominal, le fluide est ensuite chauffé, évaporé et éventuellement surchauffé au contact de la source chaude par l'intermédiaire du préchauffeur et de l'évaporateur. Il est détendu dans la turbine, produisant un travail mécanique transformé en électricité via une génératrice. A basse pression, le fluide est refroidi, condensé et sous-refroidi par la source froide au sein du condenseur pour être ensuite de nouveau pompé et ainsi fermer le cycle. Afin de dissiper l'électricité produite à la génératrice, un dissipateur thermique est utilisé.

Le système est composé d'une micro-turbine axiale à admission partielle d'une puissance maximale de 1 kW environ (Figure 4). La lubrification du système est assurée par le fluide de travail. Un circuit externe propre à la génératrice assure son refroidissement pour permettre son bon fonctionnement.

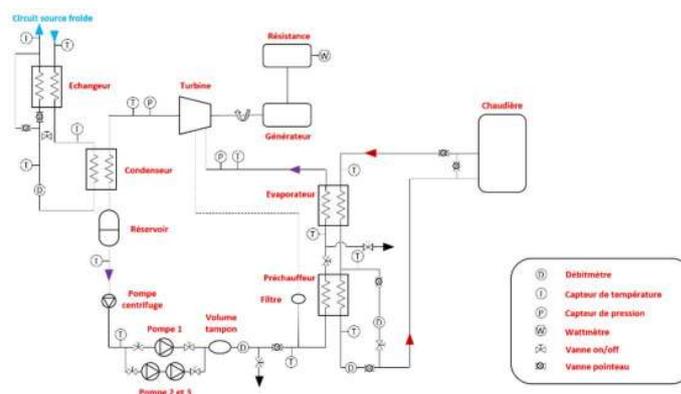


Figure 3 : PFD de l'installation ORC

De façon plus précise deux pompes assurent la circulation et la mise sous pression du fluide de travail dans le circuit ORC ; la pompe principale est une pompe volumétrique à diaphragmes, la seconde est une petite pompe centrifuge qui permet d'éviter tout risque de cavitation au sein de la pompe principale [16]. Deux échangeurs de chaleur, un préchauffeur et un évaporateur, sont placés en série pour permettre le transfert d'énergie issue de la source chaude. Un condenseur, permet le refroidissement du fluide de travail au sein du cycle. Placé entre le condenseur et la pompe centrifuge, un réservoir assure un niveau suffisant de liquide en entrée de la pompe centrifuge.

La source chaude est une chaudière électrique dans laquelle de l'eau est pompée et mise sous pression pour atteindre une température allant jusqu'à 115 °C à l'état liquide en entrée d'évaporateur. Un régulateur proportionnel intégral dérivé (PID) intégré à la chaudière permet de maintenir l'eau à une température constante en entrée d'évaporateur. Le débit d'eau de la boucle chaude est fixé manuellement à l'aide d'une vanne présente sur le circuit de by-pass de la chaudière.

La source froide est assurée par le réseau d'eau industrielle du laboratoire qui se trouve à une température constante proche de 13 °C. Une vanne manuelle permet de réguler le débit d'eau au sein de la boucle froide. Il est possible de modifier cette température grâce à un système de récupération de chaleur situé en sortie de condenseur.

### 2.3. Instrumentation

Tous les capteurs utilisés pour les mesures et l'acquisition de données sont présents sur le PFD de l'installation en Figure 3. Les caractéristiques des équipements de mesures sont répertoriées dans le Tableau 1.

Les boucles du fluide de travail, de la source chaude et de la source froide sont équipées de thermocouples de Type-T pour mesurer les températures entre les divers composants.

Le circuit du fluide de travail est instrumenté de capteurs de pression absolue (APS) en entrée et sortie de turbine afin de mesurer les deux étages de pression au sein de l'installation.

Les mesures de débit volumique des circuits chaud et froid sont effectuées à l'aide de débitmètres électromagnétiques (EFM) tandis que le débit fluide est mesuré à partir d'un débitmètre massique de type Coriolis.

La puissance brute produite à la turbine est mesurée par l'intermédiaire d'un wattmètre.

Variable	Équipement	Gamme	Incertitude
Puissance électrique	Wattmètre	0 – 3250 W	± 0,3 %
Débit volumique (source chaude)	EFM	0 – 3500 l/h	± 0,23 %
Débit volumique (source froide)	EFM	0 – 2500 l/h	± 0,33 %
Débit massique (fluide de travail)	Coriolis	50 – 500 kg/h	± 0.30 %
Température	Thermocouple Type-T	- 200 – 200 °C	± 0,1 °C
Pression	APS	0 – 7 bar	± 1 %

Tableau 1 : Caractéristiques des équipements de mesure

## 3. Résultats et discussion

Afin d'étudier la fiabilité du système, il est nécessaire de montrer que le système fonctionne en toute situation. Deux situations hors nominales ont été étudiées en priorité : cas où l'échangeur n'est plus capable d'évaporer l'ensemble du fluide (encrassement par exemple) et le cas où la température de source froide augmente (saisonnalité par exemple).

Pour ces deux scénarios, différentes températures de source chaude, de débits de source chaude et de source froide ont été testés afin d'étudier leurs impacts sur l'installation et ses performances.

L'ensemble des essais (117) a été réalisé en Novec649, un fluide sec de type HFE, proposé comme fluide de remplacement aux HFC [17]. L'ensembles des propriétés du Novec649 sont obtenues en utilisant le logiciel EES (Engineering Equation Solver) [18].

### 3.1. Évaporation partielle

La première situation hors nominale que nous avons reproduite repose sur le cas où l'échangeur chaud n'est plus capable d'évaporer la totalité du fluide. Ce déséquilibre est réalisé dans la boucle d'essais en augmentant le débit de fluide circulant dans l'ORC.

Une étude préliminaire sur l'évaporateur a permis de déterminer le débit de fluide limite à partir duquel l'évaporateur ne serait plus capable d'évaporer l'ensemble du fluide. Ensuite, en réalisant un bilan thermique sur l'évaporateur [Eq (1) et (2)], il a été possible de déterminer le titre du fluide en entrée de turbine. La gamme de titre en entrée de turbine, varie entre 1 et 0,55, ce qui est très inhabituel pour les ORC et pour les turbines axiales en général pour des raisons d'érosion des aubes de la turbo-machine. [19]

$$\dot{Q}_{evap} = \dot{m}_f \cdot \Delta h_f \quad (1)$$

$$\dot{Q}_{evap} = \dot{m}_{sc} \cdot \Delta h_{sc} \quad (2)$$

Afin de visualiser les performances de la turbine, il est nécessaire d'explicitier la formule du rendement utilisé.

$$\dot{W}_{is,tur} = \dot{m}_f * (h_{f,in} - h_{f,out,is}) \quad (3)$$

$$\eta_{tur} = \frac{\dot{W}_{elec,tur}}{\dot{W}_{is,tur}} \quad (4)$$

Sur la Figure 5 on observe que la puissance électrique produite par la turbine augmente avec le débit fluide jusqu'à atteindre un maximum. Après avoir atteint ce maximum elle décroît légèrement avec le débit du fluide. On remarque que le point maximum est atteint lors de la transition du fluide de l'état monophasique à l'état diphasique en entrée de turbine. Il est ainsi intéressant de remarquer que, même en diphasique la turbine continue de produire de la puissance électrique, à une valeur presque constante, mais que cette puissance ne pourra jamais dépasser la puissance produite en monophasique pour le même débit de vapeur.

Sur la Figure 6, on peut observer que le rendement électrique de la turbine augmente avec la puissance produite. On observe aussi que le rendement monophasique est, pour toute puissance, supérieur au rendement diphasique. Ainsi, comme l'a montré la Figure 5, même si la turbine continue de produire de la puissance avec une arrivée de fluide diphasique, le rendement de la turbine en diphasique sera toujours inférieur au rendement de la turbine en monophasique. Cette constatation est corroborée par la Figure 7 où l'on observe que le rendement de la turbine commence à chuter avec le passage du fluide de l'état monophasique à diphasique en entrée de turbine. On observe aussi que plus le débit fluide est important, et donc son titre faible, plus le rendement de la turbine est dégradé.

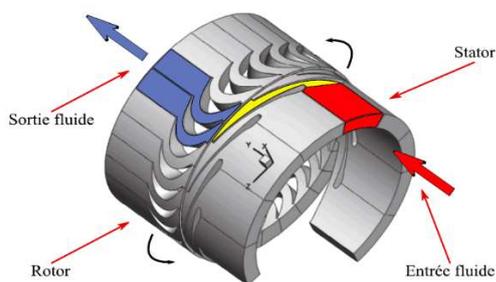


Figure 4 : Schéma d'une turbine axiale, canaux fluidiques [12]

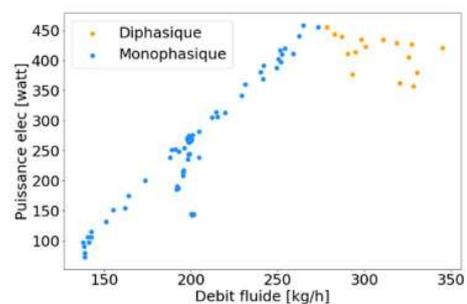


Figure 5 : Puissance électrique en fonction du débit fluide (Température source froide cst)

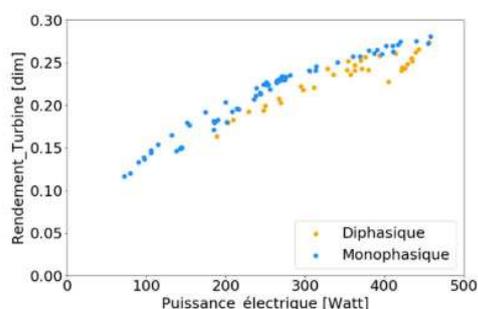


Figure 6 : Rendement électrique en fonction de puissance électrique produite

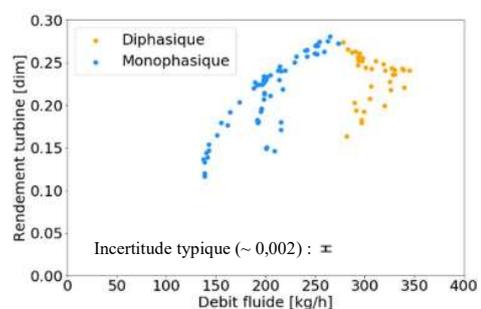


Figure 7 : Rendement électrique en fonction du débit fluide

Sans rentrer dans le détail du fonctionnement de la turbine, mais en se concentrant sur le fonctionnement du système de manière générale, ces résultats démontrent une grande adaptabilité de l'ORC à une entrée de fluide diphasique dans la turbine.

En effet, bien que le rendement électrique de la turbine soit plus faible en diphasique, en comparaison à son rendement monophasique, la turbine continue de produire significativement. Cette continuité de production permet d'assurer la fonction de production électrique.

### 3.2. Augmentation température source froide

Un autre scénario étudié se concentre sur l'augmentation de la température de la source froide et ses effets sur la production et les performances de l'ORC.

En effet, la source froide de l'ORC étant de l'eau stockée à l'air libre, elle est sujette aux changements de température saisonniers, ou encore à la situation géographique de la centrale. La gamme retenue pour notre étude expérimentale va de 13°C à 35°C.

On observe ainsi que la puissance produite par l'ORC décroît avec l'augmentation de la température de source froide (Figure 8) : une augmentation de la température de source froide de 20° vient diviser la puissance de l'ORC par deux.

Cette diminution de la puissance produite est provoquée par l'augmentation de la pression basse suivant l'augmentation de la température de source froide (Figure 9). Cette augmentation de pression basse vient diminuer le taux de pression et donc diminuer la puissance produite.

On remarque aussi que le rendement de l'ORC diminue avec l'augmentation de la température de source froide (Figure 10). On peut justifier cette diminution de rendement suivant la Figure 6 qui montre que plus la puissance produite est importante, plus le rendement est important.

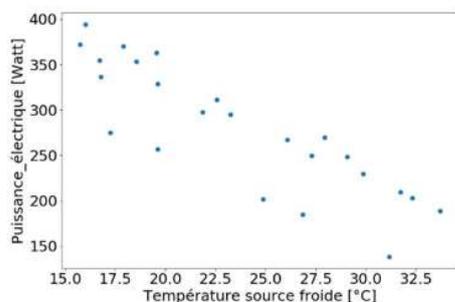


Figure 8 : Puissance électrique en fonction de la température de source froide

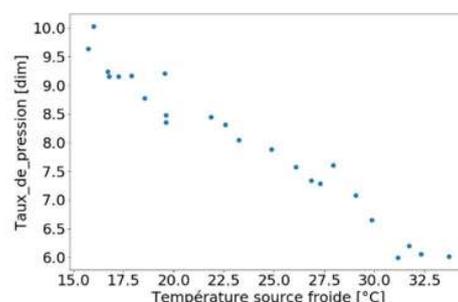


Figure 9 : Taux de pression de la turbine en fonction de la température de source froide

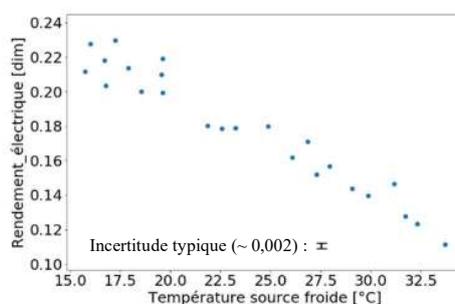


Figure 10 : Rendement électrique en fonction de la température de source froide

### 3.3. Analyse des résultats

Comme montré dans les parties précédentes, le rendement électrique de la turbine est très sensible aussi bien au débit du fluide qu'à la température de source froide. Ces deux éléments sont inclus dans deux paramètres adimensionnelles usuels des turbomachines que sont la vitesse spécifique et le taux de pression. [20]

Dans un premier temps, notre modèle ne prend en compte que les essais en monophasique (84 essais). Avec ce modèle (eq 7), l'indicateur de régression linéaire R<sup>2</sup> est de 0,979 (Figure 11). Les constantes sont obtenues par régression linéaire au sens des moindres carrés.

L'idée a ensuite été d'inclure les essais diphasiques (33 essais) dans cette corrélation. Pour ce faire le paramètre du titre a été ajouté à l'équation (7). Avec ce nouveau modèle (eq 8), l'indicateur de régression linéaire R<sup>2</sup> est de 0,977 (Figure 12).

$$\pi = P_{in}/P_{out} \quad (5) \quad N_s = N_{rota} \cdot q_{out,is}^{0,5} / \Delta H_{is}^{0,75} \quad (6)$$

$$\eta_{tur} = a \cdot N_s + b \cdot N_s^2 + \frac{c}{\pi} + \frac{d}{\pi^2} \quad (7) \quad \eta_{tur} = a \cdot N_s + b \cdot N_s^2 + \frac{c}{\pi} + \frac{d}{\pi^2} + e \cdot (1 - x_{in,Tur}) \quad (8)$$

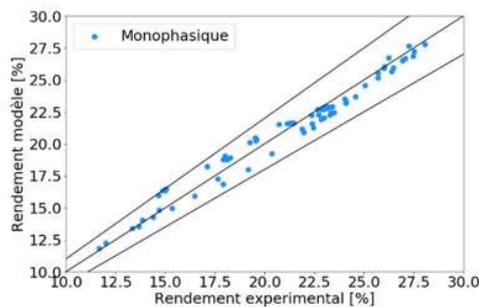


Figure 11: Rendement modèle (eq4) en fonction du rendement expérimental (monophasique, +/- 10%)

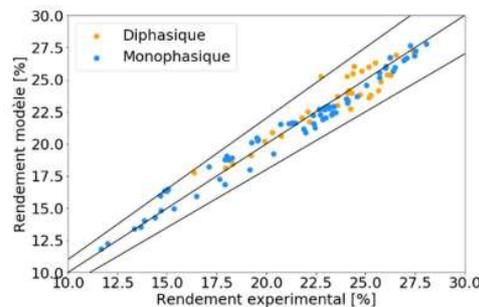


Figure 12 : Rendement modèle (eq5) en fonction du rendement expérimental (monophasique et diphasique, +/- 10%)

## 4. Conclusion

Dans le cadre du couplage entre un condenseur de surété servant à refroidir le cœur du réacteur en situation accidentelle de type SBO, et d'un ORC, il est nécessaire d'analyser la robustesse et la fiabilité de l'ORC. Pour ce faire, deux situations hors nominales sont identifiées et étudiées expérimentalement.

La première situation se place dans le cas d'une entrée de fluide à l'état diphasique dans une micro turbine axiale. L'étude se concentre sur le rendement et la puissance produite. Il en est conclu que lorsque le débit de vapeur reste constant, mais que le débit de liquide entrant augmente, la puissance produite diminue légèrement, tandis que le rendement de la turbine chute. Une estimation quantitative de cet effet a été fourni via une approche corrélative. La deuxième situation analysée expérimentalement, correspondant au cas où la température de la source froide augmente. Cette étude montre que la source froide a un impact important sur la production finale d'électricité : le passage de 13 à 35 °C de source froide, diminue par deux la puissance produite par l'ORC. Une caractérisation étendue de la turbine a été réalisée en faisant varier vitesse de rotation, débit du fluide et pressions, permettant d'aboutir à une corrélation du rendement valable sur une large gamme de fonctionnement.

## Références :

- [1] T.-D. Huynh, « JEFF 3 ET LES CALCULS DE LA PUISSANCE RÉSIDUELLE », p. 405.
- [2] C.-Y. Xie, H.-Z. Tao, W. Li, et J.-J. Cheng, « Numerical simulation and experimental investigation of heat pipe heat exchanger applied in residual heat removal system », *Ann. Nucl. Energy*, vol. 133, p. 568-579, nov. 2019, doi: 10.1016/j.anucene.2019.07.009.
- [3] J. Xing, D. Song, et Y. Wu, « HPR1000: Advanced Pressurized Water Reactor with Active and Passive Safety », *Engineering*, vol. 2, n° 1, p. 79-87, mars 2016, doi: 10.1016/J.ENG.2016.01.017.
- [4] T. L. Schulz, « Westinghouse AP1000 advanced passive plant », *Nucl. Eng. Des.*, vol. 236, n° 14, p. 1547-1557, août 2006, doi: 10.1016/j.nucengdes.2006.03.049.
- [5] H. Ayhan et C. N. Sökmen, « Investigation of passive residual heat removal system for VVERs: Effects of finned type heat exchanger tubes », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 108, p. 466-474, sept. 2016, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2016.07.128.
- [6] « te\_1624\_web.pdf ». Consulté le: 5 janvier 2022. [En ligne]. Disponible sur: [https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te\\_1624\\_web.pdf](https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te_1624_web.pdf)
- [7] « Cycle Organique de Rankine ORC », *La librairie ADEME*. <https://librairie.ademe.fr/changement-climatique-et-energie/195-cycle-organique-de-rankine-orc.html> (consulté le janv. 13, 2022).
- [8] A. Landelle, N. Tauveron, P. Haberschill, R. Revellin, et S. Colasson, « Organic Rankine cycle design and performance comparison based on experimental database », *Appl. Energy*, vol. 204, p. 1172-1187, oct. 2017, doi: 10.1016/j.apenergy.2017.04.012.
- [9] S. Quoilin, M. V. D. Broek, S. Declaye, P. Dewallef, et V. Lemort, « Techno-economic survey of Organic Rankine Cycle (ORC) systems », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 22, p. 168-186, juin 2013, doi: 10.1016/j.rser.2013.01.028.
- [10] N. Tauveron, S. Colasson, et J.-A. Gruss, « Available systems for the conversion of waste heat to electricity », 2014, vol. 6A. doi: 10.1115/IMECE2014-37984.
- [11] C. Wieland, F. Dawo, C. Schiffler, et M. Astolfi, « MARKET REPORT ON ORGANIC RANKINE CYCLE POWER SYSTEMS: RECENT DEVELOPMENTS AND OUTLOOK », p. 10, 2021.
- [12] Q. Blondel, « Etude et optimisation énergétique des mélanges zéotropes pour les cycles thermodynamiques de Rankine », These de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2021. Consulté le: 11 janvier 2022. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2021GRALI021>
- [13] « United Nations Climate Change, Kyoto Protocol Reference Manual on Accounting of Emissions and Assigned Amounts, 2008 ». Consulté le: 6 janvier 2022. [En ligne]. Disponible sur: [https://unfccc.int/resource/docs/publications/08\\_unfccc\\_kp\\_ref\\_manual.pdf](https://unfccc.int/resource/docs/publications/08_unfccc_kp_ref_manual.pdf)
- [14] W. W. Husband et A. Beyene, « Low-grade heat-driven Rankine cycle, a feasibility study », *Int. J. Energy Res.*, vol. 32, n° 15, p. 1373-1382, 2008, doi: 10.1002/er.1442.
- [15] G. Qiu, Y. Shao, J. Li, H. Liu, et S. B. Riffat, « Experimental investigation of a biomass-fired ORC-based micro-CHP for domestic applications », *Fuel*, vol. 96, p. 374-382, juin 2012, doi: 10.1016/j.fuel.2012.01.028.
- [16] A. Landelle, N. Tauveron, R. Revellin, P. Haberschill, S. Colasson, et V. Roussel, « Performance investigation of reciprocating pump running with organic fluid for organic Rankine cycle », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 113, p. 962-969, févr. 2017, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2016.11.096.
- [17] « 3m-novec-engineered-fluid-649.pdf ». Consulté le: 7 janvier 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://multimedia.3m.com/mws/media/569865O/3m-novec-engineered-fluid-649.pdf>
- [18] « EES: Engineering Equation Solver | F-Chart Software: Engineering Software ». <https://fchartsoftware.com/ees/> (consulté le juill. 12, 2021).
- [19] M. Z. Stijepovic, P. Linke, A. I. Papadopoulos, et A. S. Grujic, « On the role of working fluid properties in Organic Rankine Cycle performance », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 36, p. 406-413, avr. 2012, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2011.10.057.
- [20] « Contrôle et l'optimisation de l'architecture dans un système de récupération de la chaleur par cycle de Rankine dans un véhicule poids lourd – LAGEPP ». <https://lagepp.univ-lyon1.fr/these/contrôle-et-optimisation-de-l'architecture-dans-un-système-de-récupération-de-la-chaleur-par-cycle-de-rankine-dans-un-vehicule-poids-lourd/> (consulté le janv. 13, 2022).

## Remerciements :

Les auteurs souhaitent remercier le Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives ainsi que l'Electricité de France (EDF).

# Can flashback be avoided through humidification in an original micro Gas Turbine combustor?

## — 0D/1D predeterminations and LES validation

Alessio Pappa<sup>1,\*</sup>, Laurent Bricteux<sup>1</sup> and Ward De Paepe<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Mons, Faculté Polytechnique, Mons, Belgium \* (Corresponding author: alessio.pappa@umons.ac.be)

**Abstract** - This work presents a feasibility study on the use of combustion air humidification to stabilize hydrogen combustion and to avoid flashback apparition in mGTs without having to redesign the combustor. Using a hybrid model, combining a 0D Chemical Reactor Network and 1D Laminar flame calculations, the laminar flame speed is evaluated at reduced cost to predetermine the necessary minimal water dilution of the combustion air to avoid flashback for several H<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> blends. Finally, LES simulation results show stable combustion for these predetermined levels of humidification.

### Nomenclature

#### Acronyms

CRN Chemical Reactor Network

EINO<sub>x</sub> Emission Index of NO<sub>x</sub>

LES Large Eddy Simulation

mGT micro Gas Turbine

mHAT micro Humid Air Turbine

#### Symbols

$\dot{m}$  Mass flow rate, kg/s

$S_L^0$  Laminar Flame Speed, m/s

$T_{ad}$  Adiabatic Flame temperature, K

$X_k$  Volume fraction of the species k, —

$Y_k$  Mass fraction of the species k, —

$y^+$  Dimensionless wall distance, —

#### Greek symbols

$\phi$  Equivalence ratio, —

$\Omega$  Water-to-air ratio, —

$\dot{\omega}_T$  Reaction rate, W/m<sup>3</sup>

## 1. Introduction

The absolute necessity to reduce carbon emissions in the next decade has led to a significantly increase in the contribution of renewable energy in the electricity production at the expense of traditional, combustion based thermal power production. Nevertheless, the unpredictable nature of renewable energy sources, like wind and solar, together with the large fluctuations in their production, put some severe constraints on the reliability and stability of the electricity grid. Moreover, large-scale battery storage, still remaining expensive, does not offer a solution for medium- to long-term (seasonal) energy storage. Given these issues, there is nowadays a strong trend towards storing the excess renewable electricity using Power-to-Gas [1], i.e. production of H<sub>2</sub> from excess renewable electricity using electrolysis, so-called green H<sub>2</sub>.

The use of green hydrogen, e.g. H<sub>2</sub> produced using electrolysis to store excess renewable electricity, allows for combustion-based technologies to keep playing a key role in the future of power generation. Especially in a decentralised production with cogeneration, micro Gas Turbine (mGT) technologies offer great advantages related to their high adaptability and flexibility, in terms of operation and fuel. Combining the clean hydrogen production from renewable energies using Power-to-Fuel with a carbon-clean combustion in the mGT facilitates the implementation of renewable energies for the energy transition [2]. However, hydrogen (or hydrogen enriched methane/air) combustion is well known to lead to flame and combustion instabilities. While a decrease in CO<sub>2</sub> levels is obviously expected, the high temperatures and reaction rates

reached in the combustor can potentially lead to flashback, causing thus major and irreversible damages to the facility.

Several approaches have been investigated and can be found in literature to ensure a stable and safe hydrogen combustion. Modifying the geometry and adapting the combustor layout opens the path to stable and controlled combustion, especially with 100 % H<sub>2</sub> fuelling [3, 4]. Micromix combustors, using rich diffusion flames, have shown their capability to control and stabilize the combustion of hydrogen. Although all the proposed and studied layouts show complete and stable combustion at 100 % H<sub>2</sub> input, they require a complete combustor redesign. Moreover, these combustors are not always suitable for CH<sub>4</sub> combustion, limiting the fuel flexibility of the mGT. An alternative solution to avoid any redesign of the combustor stands in using diluted conditions to slow down the reaction. Combustion air humidification (steam or water addition) is another route which has proven effective to reduce the combustion temperatures and reaction rates, avoiding thus flashback apparition [5, 6, 7]. Although this solution allow to process with only one combustor, a modification in the global cycle is needed, such as the implementation of a saturation tower or a steam boiler to inject water (or steam) in the cycle. Additionally, knowledge of the hydrogen limit in hydrogen enriched methane combustion in mGTs, still leading to stable and complete combustion without requiring any redesign, is essential and allows future mGT operators to manage safely the combustion of different fuel mixes, without requiring an expensive combustor redesign. Indeed, in the context of increasing the fuel flexibility of small-scale production unit, development must focus on one specific chamber, designed and adapted for various fuels and under specific diluted conditions, while knowing the operating range (conditions and limits) leads to ensure stable combustion. Nevertheless, there is a lack of highly accurate data on real combustor configurations, limiting the technological progress towards more flexible operation and industrial applications.

Aiming at stabilizing hydrogen combustion in mGTs without any redesign of the combustor, this work presents thus a parametric study over a specific range of operating conditions of the T100 mGT combustor to find the optimized humidification level of the combustion air for methane/hydrogen blends (at different hydrogen rate) leading to stable combustion. Using a hybrid model, combining a 0D Chemical Reactor Network (CRN) with 1D laminar flame calculations, the necessary minimal water amount is assessed and optimized to reach the same level of flame speed as reached in classical pure methane combustion. This methodology allows to predict the combustion temperature and emissions at reduced cost. Finally, Large Eddy Simulation (LES) of the actual combustor geometry of the T100 mGT are performed to validate the 0D/1D predetermination, by verifying if the predetermined conditions of humidified oxidizer help to reduce the reaction rate of hydrogen, and thus prevents flashback. In this paper, the combustor layout and operating conditions are first described. Then, the Chemical Reactor Network (CRN) model developed for the 0D/1D simulations of the T100 combustor is presented, as well as the results of the hybrid 0D CRN/1D Flame simulations. Finally, the results of the LES simulations are shown to validate the predetermined operating parameter defined by the 0D CRN/1D Flame simulations to avoid flash back apparition.

## **2. Combustion chamber of the T100 mGT**

In this section, the combustor layout and the operating conditions of the Turbec T100 mGT combustor are first presented. Then, the set-up considered to humidified the mGT cycle, and thus the combustion chamber, is described.

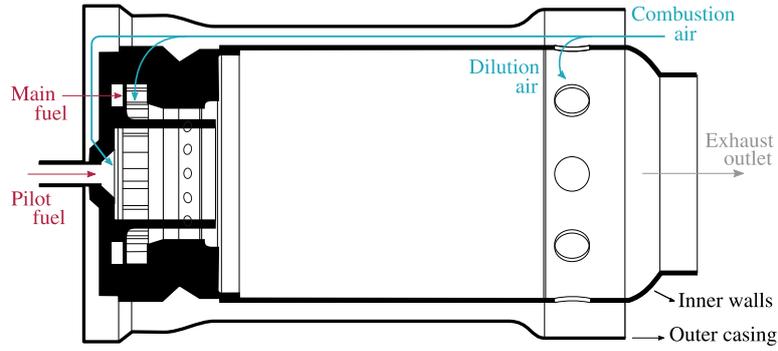


Figure 1: The Turbec T100 combustion chamber is a reverse (or counter-current) flow can burner.

## 2.1. Combustor layout & Operating conditions

The combustion chamber considered for the simulations is the combustor of the Turbec T100 mGT [8]. At nominal conditions, this mGT produces a net electrical power output of  $100 \text{ kW}_e$  while the combustor inlet conditions are a fuel consumption of  $333 \text{ kW}$  and an air mass flow rate coming from the compressor of  $800 \text{ g s}^{-1}$ . The T100 combustor features a can swirl burner (counter-current flow) where the combustion air is entering between the outer casing and the inner walls of the combustor. The air reaches then the dilution holes, the pilot, and main injectors by passing on the external surface of the inner walls. The layout characteristics of this combustor are (Figure 1): a pilot flame exploiting a diffusion flame, fed by 12 air injectors and 6 fuel injectors; a premixed combustion as main flame using two rows of swirler (a first one to premix fuel and air, and ending with 30 swirled injectors); and 9 dilution holes to cool down the exhaust gases to avoid any damages at the turbine inlet. Based on numerical investigations, an estimation of this combustion air distribution over the different injectors and dilution holes in the Turbec T100 can be found in literature [9, 10] where: 65 % of the mass flow rate enters the chamber through the dilution holes, 30 % via the main premixed injectors, and 5 % through the pilot injectors. The operating conditions of the Turbec T100 mGT at nominal point for a classical pure methane combustion, considered as reference case (REF case), are presented in Table 1. In case of hydrogen (or hydrogen enriched) combustion, flashback is most likely to appear in the premixing zone of the main injectors. Therefore, the local conditions of the main flame, in terms of fuel and air composition, pressure, temperature and equivalence ratio, are considered to lead the 1D laminar flame simulations.

Table 1: Operating conditions of the Turbec T100 mGT at nominal point for a classical pure methane combustion, considered as reference case (REF case).

Net electrical power output, $P_e$	$100 \text{ kW}_e$
Fuel consumption, $P_{th}$	$333 \text{ kW}_{th}$
Air mass flow rate, $\dot{m}_{air}$	$800 \text{ g s}^{-1}$
Pressure in the combustor, $p$	4 bar
Inlet air temperature, $T_{in}$	865 K
Inlet fuel temperature, $T_{in}$	300 K
Global equivalence ratio, $\phi_{global}$	0.1433
Local equivalence ratio in main flame, $\phi_{main}$	0.41

## 2.2. Combustion air humidification

Combustion air humidification (steam or water addition) has proven effective to reduce the combustion temperatures and reaction rates, avoiding thus flashback apparition. Although this solution allow to operate with only single combustor for different fuel blends, a modification in the global cycle is needed. Literature shows that there are several ways to dilute the combustion air [11, 12]. In the model presented in this study, we consider that the injection in the combustion air is performed, after the recuperator, but before entering the combustor, through direct water (or steam) injection, giving the required most flexible operation. A water-to-air mass ratio is considered to define the level of water dilution:

$$\Omega = \frac{\dot{m}_{water}}{\dot{m}_{air,tot}} \quad (1)$$

## 3. 0D Chemical Reactor Network - 1D Laminar Flame model

In this section, the Chemical Reactor Network, considered to simulate the T100 combustor, is first described in detail, as well as the numerical set-up of the hybrid 0D CRN/1D Flame simulation. Finally, the results of the 0D/1D benchmarking are presented, showing the pre-determined operating condition to avoid flashback for several  $H_2/CH_4$  blends (25/75, 50/50, 75/25 and 100/0).

### 3.1. Description of the model

The oxidizer and fuel temperatures have a major impact on the flame speed. Therefore, being able to accurately predict the temperature drop when water is added in the system would allow to optimize the water quantity produced by the saturation tower, reducing the operational cost of the mGT (avoiding unnecessary production of hot water). The methodology of this work is based on predicting, when the combustor is fuelled by hydrogen (or hydrogen enriched), the necessary minimal water quantity to add in the oxidizer to reach the same level of flame speed as for classical pure methane combustion. Hence, using a hybrid model, combining 0D Chemical Reactor Network (CRN) with 1D laminar flame calculation, allows to:

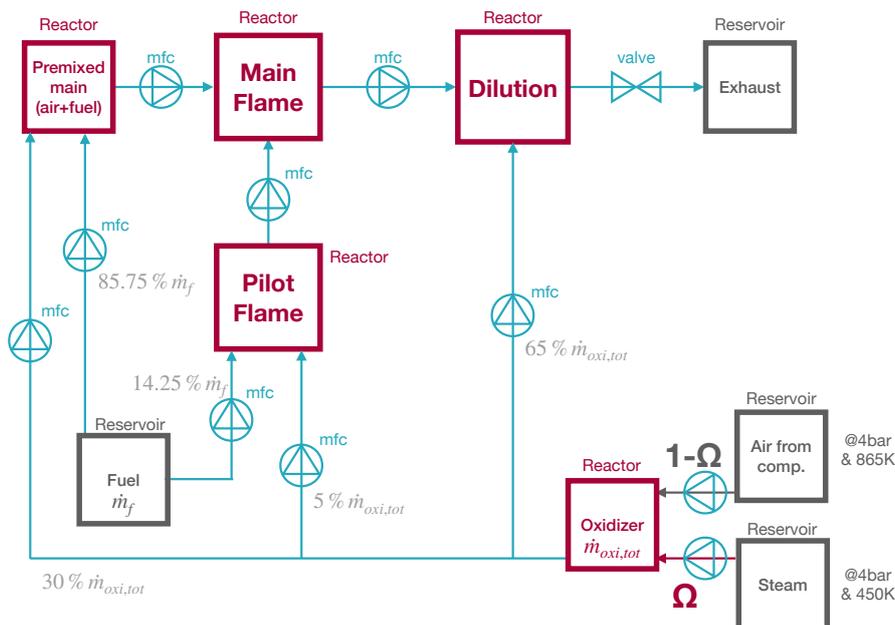


Figure 2: Detailed Chemical Reactor Network model of the T100 combustor.

- to predict the state of the flow at each main section of the combustor
- to take into account the impact of temperature drop on the flame speed, due to the mixing with hot saturated steam at 4 bars and 450K, for the 1D laminar flame speed calculation. The value of 450K for the steam injection corresponds to saturated steam at 10bars. This value was selected to ensure a sufficient high injection pressure to enable injection in the combustion air (at 4 bars) as well as for it sufficiently high temperature to not lead to a drastic combustion air temperature reduction, potentially leading to flameout
- to optimize this quantity of added steam
- to predict the combustor performances and emissions at reduced cost (LES are still necessary to assess the combustion stability)

Computation (both 0D CRN and 1D Flame) are carried out using the CANTERA software [13] with the detailed GRIMEch 3.0 (GRI 3.0) [14] mechanisms (53 species and 325 reactions). Cantera allows to simulate Continuously Stirred Reactor (CSR) by solving the mass, species and energy conservation equations. As shown in Figure 2, a network of CSR is build to emulate the behaviour of the T100 combustor. During the 0D CRN simulation, the state of the flow in the premix chamber is calculated, and used to perform the 1D Flame calculation at the operating conditions calculated by the CRN. The one-dimensional unstretched laminar flame velocity  $S_L^0$ , defined as the speed at which the flame front was moving with respect to the fresh gases in a one-dimensional geometry, is computed as follows [15]:

$$S_L^0 = \frac{\int_V \dot{\omega}_k dV}{Y_k^{out} - Y_k^{in}}, \quad (2)$$

describing the flame as an interface moving at speed  $S_L^0$  against the local flow, the flame speed is defined from the integral of the reaction rate across the flame front divided by the transport species through this flame front. Finally, the transport model used for the 1D simulation is the mixture averaged model.

### 3.2. 0D/1D benchmarking

In this part, the colormaps of the dimensionless flame speed, adiabatic temperature and Emission Index of  $\text{NO}_x$  (EINO<sub>x</sub>), divided by the values of the reference case, are analysed (Figure 3). First, the colormap of  $S_L^0/S_{L,ref}^0$  provides the operating range in which the flame velocity remains lower than the flame speed of the reference case. It allows to determine the level of water dilution to avoid flashback apparition for various  $\text{H}_2/\text{CH}_4$  blends. The results show that a  $\Omega = 10\%$  is sufficient to keep the flame speed at the same level as or lower than the reference case, and thus to avoid any flashback when the combustor is fuelled with 100% of hydrogen. In addition, no flame extinction is observed for the full considered range of  $\Omega$ . This remaining complete combustion is mainly due to the very low fraction of added water in the oxidizer. At this dilution of 10%, a flame temperature reduction is observe down to 88% of the adiabatic flame temperature of the reference case, when using pure hydrogen as fuel. This temperature drop has the benefit to reduce the  $\text{NO}_x$  levels. The  $\text{NO}_x$  emissions reported in this study are based on the Emission Index of  $\text{NO}_x$  (EINO<sub>x</sub>), in  $\frac{g}{kWh}$ , defined as follow:

$$EINO_x = \frac{X_{NO_x} \cdot \dot{m}_{oxi}}{P_{el}}, \quad (3)$$

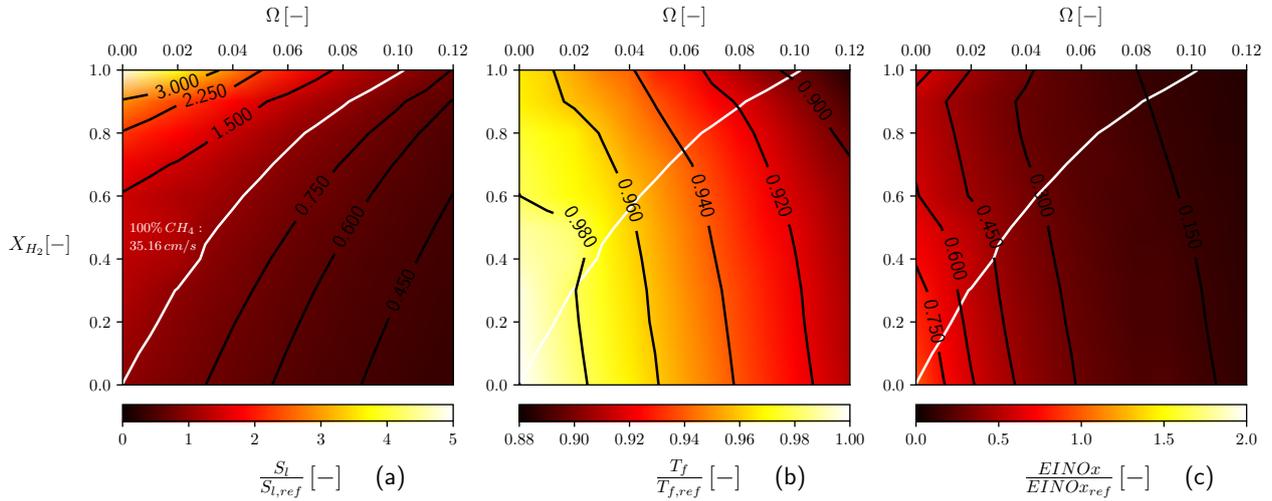


Figure 3: Colormaps of the predicted dimensionless laminar flame speed  $S_l^0/S_{l,ref}^0$ , adiabatic flame temperature  $T_{ad}/T_{ad,ref}$  and NO<sub>x</sub> emissions  $EINO_x/EINO_{x,ref}$  for a range of hydrogen blend from 0 to 100% and a range of  $\Omega$  from 20 to 100%.

where  $\dot{m}_{oxi}$  is the total oxidizer mass flow rate and  $P_{el}$  is the electric power produced by the mGT at the considered operating conditions. The observed temperature drop when humidification is performed results in a reduction of the EINO<sub>x</sub> down to 10% of the values obtained for the reference case.

Figure 4 presents a quantitative analysis for a specific range of H<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> blends (25/75, 50/50, 75/25 and 100/0), showing that the minimal necessary quantity of water to bring the flame velocity back to the reference level for these blends is respectively a  $\Omega$  ratio of 1.5, 3.4, 5.9 and 10.25%. These predetermined conditions are validated in next section for the cases 50%volH<sub>2</sub>/ $\Omega$  = 3.4% & 100%volH<sub>2</sub>/ $\Omega$  = 10.25%, using 3D LES on the actual layout of the T100 combustor.

#### 4. Large Eddy Simulation of the T100 combustor

This section presents the validation of the 0D/1D predeterminations for the cases 50%volH<sub>2</sub>/ $\Omega$  = 3.4% & 100%volH<sub>2</sub>/ $\Omega$  = 10.25% using 3D LES of the actual layout of the T100 combustor. First, the numerical set-up is described, and then the LES results are presented.

##### 4.1. Numerical set-up

The LES, presented in this paper, is performed using the massively parallel flow solver YALES2 [16]. The turbulent sub-grid scale stresses are modelled with the local dynamic Smagorinsky model [17]. The stability of the time integration is ensured with an adaptive time step that keeps the CFL number under 0.4. Moreover, the chosen operating conditions lead to a Reynolds Number  $Re = 37500$  and a dimensionless wall distance  $y^+ = 40$  in the main swirler. Therefore, we use a classical log-law profile as wall model [18] in our simulations. Adiabatic walls condition is considered (no heat losses). The LES of the combustion are performed coupling finite-rate chemistry to a detailed chemical mechanism. The kinetic scheme DRM19 (21 species and 84 reactions) is used in our LES [19]. This reduced kinetic scheme, chosen to reduce the computational cost, have already been compared and validated in the range of the operating conditions of the T100 in a previous work [7] by comparing the results obtained using the well-known detailed kinetic scheme GRI3.0 [14].

A combustion model of artificially thickened flame is used to predict correctly the com-

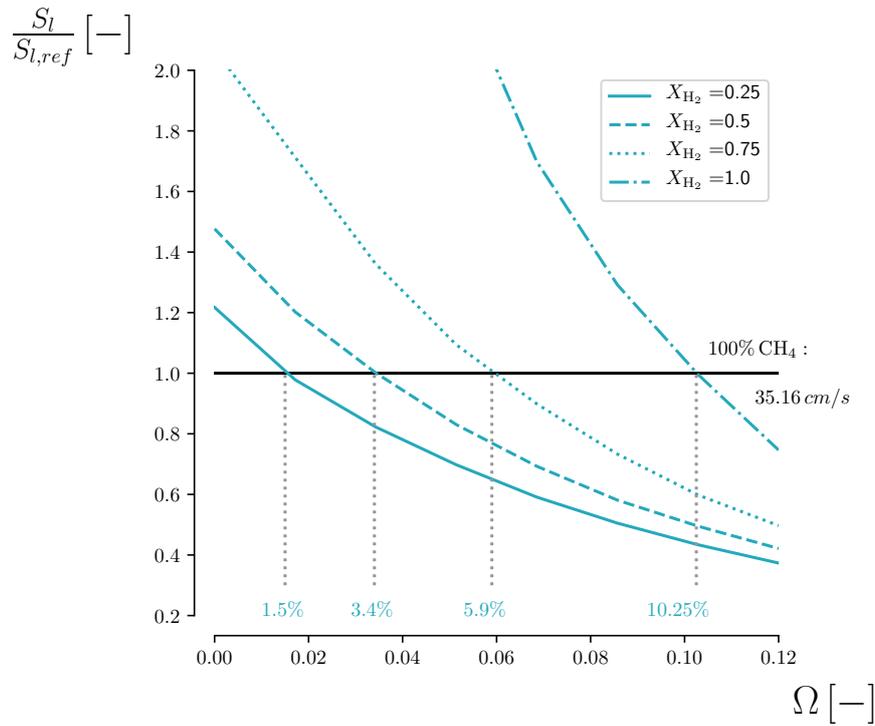


Figure 4: Predicted dimensionless laminar flame speed  $S_l^0/S_{l,ref}^0$  compared with the reference case for several  $H_2/CH_4$  blends (25/75, 50/50, 75/25 and 100/0) while the water-to-air ratio  $\Omega$  is increased. To reach the same level of velocity as the reference case, hydrogen combustion requires respectively a  $\Omega$  ratio of 1.5, 3.4, 5.9 and 10.25%.

bustion and to model the sub-grid scale turbulence/chemistry interaction on the LES grid. In our LES, the dynamic Thickened Flames model (TFLES) [20] is implemented by modifying the conservation equations with a thickening factor  $F$  and the efficiency function  $E$  of Charlette et al. [21] (considering a static formulation with  $\beta = 0.5$ ), to have the thermal flame thickness  $\delta_T = F \cdot \delta_L^0$  and flame speed  $S_T^0 = E \cdot S_L^0$  where  $S_T^0$  is the sub-grid scale turbulent flame speed [15]. In addition to this TFLES model, an Adaptive Mesh Refinement (AMR) algorithm is used for the LES simulation. By dynamically refining the mesh in the flame region, based on a combustion criterion using the flame sensor of the TFLES model, the mesh is optimized in terms of cell quantity and distribution. The AMR algorithm dynamically refines the mesh all along the flow simulation to lead to the LES mesh. For the validation and the full details of the AMR methodology, the reader is invited to read [22]. The automatically refined mesh obtained for the LES simulations (Figure 5 (a)) includes almost 53 million of tetrahedral cells where the cells size ranges from  $\Delta = 700 \mu\text{m}$  in the flame front region to  $\Delta = 3 \text{ mm}$  in the domain.

## 4.2. Flame stability

In this part, the LES results for the cases  $50\%volH_2/\Omega = 3.4\%$  &  $100\%volH_2/\Omega = 10.25\%$  of the instantaneous reaction rate  $\dot{\omega}_T$ , highlighted on the dynamically adapted mesh Figure 5 (a), and the temperature Figure 5 (b) color fields are analysed. First, we can clearly observe that the mesh adaptation follows perfectly the flame in the combustor during the simulation (Figure 5 (a)). Then the instantaneous color field of the reaction rate (Figure 5 (a)), highlighting the flame front, clearly shows that the flame front is not going back in the main swirlers for both cases. In addition, the instantaneous color field of the temperature (Figure 5 (b)) does not show either any temperature increase in the main injectors and swirlers. Therefore, we can conclude that the LES results does not show any flashback apparition for the predetermined condition

of dilution ( $\Omega = 3.4\%$  for a hydrogen containing fuel of  $50\%volH_2$ , and  $\Omega = 10.25\%$  for a hydrogen containing fuel of  $100\%volH_2$ ) obtained using a low cost 0D/1D calculations.

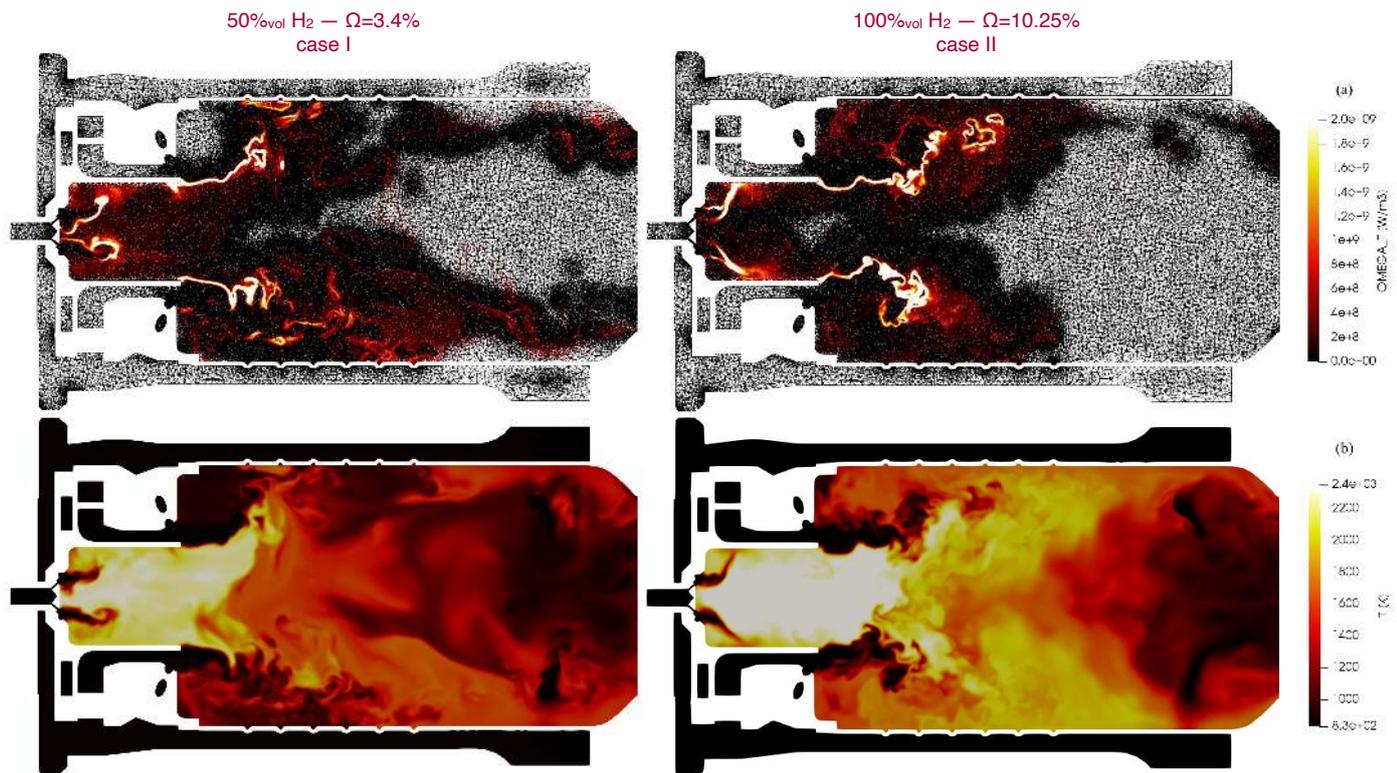


Figure 5: LES results for the cases  $50\%volH_2/\Omega = 3.4\%$  &  $100\%volH_2/\Omega = 10.25\%$  of the instantaneous reaction rate  $\dot{\omega}_T$  on the dynamically adapted mesh (a) and the temperature (b) color fields showing no flashback apparition near the main flame swirler for both cases.

## 5. Conclusion

Aiming at stabilizing hydrogen combustion in mGT without any redesign of the combustor, this work presented the feasibility of water dilution to reduce temperature and flame speed of hydrogen combustion in a typical mGT combustion chamber (Turbec T100) using 0D CRN/1D Flame approach for the predeterminations, and then using 3D LES simulations of the real combustor layout for the validation. The 1D laminar flame calculations results show that the combustion, at nominal operating conditions of the T100 (air mass flow rate of 800g/s, and a fuel consumption of 333kW, fuelled with different  $H_2/CH_4$  blends (25/75, 50/50, 75/25 and 100/0), can indeed reach the same level of flame speed as pure methane combustion by humidifying the combustion air (using a water-to-air ratio of 1.5, 3.4, 5.9 and 10.25% respectively). Finally, the 3D LES simulation results show stable combustion for the predetermined level of humidification when the combustor is fuelled by 50%vol and 100%vol of  $H_2$ . No increase of temperature or reaction rate levels are reached in the main injectors of the combustor, ensuring then no occurring flashback. Hence we can conclude that this dilution method allows to stabilize  $H_2$  combustion, and the 0D/1D approach provides accurate and low cost predetermination of the operating parameter to avoid flashback apparition.

## Acknowledgements

The investigations presented in this paper have been achieved thanks to the facilities of the Consortium des Equipements de Calcul Intensif (CECI) funded by the Fond de la Recherche

Scientifique de Belgique (FRS-FNRS) under convention 2.5020.11. The authors thank also G. Lartigue and V. Moureau for providing the code YALES2.

## References

- [1] S. Taamallah, K. Vogiatzaki, F. Alzahrani, E. Mokheimer, M. Habib, and A. Ghoniem, “Fuel flexibility, stability and emissions in premixed hydrogen-rich gas turbine combustion: Technology, fundamentals, and numerical simulations,” *Applied Energy*, vol. 154, pp. 1020 – 1047, 2015.
- [2] G. Gahleitner, “Hydrogen from renewable electricity: An international review of power-to-gas pilot plants for stationary applications,” *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 38, no. 5, pp. 2039 – 2061, 2013.
- [3] A. Cappelletti and F. Martelli, “Investigation of a pure hydrogen fueled gas turbine burner,” *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 42, no. 15, pp. 10 513 – 10 523, 2017. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360319917306122>
- [4] H.-J. Tomczak, G. Benelli, L. Carrai, and D. Cecchini, “Investigation of a gas turbine combustion system fired with mixtures of natural gas and hydrogen,” *IFRF Combustion Journal*, p. Article Number 200207, 2002.
- [5] J. Park, S. I. Keel, and J. H. Yun, “Addition effects of H<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O on flame structure and pollutant emissions in methane–air diffusion flame,” *Energy & Fuels*, vol. 21, no. 6, pp. 3216–3224, 11 2007.
- [6] S. Goke, M. Furi, G. Bourque, B. Bobusch, K. Gockeler, O. Kruger, S. Schimek, S. Terhaar, and C. O. Paschereit, “Influence of steam dilution on the combustion of natural gas and hydrogen in premixed and rich-quench-lean combustors,” *Fuel Processing Technology*, vol. 107, pp. 14 – 22, 2013.
- [7] A. Pappa, B. Bricteux, P. Bénard, and W. De Paepe, “Can water dilution avoid flashback on a hydrogen enriched micro gas turbine combustion? — a large eddy simulations study,” *J. Eng. Gas Turbines Power*, vol. 143(4), p. 041008, 2021.
- [8] Turbec, “T100 microturbine CHP system: Technical description version 4.0,” 2010-2011.
- [9] A. De Santis, D. B. Ingham, L. Ma, and M. Pourkashanian, “CFD analysis of exhaust gas recirculation in a micro gas turbine combustor for CO<sub>2</sub> capture,” *Fuel*, vol. 173, pp. 146–154, 2016.
- [10] T. Zornik, T. Monz, and M. Aigner, “Performance analysis of the micro gas turbine turbec T100 with a new flox-combustion system for low calorific fuels,” *Applied Energy*, vol. 159, pp. 276–284, 2015.
- [11] W. De Paepe, M. Montero Carrero, S. Bram, and F. Contino, “T100 micro gas turbine converted to full humid air operation: A thermodynamic performance analysis,” in *ASME Turbo Expo 2015: GT2015-43267*, 2015, p. V003T06A015.
- [12] M. Montero Carrero, W. De Paepe, J. Magnussen, A. Parente, S. Bram, and F. Contino, “Experimental characterisation of a humidified t100 micro gas turbine,” in *ASME Turbo Expo 2016: GT2016-57649*, 2016, p. V003T06A016.

- [13] D. Goodwin, “Cantera: object-oriented software for reacting flows,” *California Institute for Technology (Caltech)*, 2005.
- [14] G. Smith, D. Golden, M. Frenklach, N. Moriarty, B. Eitner, M. Goldenberg, C. Bowman, R. Hanson, S. Song, W. Gardiner Jr, and et al., “GRI3.0 mechanism,” in *Gas Research Institute*, 1999.
- [15] T. Poinso and D. Veynante, *Theoretical and Numerical Combustion*, 3rd ed. Cambridge University Press, 2001.
- [16] V. Moureau, P. Domingo, and L. Vervisch, “Design of a massively parallel CFD code for complex geometries,” *Comptes Rendus Mecanique*, vol. 339 (2-3), pp. 141–148, 2011.
- [17] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. Cabot, “A dynamic subgrid scale eddy viscosity model,” *Physics of Fluids*, vol. 3 (7), pp. 1760–1765, 1991.
- [18] S. B. Pope, *Turbulent Flows*, 3rd ed. Cambridge University Press, 2000.
- [19] A. Kazakov and M. Frenklach, “DRM19 mechanism.”
- [20] O. Colin, F. Ducros, D. Veynante, and T. Poinso, “A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion,” *Physics of Fluids*, vol. 12 (7), pp. 1843–1863, 2000.
- [21] F. Charlette, C. Meneveau, and D. Veynante, “A power-law flame wrinkling model for les of premixed turbulent combustion part ii: dynamic formulation,” *Combustion and Flame*, vol. 131, no. 1, pp. 181 – 197, 2002.
- [22] M. B. Lartigue G and Mercier R., “Dynamic adaptation of tetrahedral-based meshes for the simulation of turbulent premixed flames,” in *17th International Conference on Numerical Combustion*, Aachen, Germany, May 2019.

# Modélisation et analyse paramétrique d'une machine Stirling frigorifique

Florian TARBY<sup>1</sup>, Sylvie BEGOT<sup>1\*</sup>, François LANZETTA<sup>1</sup>, Steve DJETEL-GOTHE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire FEMTO-ST, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS  
2 avenue Jean Moulin – 90000 Belfort.

\*(auteur correspondant : [sylvie.begot@univ-fcomte.fr](mailto:sylvie.begot@univ-fcomte.fr))

**Résumé** - De nos jours la production de froid à température modérée est largement dominée par les machines à compression de vapeur utilisant des fluides de travail impactant le réchauffement climatique. Les machines Stirling, déjà utilisées en cryogénie, pourraient être une alternative pour cette application dans le domaine frigorifique. Nous proposons dans ce travail un modèle monodimensionnel d'une machine Stirling frigorifique à l'aide du logiciel SAGE. Ce modèle a été validé grâce aux résultats expérimentaux obtenus à l'aide d'un prototype d'une machine de type Béta, de puissance frigorifique de l'ordre de 450 W à 5°C. Une étude paramétrique a permis d'obtenir les principaux paramètres influents et de proposer une conception améliorée du prototype.

## Nomenclature

$f$	fréquence, Hz	$\psi$	porosité
$L$	longueur, m	<i>Indices et exposants</i>	
$P$	pression, bar	$e$	détente
$Q$	chaleur échangée, J	$C$	chaud
$\dot{Q}$	puissance thermique, W	<i>comp</i>	compression
$S$	surface d'échange, m <sup>2</sup>	<i>exp</i>	expérimental
$T$	température, °C	$F$	froid
$W$	travail, J	<i>init</i>	initial
$\dot{W}$	puissance mécanique, W	<i>opt</i>	optimisé
<i>Symboles grecs</i>		$R$	régénérateur
$\eta$	efficacité thermodynamique	<i>sim</i>	simulé

## 1. Introduction

De nos jours la production de froid à température modérée est largement dominée par les machines à compression de vapeur utilisant des fluides de travail qui contribuent au réchauffement climatique. Ces émissions de fluides frigorigènes impactent l'Analyse de Cycle de Vie (ACV) des équipements et des bâtiments et sont donc pris en compte dans la nouvelle réglementation Environnementale RE2020. Les machines Stirling, déjà utilisées en cryogénie, pourraient être une alternative pour cette application dans le domaine frigorifique en raison de leurs meilleures performances en ACV, sous réserve que leur consommation énergétique ne contrebalance pas les gains obtenus en ACV. Le fonctionnement des machines Stirling en machine frigorifique a été réalisé dès 1862 par A. Kirk [1]. Par la suite, de nombreuses améliorations ont été apportées par la société Philips dans les années 1950 [2]. En cryogénie, les refroidisseurs Stirling ont fait l'objet de nombreux travaux [3]. En revanche, le domaine de la réfrigération à température modérée est encore peu exploré. En ce qui concerne la modélisation de machines Stirling, plusieurs types de modèles existent, depuis les modèles analytiques 0D jusqu'aux modèles CFD [4]. Le logiciel SAGE développé par D. Gedeon [5] est un logiciel 1D permettant la modélisation thermodynamique en régime périodique établi des machines Stirling. Plusieurs auteurs ont utilisé cette approche : B. Hoegel a étudié un moteur

de type Alpha en 2014 [6], Q. Salqu bre a travaillé sur le développement d'un modèle de prédimensionnement d'un ensemble alternateur – machine Stirling à pistons libres en 2019 [7], Cai *et al.* ont étudié un cryocooler de forte puissance en 2014 [8]. Nous proposons dans ce travail un modèle 1D d'une machine Stirling destinée à de la réfrigération à température modérée à l'aide du logiciel SAGE. Ce choix a été effectué car le modèle 1D permet à la fois une représentation des grandeurs géométriques de la machine et la possibilité d'explorer différents dimensionnements dans une approche de conception. L'objectif est d'augmenter les performances de la machine. La première partie de l'article présente la machine Stirling et détaille le modèle utilisé. Le prototype et l'expérimentation sont présentés dans la deuxième partie. La troisième partie est consacrée à la validation expérimentale du modèle, à une étude paramétrique, ainsi qu'à la proposition d'une machine aux performances améliorées.

## 2. Modélisation

En mode récepteur, le cycle théorique de Stirling comprend 4 transformations thermodynamiques (Figure 1) :

- 1→2 compression isotherme où le maintien en température est assuré par l'échangeur chaud,
- 2→3 un refroidissement isochore où le gaz transmet de la chaleur au régénérateur,
- 3→4 une détente isotherme où le maintien en température est assuré par l'échangeur froid,
- 4→1 un chauffage isochore où la chaleur stockée dans le régénérateur est transmise au gaz de travail.

En mode récepteur, la machine est entraînée grâce au travail  $W$ , elle absorbe de la chaleur  $Q_F$    la détente et rejette de la chaleur  $Q_C$    la compression (Figure 2). Le COefficient de Performance (COP) atteint théorique est celui de Carnot :

$$COP_{Carnot} = \frac{T_F}{T_C - T_F} \quad (1)$$

La configuration de la machine est une configuration en monocylindre de type B ta. Elle comprend, un volume de compression, un volume de détente, deux échangeurs chaud et froid et un régénérateur. La compression et la détente sont effectuées par le piston de travail, le déplacement du fluide entre les zones de compression et de détente par le déplaceur (Figure 3).

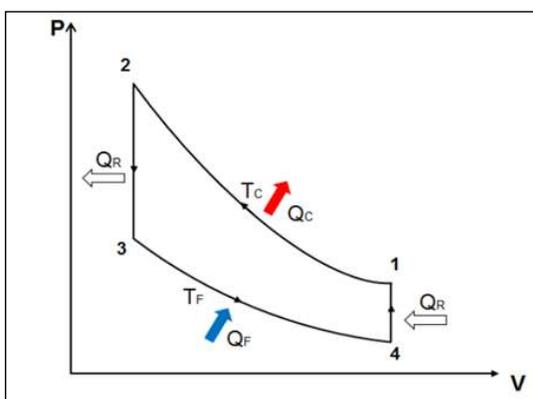


Figure 1 : Cycle théorique de Stirling

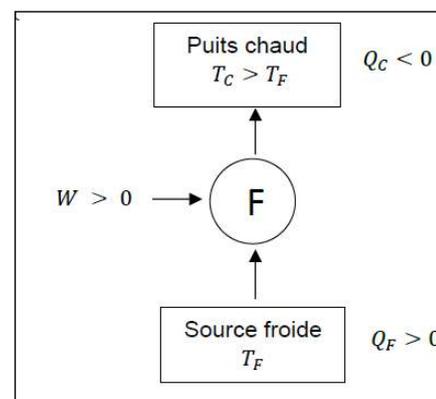


Figure 2 : Fonctionnement en mode frigorifique

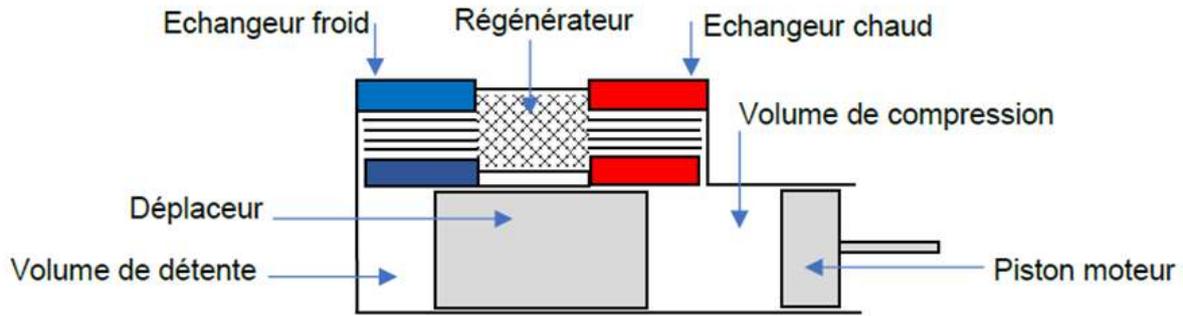


Figure 3 : Configuration Béta de la machine Stirling

Le COP réel de la machine est défini par le rapport entre la puissance absorbée côté froid et la puissance mécanique nécessaire :

$$COP = \frac{\dot{Q}_F}{\dot{W}} \quad (2)$$

On peut en déduire une efficacité thermodynamique  $\eta$  :

$$\eta = \frac{COP}{COP_{Carnot}} \quad (3)$$

Le schéma bloc de la simulation est présenté sur la Figure 4. On y retrouve les différents éléments constitutifs de la machine. Dans chaque élément de volume, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont résolues. Le gaz est supposé suivre la loi des gaz parfaits. Des corrélations usuelles sont incluses par défaut dans le logiciel pour la détermination des pertes de charge et coefficient d'échange convectif dans les échangeurs. Les pertes par conduction peuvent être représentées entre des sources et puits à température différentes. Les mouvements du piston et déplaceur sont déterminés par les paramètres géométriques du système bielle-manivelle. Afin de caler le modèle, des paramètres multiplicatifs sont ajustables par l'utilisateur en ce qui concerne les coefficients de pertes de charges, les coefficients d'échange et les pertes par conduction.

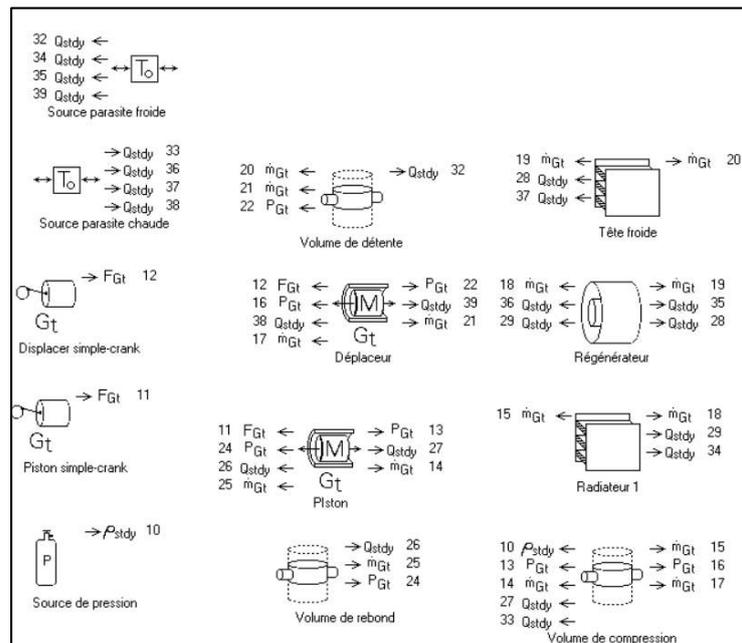


Figure 4 : Schéma bloc de la simulation

### 3. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est constitué par une machine prototype (Figure 5) de caractéristiques définies dans le Tableau 1 et de son banc d'essais [9]. Un collier électrique chauffant isolé est appliqué sur l'échangeur froid de la machine. A l'équilibre, sa puissance électrique mesurée est considérée comme la puissance froide produite par la machine  $\dot{Q}_F$ . Les températures sont mesurées par des thermocouples dans les volumes de détente et de compression, les pertes de charge sont mesurées par l'intermédiaire de capteurs de pression entre chaque extrémité d'échangeurs et dans les volumes de compression et de détente, un capteur de couple mécanique et de vitesse sur l'arbre d'entraînement permet de déterminer la puissance mécanique de l'entraînement  $\dot{W}$  [9].

Caractéristiques	Symbole	Valeurs
Puissance froide produite à 0°C	$\dot{Q}_F$	450 W
Température froide	$T_F$	-62°C à 5°C
Température puits chaud	$T_C$	10°C
Gaz de travail		Azote
Pression moyenne	$P$	15-20 bar
Fréquence de rotation	$f$	5-13 Hz

Tableau 1 : *Caractéristiques du prototype de machine Stirling frigorifique*



Figure 5 : *Prototype*

## 4. Résultats et analyse paramétrique

### 4.1. Validation expérimentale du modèle développé

Les températures des volumes de compression et de détente relevées expérimentalement et calculées en simulation en fonction des puissances froides produites sont présentées sur la Figure 6 pour une fréquence de rotation de 12 Hz et une pression de moyenne de 16 bar. Les COP et les efficacités expérimentales et simulées sont présentés sur la Figure 7. Pour caler les paramètres du modèle, les valeurs des coefficients de pertes de charge, des coefficients d'échange et des transferts thermiques par conduction directe ont été ajustés par une méthode d'optimisation afin de minimiser l'écart entre les pertes de charge, les températures et puissances produites simulées et expérimentales. Nous constatons une bonne concordance entre les températures et puissances froides produites avec cette méthode. En revanche, les COP et par conséquent les efficacités thermodynamiques révèlent un écart plus important. Cet écart s'explique par l'absence de prise en compte des pertes mécaniques dans le logiciel.

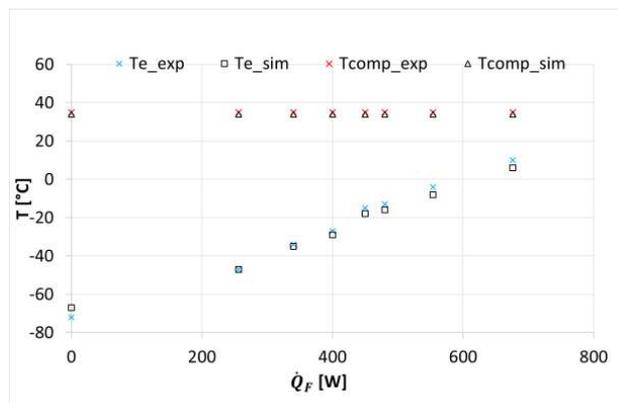


Figure 6 : Températures expérimentales et simulées pour différentes puissances produites

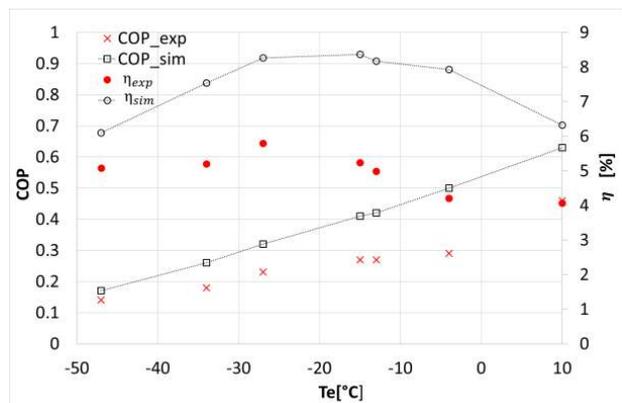


Figure 7 : COP et efficacités expérimentaux et simulés

Si nous analysons le jeu de paramètres nécessaires au calage du modèle, nous remarquons que les corrélations par défaut du logiciel sous-estiment les pertes de charges réelles mesurées dans les échangeurs chaud et froid (Tableau 2). Dans le régénérateur, les pertes de charge et surtout les échanges thermiques sont nettement surestimés. Ceci s'explique par l'utilisation de corrélations génériques d'échangeurs par le logiciel. Les pertes par conduction directe sont également ajustées et atteignent 20 W en moyenne. En conclusion, le modèle proposé avec le calage correspondant aux échangeurs réels est adapté à la représentation thermodynamique de la machine. Nous l'utiliserons donc dans les paragraphes suivants pour faire une étude paramétrique et proposer une conception optimisée.

	Coefficient multiplicateur	
	Pertes de charge	Echange thermique
Echangeur froid	4	1
Régénérateur	0,7	0,27
Echangeur Chaud	1,5	0,55

Tableau 2 : Coefficients multiplicateurs appliqués aux corrélations par défaut du modèle

## 4.2. Analyse paramétrique

Dans cette partie, nous allons effectuer une analyse paramétrique de différents paramètres opérationnels puis géométriques de la machine afin d'en déduire des configurations améliorées.

### 4.2.1. Variation des paramètres opérationnels : pression, fréquence, gaz de travail

L'évolution des performances avec la pression est représentée sur la Figure 8 où la ligne pointillée représente le point de fonctionnement validé expérimentalement à 480 W, 12 Hz et 16 bar. Comme attendu, une augmentation de la pression augmente nettement la puissance, en revanche le COP reste relativement stable autour de 0,5 entre 20 et 30 bar. L'évolution des performances avec la fréquence est tracée en Figure 9 où la ligne pointillée représente le point de fonctionnement validé expérimentalement à 480 W, 12 Hz et 16 bar. Nous constatons qu'une fréquence plus faible pour une machine fonctionnant à l'azote a un impact positif sur le COP qui passe de 0,42 à 12 Hz à 0,7 à 4 Hz. La puissance produite augmente logiquement avec la fréquence de rotation. La puissance froide produite et le COP pour différents gaz de travail (azote, hélium, hydrogène) sont présentés sur les Figure 10 et Figure 11 à différentes fréquences.

Alors que pour une machine fonctionnant à l'azote le COP optimum se situe à 4 Hz, les machines fonctionnant avec de l'hélium ou de l'hydrogène ont des performances nettement plus élevées (+86 % pour le COP à 12 Hz) pour des fréquences supérieures à 6 Hz. Cela est dû aux propriétés thermophysiques différentes de ces gaz.

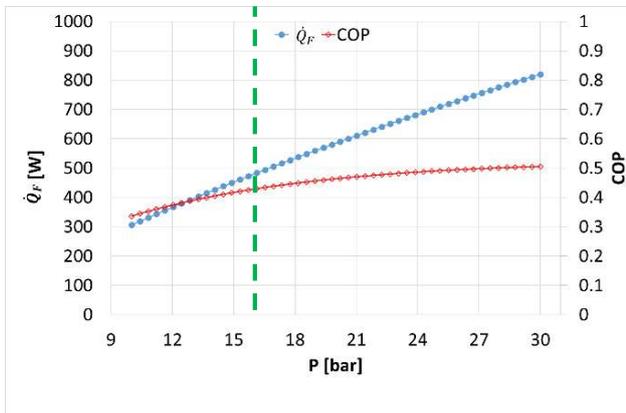


Figure 8 : Puissance froide et COP simulés pour différentes pressions

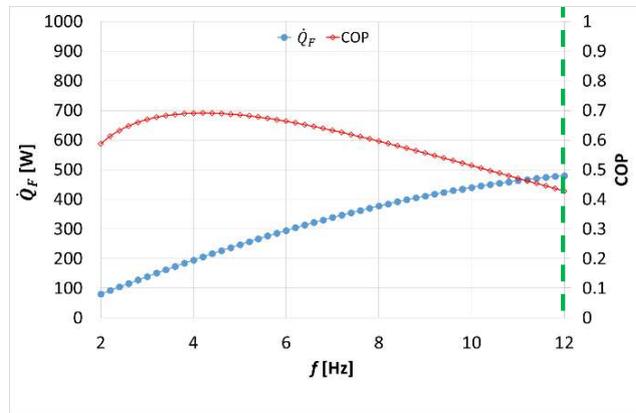


Figure 9 : Puissance froide et COP simulés pour différentes fréquences

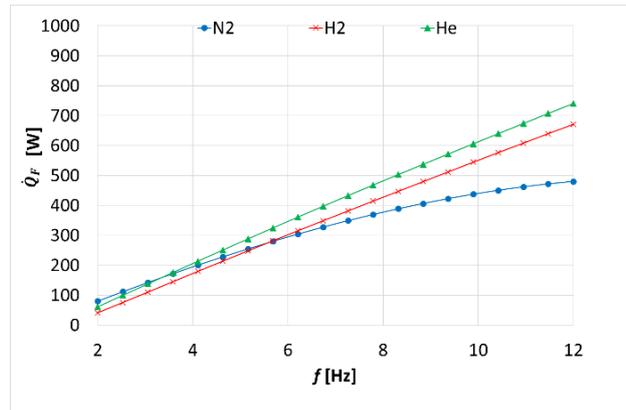


Figure 10 : Puissance froide simulée pour différents gaz de travail

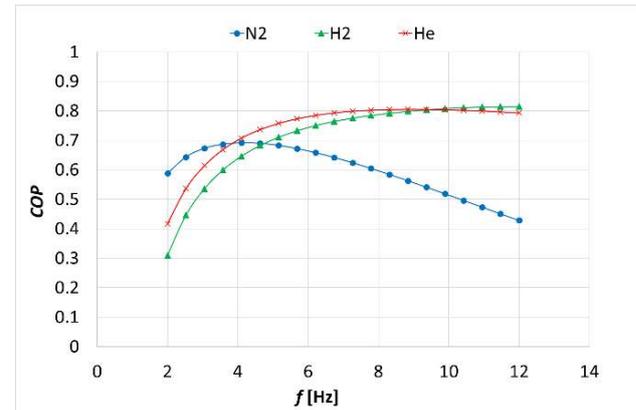


Figure 11 : COP simulé pour différents gaz de travail

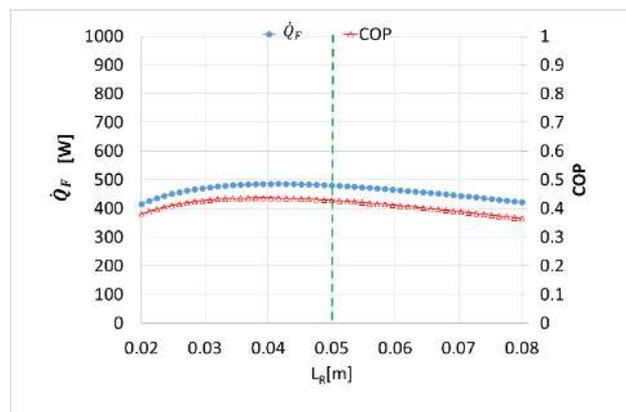


Figure 12 : Puissance froide et COP simulés pour différentes longueurs de régénérateur

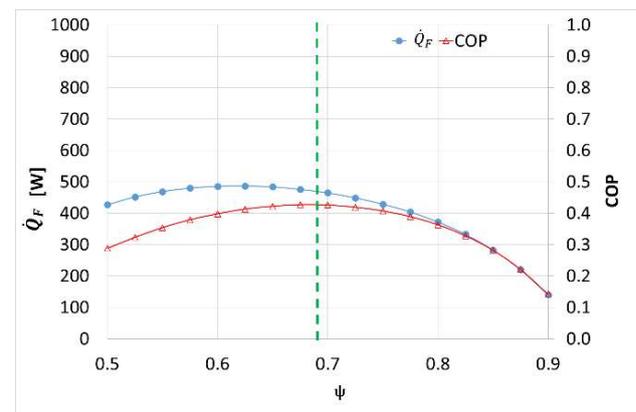


Figure 13 : Puissance froide et COP simulés pour différentes porosités de régénérateur

#### 4.2.2. Variation de paramètres géométriques : porosité et longueur du régénérateur

Le régénérateur étant un élément clé des performances de la machine, nous avons étudié l'influence de sa longueur et de sa porosité sur les performances. La Figure 12 présente le COP et la puissance produite en fonction de la longueur  $L_R$  du régénérateur. La ligne pointillée représente le point de fonctionnement validé expérimentalement à 480 W, 12 Hz et 16 bar pour la longueur de régénérateur du prototype de 50 mm. Nous observons que cette longueur à 50 mm n'est pas optimale. Pour une longueur de 40 mm, nous obtenons par simulation une puissance froide plus élevée de 10% à 485 W au lieu de 480 et un COP plus élevé à 0,44 au lieu de 0,43. La Figure 13 présente le COP et la puissance produite en fonction de la porosité  $\psi$  du régénérateur. La ligne pointillée représente le régénérateur du prototype de porosité 0,67. Nous constatons que cette valeur est bien adaptée à la maximisation du COP.

#### 4.3. Optimisation numérique de la machine à l'aide du modèle développé

A l'aide du modèle développé, nous avons réalisé une optimisation numérique de la machine en utilisant comme critère la maximisation du COP. Les paramètres ajustables choisis sont la course du piston, la porosité du régénérateur et sa longueur, et la longueur des canaux des échangeurs chaud et froid. Compte-tenu de l'analyse précédente une pression de 22 bars a été retenue. Avec le jeu de paramètres géométriques présentés sur le Tableau 3, nous observons une amélioration très nette du COP (+43%) qui passe de 0,7 à 1 pour 4 Hz (Figure 14). La puissance froide produite est aussi en augmentation avec une hausse de 100% à 4 Hz et une valeur de 945 W à 12 Hz pour un COP de 0,67. Si on analyse les nouveaux paramètres géométriques, nous relevons que les différences les plus importantes concernent l'augmentation de la longueur des canaux de l'échangeur chaud. Cela conduit à augmenter fortement l'échange à ce niveau. Côté froid, la longueur des canaux est réduite, ce qui conduit à baisser les pertes de charge. Enfin, la longueur du régénérateur est en baisse, conduisant également à la baisse des pertes de charge.

	<i>Initial</i>	<i>Optimisé</i>	<i>Variation relative</i>
<i>Course du piston [mm]</i>	40	43	+7,5
<i>Porosité [%]</i>	68	66	-2,9%
<i>Longueur du régénérateur [mm]</i>	50	39	-22%
<i>Longueur des canaux de la tête froide [mm]</i>	100	41	-59%
<i>Longueur des canaux de l'échangeur chaud [mm]</i>	50	87	+74%

Tableau 3 : Paramètres géométriques simulés optimisés pour maximiser le COP

## 5. Conclusion

Nous avons proposé dans ce travail un modèle monodimensionnel en régime périodique établi d'une machine Stirling frigorifique à température modérée à l'aide du logiciel SAGE. Ce modèle a été validé grâce aux résultats expérimentaux obtenus à l'aide d'un prototype d'une machine de type Beta, de puissance frigorifique de l'ordre de 450 W à 5°C. Une étude paramétrique a permis de montrer que pour une machine fonctionnant à l'azote de faibles fréquences sont favorables au COP, et que pour des températures modérées, un régénérateur court était favorable au compromis efficacité -pertes de charge. Une simulation de machine optimisée a montré un COP de 1 à 4 Hz et avec de l'azote comme gaz de travail.

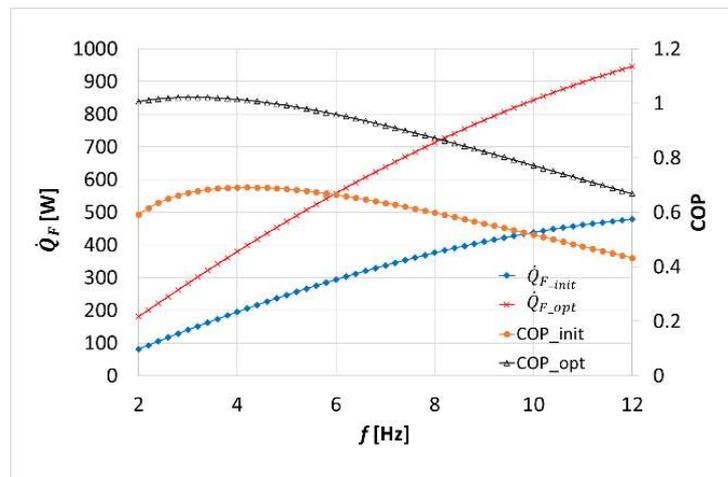


Figure 14 : Puissance froide et COP simulés pour les géométries initiale et optimisée

## Références

- [1] A. C. Kirk, “On the mechanical production of cold.(includes plates and appendix).” in Minutes of the Proceedings of the Institution of Civil Engineers, vol. 37, no. 1874. Thomas Telford-ICE Virtual Library, 1874, pp. 244–282.
- [2] J. Köhler and C. Jonkers, “Fundamentals of the gas refrigeration machine,” Philips Tech. Rev, vol. 16, no. 3, pp. 69–78, 1954.
- [3] M. Z. Getie, F. Lanzetta, S. Bégot, B. T. Admassu, and A. A. Hassen, “Reversed regenerative Stirling cycle machine for refrigeration application: a review,” *International Journal of Refrigeration*, vol. 118, pp. 173–187, 2020. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0140700720302619>.
- [4] H. Hachem, R. Gheith, F. Aloui, and S. B. Nasrallah, “Technological challenges and optimization efforts of the Stirling machine: A review,” *Energy Conversion and Management*, vol. 171, pp. 1365 – 1387, 2018. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0196890418306514>.
- [5] D. Gedeon, “Sage user’s guide v12 edition - <http://sageofathens.com/> Accessed Jan 2022”.
- [6] B. Hoegel, Thermodynamics-based design of Stirling engines for low-temperature heat sources, Thèse de doctorat de l’Université de Canterbury, 2014.
- [7] Q. Salquebre, Développement d’un modèle de prédimensionnement d’un ensemble alternateur – machine Stirling à pistons libres, Thèse de doctorat de l’Université Grenoble-Alpes, 2019.
- [8] Y. C. Cai, Y. Xu, D. M. Sun, Q. Shen, Z. Z. Cheng, X. Zhao, and J. Zhang, “Numerical simulation of a high power Stirling cryocooler,” in *Cryocoolers 18*, 2014.
- [9] S. Djetel-Gothe, S. Bégot, F. Lanzetta, and E. Gavignet, “Design, manufacturing and testing of a Beta Stirling machine for refrigeration applications,” *International Journal of Refrigeration*, vol. 115, pp. 96 – 106, 2020.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l’EIPHI Graduate School (contrat ANR-17-EURE-0002) et à la Région Bourgogne-Franche-Comté.

# Analyse des performances de combustion de Gaz de Synthèse non-conventionnels dans le cycle d'une microturbine caractérisée Gaz Naturel

Jeremy BOMPAS, Ward DE PAEPE

Université de Mons (UMONS)

Service de Thermique et Combustion, Département Mécanique, Faculté Polytechnique de Mons

Place du Parc 20, 7000 Mons, Belgium

\*(auteur correspondant : jeremy.bompas@umons.ac.be)

**Résumé** - L'objectif de ce travail est d'identifier le comportement de Gaz de Synthèse dans une chambre de combustion industrielle, spécifiquement conçue pour le Gaz Naturel. Dans ce travail, l'analyse des résultats de simulations numériques d'une chambre de combustion dont l'alimentation au Gaz Naturel est progressivement remplacée par du Gaz de Synthèse, est présentée. Les résultats montrent que l'utilisation de Gaz de Synthèse permet d'abaisser la température moyenne dans la zone de combustion et de significativement diminuer les émissions de NO<sub>x</sub>. Il a été constaté qu'une importante fraction de vapeur d'eau dans le combustible de synthèse n'affecte pas la stabilité de la flamme.

## Nomenclature

*PCI* Pouvoir Calorifique Inférieur

*m* Débit massique, g/s

*ODE* Ordinary Differential Equations

*RANS* Reynolds Averaged Navier-Stokes

*TDAC* Tabulation of Dynamic Adaptive Chemistry

## 1. Introduction

La disponibilité limitée des combustibles fossiles conventionnels tel le Gaz Naturel a renforcé l'intérêt de la diversification des sources d'énergie afin d'assurer des ressources durables suffisantes à la demande combinée en chaleur et en électricité (cogénération). Les ressources renouvelables non-conventionnelles que sont les biogaz, les syngaz et les biocarburants sont de bons postulants à ces objectifs de diversification énergétique. Ces combustibles alternatifs se prêtent particulièrement à un contexte de production décentralisée telle que l'utilisation de micro turbines à gaz dans une application de cogénération de faible puissance. De plus, ils présentent l'avantage majeur de réduire les émissions de CO<sub>2</sub> afin d'atteindre les objectifs climatiques à l'horizon 2050. Cependant, dus à leurs propriétés spécifiques tels leur pouvoir calorifique inférieur, leur composition variable ainsi que leur fraction de vapeur d'eau importante quand ils ne sont pas correctement post-traités [1, 2], une meilleure caractérisation des sources d'énergies renouvelables non-conventionnelles est requise.

L'utilisation de combustibles à bas pouvoir calorifique inférieur (PCI) requiert habituellement une modification de géométrie des injecteurs ainsi que des amenées d'air [3], afin de compenser les variations importantes de débits et de vitesses de réaction desdits combustibles. De plus, plusieurs études relevées dans la littérature présentent des simplifications de géométrie de la chambre de combustion afin de faciliter la génération du maillage ou diminuer le coût calcul [4]. Malgré la disponibilité de nombreuses recherches [5, 6], plusieurs aspects fondamentaux de la combustion de gaz de synthèse en chambre de microturbines à Gaz, tels la stabilité de la flamme, le contrôle des émissions, l'influence de la distribution de combustible entre flamme pilote et flamme principale, restent indéterminés et requièrent des investigations supplémentaires.

L'objectif de ce travail est donc d'identifier le comportement de plusieurs syngaz dans une chambre de combustion industrielle sans simplifications géométriques, originellement conçue pour le gaz naturel [7]. Dans ce travail, l'analyse des résultats de simulations numériques d'une chambre de combustion alimentée au syngaz est présentée. Les performances de la chambre de combustion est analysée pour différentes compositions de syngaz avec injection progressive de vapeur d'eau dans le but de déterminer la teneur maximale admissible en vapeur et limiter le post-traitement dans la production des gaz synthétiques. L'allumage et la stabilité de flamme ont été particulièrement étudiés avec une variété de gaz entre la flamme pilote et la flamme principale. Les résultats montrent le champ de température, les prédictions précises des espèces chimiques des réactions intermédiaires et des  $\text{NO}_x$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$  dans les fumées, qui sont de même nature que les précédentes observations. Plus spécifiquement, il a été trouvé que les  $\text{NO}_x$  sont particulièrement sensibles aux modifications de combustible à la flamme pilote et à la flamme principale. Ces résultats obtenus pourront servir de références pour la caractérisation future de Gaz de Synthèse bruts dans une large gamme de conditions d'utilisation, ce qui permettra d'exploiter entièrement leur potentiel dans des applications de cogénération de faible puissance.

## 2. Chambre de Combustion Turbec T100

Dans cette section, la géométrie et le cycle de fonctionnement de la chambre de combustion (microturbine Turbec T100) seront présentés. Ensuite, les modèles numériques utilisés (chimiques et thermophysiques) seront décrits. Enfin, la stratégie d'évaluation de l'impact de l'utilisation de Gaz de Synthèse sur la stabilité de flamme et sur les émissions, sera détaillée.

### 2.1. Géométrie

La Turbec T100 est une unité de micro turbine à gaz classique, utilisée pour des applications de cogénération. La puissance électrique nominale est de  $100 \text{ kW}_e$  alors que sa puissance thermique nominale est de  $165 \text{ kW}_{th}$ , respectivement avec un rendement électrique de 30% et un rendement thermique de 50% [8]. La T100 fonctionne selon le cycle de Brayton à récupération et exploite un système de compresseur et turbine centrifuges à vitesse de rotation variable. L'air comprimé est préchauffé par les gaz d'échappement avant son entrée dans la chambre de combustion, ce qui améliore le rendement électrique. Dans cette chambre de combustion, du Gaz Naturel est brûlé afin d'augmenter la température des gaz à la température maximale d'entrée de la turbine de  $950^\circ\text{C}$ . Les gaz chauds sont ensuite détendus afin de fournir la puissance mécanique nécessaire à la turbine et produire la puissance électrique au générateur.

A l'intérieur de la chambre de combustion (voir Figure 1), le combustible est injecté par l'intermédiaire de deux circuits différents : La conduite pilote constituée de 6 injecteurs et la conduite principale composée d'une chambre toroïdale aboutissant à 15 injecteurs. L'air préchauffé dans le récupérateur entrant dans la chambre de combustion à contrecourant de la flamme est divisé en différentes sections : Les "swirlers 1" (12 trous d'injection) fournissent l'air à la flamme pilote (approximativement 2.5%) tandis que les "swirlers 2" (15 ailettes radiales) et "swirlers 2'" (30 trous d'injection) fournissent l'air à la flamme principale (respectivement 24.9% et 12.5%). Enfin, la fraction d'air restante (60.1%) pénètre les neuf trous de dilution pour y réduire la température des gaz d'échappement à la température de  $950^\circ\text{C}$ .

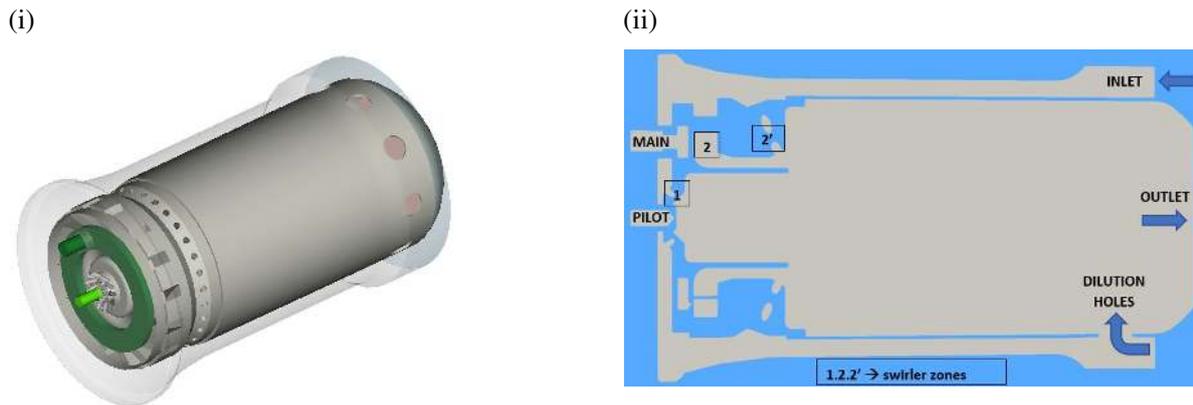


Figure 1 : Vue 3D (i) et coupe schématique de la chambre de combustion T100 (ii), mettant en évidence l'arrivée d'air à contrecourant à l'extérieur de la chambre ainsi que les injecteurs de la flamme pilote (1) et de la flamme principale (2), et les trous de dilution.

Tableau 1 : Dimensions et répartition des débits d'air dans la chambre de combustion Turbec T100.

	#	Dimension	Distribution
Trous de dilution	9	$D = 20(mm)$	60.1%
Swirler 1	12	$D = 3.5(mm)$	2.5%
Swirler 2	1	$D_e = 34(mm)$ $D_i = 28(mm)$	24.9%
Swirler 2'	30	$D = 5(mm)$	12.5%

## 2.2. Maillage

Le maillage est généré sur l'entiereté du domaine fluide de la chambre de combustion, sans simplifications géométriques et en intégrant le conduit d'air à contrecourant. Dû à la géométrie complexe du T100, un maillage 3D complet à mailles tétraédriques a été adopté. Un raffinement spécifique a été réalisé sur les formes complexes des "swirlers" et la zone de combustion pilote. Une discrétisation plus fine a également été effectuée sur les petits éléments des injecteurs pilotes et principaux. Une étude de sensibilité de maillage préliminaire a été conduite afin de déterminer la taille de maillage optimum. L'étude indique qu'un maillage constitué de 4.3 millions de cellules est suffisamment raffiné pour donner des résultats précis [9]. De plus, des maillages de taille similaire ont été utilisés par d'autres chercheurs, dans le cadre de simulations de type RANS sur cette même chambre de combustion.

## 2.3. Configuration des modèles numériques

Dans ce travail, une simulation tridimensionnelle instationnaire a été réalisée, combinant une méthode des volumes finis et un algorithme "PIMPLE" (Pressure Implicit Splitting Operators + Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations). Les écoulements fluides avec réactions chimiques ont été simulés sur le solveur reactingFoam de *OpenFOAM*[10].

Le modèle de turbulence est basé sur l'approche de Moyenne de Reynolds des équations de Navier-Stokes (RANS). Un facteur primordial affectant le choix du modèle de turbulence d'écoulements complexes est le coût de calcul. Le modèle doit modéliser le plus fidèlement possible la physique de l'écoulement tout en étant abordable numériquement. Pour cela, l'utili-

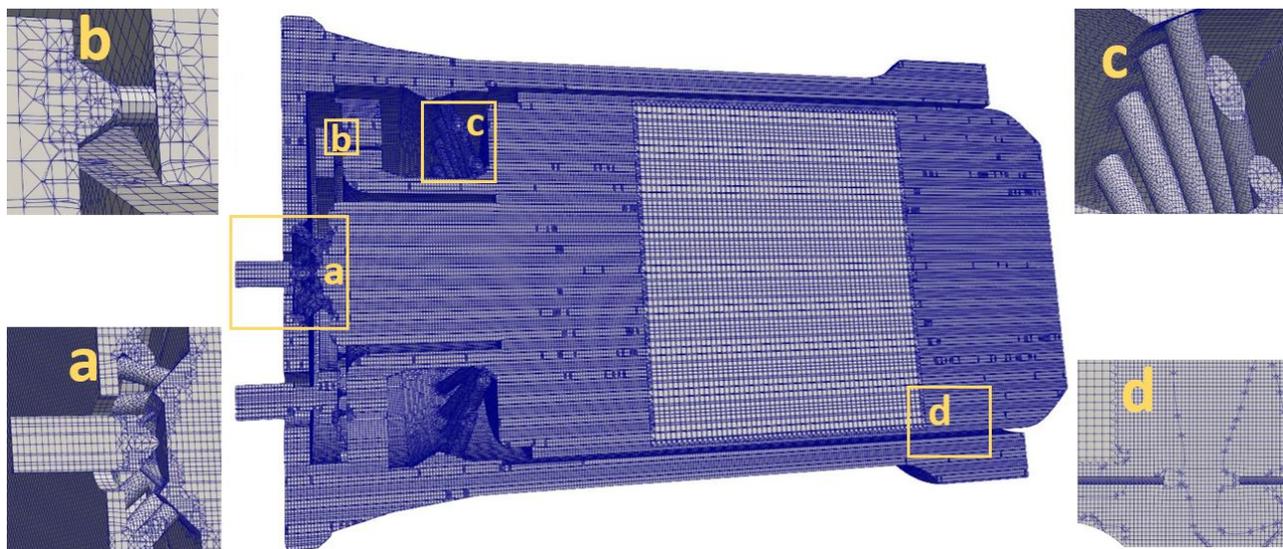


Figure 2 : Coupe de la chambre de combustion T100, présentant le maillage 3D de 4.3 millions de cellules, incluant les raffinements au pilote (a) et dans la première zone de flamme principale, ainsi que les injecteurs principaux (b), les "swirls" d'air (c) et les trous de dilution (d).

sation du modèle  $k-\epsilon$  est considérée dans ce papier pour sa robustesse à un coût calcul raisonnable.

Le T100 exploite une technologie à prémélange pauvre pour contrôler la température de flamme et assurer la réduction des émissions de  $\text{NO}_x$  dans la gamme de 6 à 15 ppmv rapportée par le constructeur [8]. Comme le point de fonctionnement est proche de la limite d'inflammabilité, une flamme de diffusion pilote assure la stabilité de la combustion et prévient du phénomène de soufflage. Le régime de combustion présente à la fois des caractéristiques de flammes de diffusion (pilote) et de prémélange (principale). Par conséquent, le modèle "Eddy Dissipation Concept" (EDC) semble le plus fiable étant donné la présence des 2 régimes de combustion (diffusion et prémélange) dans la chambre de combustion du T100 [11].

La réactivité du CO et de OH a un impact dominant sur la chimie de la combustion au niveau de la génération et de la consommation de radicaux. Un mécanisme chimique détaillé doit être implémenté pour en tenir compte. Dans le présent travail, toutes les simulations ont été effectuées en utilisant le mécanisme chimique GRI3.0 MECH [12] qui modélise la cinétique de combustion d'hydrocarbures en examinant la sensibilité de 325 réactions chimiques afin de mieux prédire l'occurrence de 53 espèces chimiques. Ce mécanisme détaillé est particulièrement intéressant dans la détection des  $\text{NO}_x$  et des CO, permettant une analyse avancée sur le processus de combustion. Cependant, la résolution de systèmes d'équations différentielles ordinaires (ODE) pour les équations de cinétique chimique dépassent habituellement les ressources informatiques. Des techniques de réduction doivent être employées afin d'éviter ce coût calcul. Le nombre d'espèces chimiques peut être dynamiquement réduit en sélectionnant les espèces actives dominantes. Parallèlement, le résultat de solutions précédentes sont tabulées et interpolées pour les cellules présentant des conditions similaires. L'algorithme de tabulation adaptative de la dynamique chimique (TDAC) utilisé dans notre travail, combine ces deux techniques de réduction [13].

Tableau 2 : Conditions aux limites et conditions initiales des cas simulés —  $P_{th} = 330$  (kW)  
 Entrée d’Air :  $\dot{m} = 690$  (g/s) —  $T = 865$  (K)

		Case a	Case b	Case c	Case d
Flamme Pilote	Combustible	$CH_4$		Syngas	
	$\dot{m}$	0.8 (g/s)		2.8 (g/s)	
	T	288 (K)			
Flamme Principale	Combustible	$CH_4$	Syngas	Syngas	Syngas +20% $H_2O$
	$\dot{m}$	5.7 (g/s)	28 (g/s)	28 (g/s)	31 (g/s)
	T	288 (K)			

## 2.4. Configuration des simulations

Afin de caractériser l’écoulement dans la chambre de combustion, une première simulation numérique a été réalisée sur la géométrie du T100 (voir Table 2, Cas a), en injectant le méthane pur pour une puissance thermique totale de 330 kW. La distribution d’air assure un excès d’air suffisant à la combustion complète. Le débit d’air total entrant dans la chambre de combustion a été déterminé sur la base de l’analyse de cycles thermodynamiques précédemment validés, tandis que l’injection de combustible pilote et principal a été fixé similaire à la configuration utilisée par De Santis et al. [14] Ce cas correspond aux conditions réelles nominales d’utilisation de la microturbine à gaz Turbec T100 et est donc considéré comme le cas de référence utilisé pour valider les hypothèses et les modèles numériques, en considérant les nombreuses données numériques et expérimentales disponibles sur ce brûleur.

Pour le second cas (voir Table 2, Cas b), la flamme principale est alimentée par un combustible issu d’un procédé de gazéification synthétique (Syngas), sans apporter de modification à la géométrie des injecteurs ni à la chambre de combustion, conçue originellement pour le Gaz Naturel. La composition spécifique du Syngas est présentée en Table 3. Afin d’initier la combustion et assurer la stabilité de la flamme de diffusion dans la chambre pilote, du méthane pur est utilisé dans les mêmes conditions que pour le cas de référence. De plus, les mêmes conditions aux limites ont été paramétrées, à l’exception du débit massique de combustible principal, qui doit être augmenté (de 5.7 à 28 g/s) afin de garantir un apport thermique constant, en considérant que le Syngas a un Pouvoir Calorifique Inférieur (PCI) de seulement 10.8 MJ/kg comparé aux 50 MJ/kg du méthane pur.

Tableau 3 : Composition des Syngas étudiés. Les fractions  $Y_i$  (%) sont exprimées en base massique.

	$Y_{CO}$	$Y_{CO_2}$	$Y_{H_2O}$	$Y_{H_2}$	$Y_{CH_4}$
Syngas	55.1	31.8	7.8	3.8	1.4
Syngas +20% $H_2O$	38	42.9	12.6	3.9	2.5

En complément de ces deux cas utilisant du méthane à la flamme pilote, deux autres cas ont été simulés en n’utilisant que du Syngas. Pour le troisième cas (Figure 4, Cas c), la flamme pilote et la flamme principale sont alimentées en Syngas pur (sans vapeur d’eau). Afin de maintenir la puissance thermique constante (330 kW), la même adaptation de débit massique aux plus faibles PCI des Gaz de Synthèse a été appliquée, toutes les autres conditions restant identiques au cas de référence. Ce cas particulier permet de valider la stabilité et les émissions de combustibles à

faible PCI tel le Gaz de Synthèse considéré dans ce papier. Pour le dernier Cas d) (voir Table 2), la flamme principale est alimentée par un Gaz de Synthèse non-prétraité (avec une fraction massique de vapeur d'eau de 20 %). L'impact de l'introduction de quantités importantes de vapeur d'eau dans le cycle de la microturbine (mHAT), afin d'augmenter l'efficacité thermique du système cogénération, a été étudié en détails dans le passé [15].

### 3. Résultats

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés aux champs de vitesse, champs de températures et compositions des gaz d'échappement, dans le but de valider le cas de référence (Cas a) et d'étudier l'impact d'une altération progressive du combustible injecté. La combustion du méthane (Cas a) dans les conditions de fonctionnement nominales, délivre des champs de vitesse et de température caractéristiques, similaires à ceux trouvés dans la littérature tel que De Santis et al. [14]. Nous pouvons constater dans le champ de vitesse (Figure 3) que les différentes zones de recirculation générées par les "swirlers" sont bien capturées. De plus, la température maximale calculée atteint 2507 K ce qui est comparable à la valeur de température de flamme adiabatique trouvée par De Santis et al. [14], 2501 K.

Passer du méthane au Gaz de Synthèse pour la flamme principale augmente le débit massique de combustible et ainsi la vitesse dans les "swirlers 2" de prémélange (Figure 3(i)). Cependant, malgré l'augmentation de débit de combustible, les zones de recirculation intérieures et extérieures ne sont pas significativement modifiées. A contrario, le champ de température est clairement influencé par la distribution du combustible au niveau du front de flamme. Les températures maximale et moyenne de la chambre de combustion plus basses et la température des gaz d'échappement plus basse (voir Table 4), du cas Syngas (Cas b) par rapport au cas référence (Cas a), sont dues à la dilution du combustible de synthèse pour une puissance thermique équivalente [16].

La composition des gaz d'échappement des Cas a) et b) présenté en Table 3, correspond aux réactions chimiques à l'équilibre des principales espèces réactives telles que  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$  and  $H_2O$ . Les émissions de CO et de  $NO_x$  dépendent fortement de la dilution des gaz d'échappement et des températures de flamme [17], mais restent dans l'intervalle prévu par le constructeur [8] pour le cas de référence (Cas a). L'utilisation du Syngas engendre un niveau de température plus bas en divisant par trois les émissions de  $NO_x$ . Le cas c), en alimentant en Syngas la flamme pilote et la flamme principale, permet de valider le remplacement complet du Gaz Naturel par du Gaz de Synthèse dans la chambre de combustion. Le plus grand débit de combustible aux injecteurs pilotes pour contrebalancer le PCI plus faible du Syngas, modifie légèrement la forme de flamme (voir Figure 4(i)), qui s'évase plus en ayant une zone de recirculation réduite. L'utilisation du Gaz de synthèse abaissent massivement les températures dans la chambre primaire (voir Figure 4(ii)), avec un effet dilutif supplémentaire, une température de sortie plus basse et une réduction substantielle des émissions de  $NO_x$ .

L'ajout d'une fraction de vapeur d'eau au Gaz de Synthèse alimentant la flamme principale (Cas d) augmente le débit massique de combustible de 11 %, sans modifier profondément la dynamique de la chambre de combustion. La morphologie des zones de recirculation ne subit qu'un léger affaiblissement (voir Figure 4(i)). La distribution de températures n'est pas significativement affectée par la dilution en vapeur d'eau du Syngaz (voir Table 4). La température globale de la chambre de combustion, la température des gaz d'échappement et les émissions de  $NO_x$  sont significativement réduites par rapport au cas de référence (Cas a) grâce à la dilution de 500% du débit de combustible pour une puissance thermique équivalente. Les niveaux de

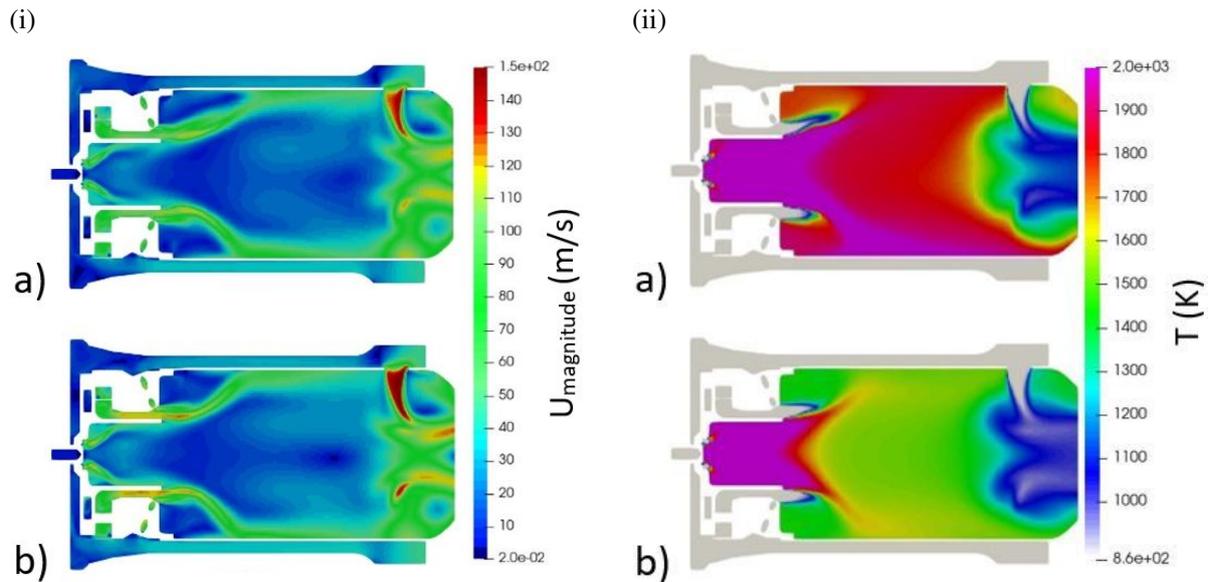


Figure 3 : Les Champs de Vitesse (i) et de Température (ii) des cas utilisant du méthane pur à la flamme pilote et du méthane (Cas a) ou du Syngas (Cas b) montrent des profils d'écoulement similaires à ceux trouvé dans la littérature. Malgré l'augmentation significative du débit de combustible principal, le champ de vitesse des deux cas reste similaire. Cependant, le passage au syngas conduit clairement à une réduction significative de température dans la chambre.

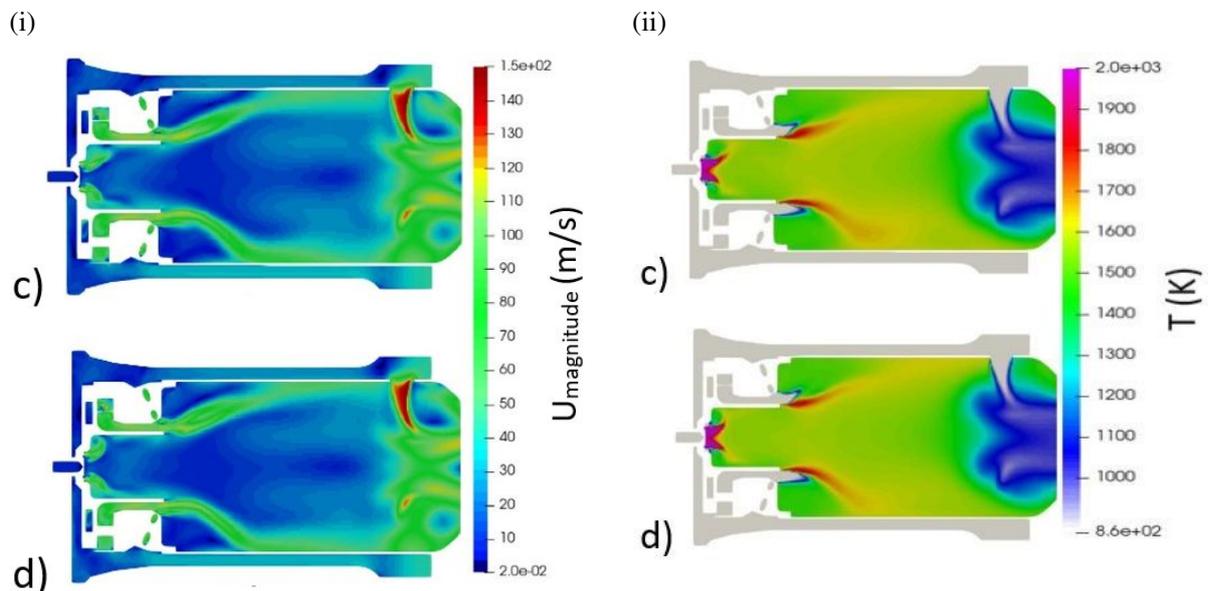


Figure 4 : Les Champs de Vitesse (i) et de Température (ii) des cas utilisant du Syngas à la flamme pilote et du Syngas (Cas c) ou du Syngas partiellement dilué en vapeur d'eau (20 %, Cas d) montrent des profils d'écoulement et de températures similaires, soulignant que l'ajout d'une part significative de vapeur d'eau n'affecte pas la stabilité et l'efficacité de la combustion.

Tableau 4 : Composition des gaz d'échappement et Températures pour les cas considérés

Case	a	b	c	d
Pilot Fuel	$CH_4$		Syngas	
Main Fuel	$CH_4$	Syngas	Syngas	Syngas +20% $H_2O$
$Y_{O_2}$	18.2 %	19.7 %	19.6 %	19.5 %
$Y_{N_2}$	75.7 %	74.5 %	73.7	73.5 %
$Y_{CO_2}$	3.3 %	4.2 %	4.8 %	4.8 %
$Y_{H_2O}$	2.6 %	1.7 %	1.8 %	2.3 %
$CO$	2 ppmv	3 ppmv	0.4 ppmv	0.3 ppmv
$NO_x$	11 ppmv	6 ppmv	3.45 ppmv	3.1 ppmv
$T_{sortie}$	1333 (K)	1213 (K)	1193 (K)	1184 (K)
$T_{max}$	2503 (K)	2489 (K)	2448 (K)	2444 (K)

monoxyde de carbone similaires pour les cas "Gaz Naturel" et "Gaz de Synthèse" indiquent que l'efficacité de la combustion n'est pas significativement affectée par l'utilisation de Gaz de Synthèse, brut ou prétraité (Table 3).

#### 4. Conclusion

L'objectif de notre travail était d'identifier le comportement à la combustion de plusieurs Gaz de Synthèse caractéristiques dans une chambre de combustion industrielle, afin de vérifier la flexibilité à utiliser une large gamme de combustibles et la polyvalence de microturbines à gaz à pleine charge dans un cycle de cogénération complet. Le papier a décrit les simulations numériques effectuées sur la géométrie de la chambre de combustion Turbec T100, originellement alimentée en Gaz Naturel, combustible remplacé progressivement par un Gaz de Synthèse, afin d'en étudier l'impact sur les émissions et sur la stabilité de la combustion. En plus de l'intérêt environnemental de la diversification des sources d'Energie durable, l'utilisation de Gaz de Synthèse est prometteuse dans le processus de combustion car elle permet de baisser la température moyenne dans la zone de combustion et de significativement diminuer les émissions de  $NO_x$  en maintenant le taux de CO à un niveau raisonnable. Il a été constaté qu'une importante fraction de vapeur d'eau dans le combustible de synthèse n'affecte pas la stabilité de la flamme. Cependant, d'autres simulations numériques devront être effectuées afin d'évaluer les performances de la chambre de combustion en injectant également un Gaz de Synthèse non-prétraité à la flamme pilote, altéré par une importante fraction de vapeur d'eau. De plus, l'impact sur la stabilité et sur les émissions, d'une répartition de combustible différente entre flamme pilote et principale, sera étudiée.

#### References

- [1] L. Casarsa, D. Micheli, V. Pediroda, R. Radu, Investigations of pyrolysis syngas swirl flames in a combustor model, ASME Paper GT2009-59610 (2009).
- [2] S. Colantoni, S. Della Gatta, R. De Prosperis, A. Russo, F. Fantozzi, U. Desideri, Gas turbines fired with biomass pyrolysis syngas : Analysis of the overheating of hot gas path components, ASME J. of Eng. for Gas Turbines and Power (2010).
- [3] A. Cappelletti, F. Martelli, E. Bianchi, E. Trifoni, Numerical redesign of 100kw mgt combustor for 100% h2 fueling, Energy Procedia 45 (2014) 1412–21.

- [4] R. Calabria, F. Chiariello, P. Massoli, F. Reale, Part load behavior of a micro gas turbine fed with different fuels, Proceedings of ASME Turbo Expo (2014).
- [5] B. Ge, Y. Tian, S. Zang, The effects of humidity on combustion characteristics of a non-premixed syngas flame, International Journal of Hydrogen Energy 41 (2016) 9219–26.
- [6] M. Renzi, C. Riolfi, M. Baratieri, Influence of the syngas feed on the combustion process and performance of a micro gas turbine with steam injection., Energy Procedia 105 (2017) 1665–70.
- [7] C.-R. Liu, H.-Y. Shih, A computational investigation of syngas substitution effects on the combustion characteristics for a micro gas turbine, Proceedings of the ASME 5 (2012) 693–702.
- [8] Turbec T100, Turbec t100 microturbine system natural gas : Technical description, www.turbec.com (2009).
- [9] R. Calabria, *et al.*, Numerical of a micro gas turbine fed by liquid fuels : potentialities and critical issues., Energy Procedia [Internet] 81 (2015) 1131–42.
- [10] ESI group, Open CFD Ltd, <https://www.openfoam.com/>.
- [11] E. Ghasemi, *et al.*, RANS simulation of methane-air burner using local extinction approach within eddy dissipation concept by openfoam., International Communications in Heat and Mass Transfer 54 (2014) 96–102.
- [12] D. Smith, G. Golden, M. Frenklach, N. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, T. Bowman, R. Hanson, S. Song, W. Gardiner, V. Lissianski, Z. Qin, Gri-mech 3.0, <http://www.me.berkeley.edu/gri-mech/>.
- [13] F. Contino, H. Jeanmart, B. Lucchini, G. D’Errico, Coupling of in situ adaptive tabulation and dynamic adaptive chemistry : An effective method for solving combustion in engine simulations, Proceedings of the Combustion Institute 33 (2011) 3057–3064.
- [14] A. De Santis, *et al.*, CFD analysis of exhaust gas recirculation in a micro gas turbine combustor for CO<sub>2</sub> capture., Fuel. 173 (2016) 146–154.
- [15] W. De Paepe, P. Sayad, S. Bram, S. Klingmann, F. Contino, Experimental investigation of the effect of steam dilution on the combustion of methane for humidified micro gas turbine applications, Combustion Science and Technology 188 (2016) 1199–1219.
- [16] M. Cadorin, *et al.*, Numerical of a micro gas turbine fed by liquid fuels : potentialities and critical issues., Proceedings of the ASME Turbo Expo 2011 (2011).
- [17] W. De Paepe, M. Montero Carrero, S. Giorgetti, A. Parente, S. Bram, F. Contino, Exhaust gas recirculation on humidified flexible micro gas turbines for carbon capture applications., ASME Conference Proceedings : ASME Turbo Expo 2016. (2016).

## Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier l’aide financière reçue du Fond Européen de Développement Régional (Projet FEDER).

Les moyens de calcul ont été fournis par le Consortium des Équipements de Calcul Intensif (CÉCI), financé par le Fonds de la Recherche Scientifique de Belgique (F.R.S.-FNRS) sous la convention n° 2.5020.11 et par la Région Wallonne



## Thème 3

### Modes de transfert

---

Influence du rapport de forme sur la convection naturelle de double diffusion dans un mélange gazeux non-gris . . . . .	149
Etude expérimentale des instationarités au sein d'un écoulement de convection naturelle dans une cavité cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé . . . . .	159
Caractérisation expérimentale des transferts de chaleur dans un canal d'eau avec changement de phase . . . . .	167
Etude CFD de l'impact des conditions d'injection pour un stockage thermocline en eau . . . . .	175
Hétérogénéité des modes de transferts convectifs au sein des centrales solaires photovoltaïques . . . . .	183
Contribution à l'étude expérimentale et numérique de l'écoulement d'air dans une fenêtre pariéto-dynamique chauffante . . . . .	191
Cavity size influence on Rayleigh-Bénard convection under the effect of wall and gas radiation . . . . .	199
Caractérisation des cinétiques de cristallisation du poly(éther éther cétone) (PEEK) par mesure de la chaleur spécifique en calorimétrie différentielle à balayage rapide . . . . .	207
Modélisation de la cinétique de cristallisation d'un matériau à changement de phase dopé en conductivité par méthode inverse . . . . .	215
Premiers résultats d'échauffement et d'usure d'un banc représentatif du contact électrique glissant caténaire-pantographe . . . . .	223
Formulation et caractérisation thermophysique et mécanique d'un mortier renforcé par des fibres naturelles végétales de Posidonia-Oceanica et animales de Plumes de Poulet . . . . .	233

---



# Influence du rapport de forme sur la convection naturelle de double diffusion dans un mélange gazeux non gris

Siham LAOUAR-MEFTAH<sup>1\*</sup>, Denis LEMONNIER<sup>2</sup>, Amina LAOUTI<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université M'Hamed Bougara, Faculté des Hydrocarbures et de la Chimie, 35000 Boumerdes, Algérie

<sup>2</sup> Institut Pprime, CNRS, ENSMA, Université de Poitiers, Poitiers Futuroscope, France

\* (auteur correspondant : s.laouar@univ-boumerdes.dz)

**Résumé** - Dans ce travail, nous procédons à l'analyse de l'influence du rapport de forme ( $Ar$ ) sur la convection naturelle de double diffusion, dans un mélange gazeux non gris air-H<sub>2</sub>O (à 13% H<sub>2</sub>O en moyenne). La géométrie considérée est une cavité rectangulaire (de hauteur  $H$  et largeur  $L$ ) dont les parois verticales noires sont maintenues à des températures et concentrations constantes, de façon à créer un écoulement aidant d'origine thermique. Les parois horizontales, quant à elles, sont adiabatiques, imperméables et parfaitement réfléchissantes. La dépendance spectrale de l'absorption du milieu est prise en compte par le modèle de gaz SLW (Spectral Line-Based Weighted-sum-of-gray-gases) de Denison et Webb. Les résultats obtenus sont discutés dans le cas d'une cavité de largeur  $L=0.1$  et  $0.3m$  avec un rapport de forme  $Ar = H/L = 0.5, 1$  et  $2$ .

## Nomenclature

$Ar$	rapport de forme $H/L$	$T_C$	température de la paroi chaude, K
$a_k$	coefficient de pondération (modèle <i>SLW</i> )	$T_F$	température de la paroi froide, K
$C_b$	concentration basse, mol.m <sup>-3</sup>	$\Delta T$	écart de température ( $T_C - T_F$ )
$C_h$	concentration haute, mol.m <sup>-3</sup>	$\Delta C$	écart de concentration ( $C_h - C_b$ )
$c_p$	chaleur massique isobare, kJ.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$u, v$	composantes du vecteur vitesse, m <sup>-1</sup>
$C_{abs}$	section efficace d'absorption, m <sup>2</sup> .mol <sup>-1</sup>	$x, y$	coordonnées spatiales, m <sup>-1</sup>
$D$	diffusivité massique, m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	<i>Symboles grecs</i>	
$H$	hauteur de la cavité, m	$\alpha$	diffusivité thermique, m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
$I$	luminance, Wm <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup>	$\beta_C$	coefficient d'expansion massique,
$L$	largeur de la cavité, m	$\beta_T$	coefficient d'expansion thermique, K <sup>-1</sup>
$Le$	nombre de Lewis	$\kappa$	coefficient d'absorption, m <sup>-1</sup>
$N$	rapport des forces de poussée	$\omega$	vorticité
$\overline{Nu_C}$	nombre de Nusselt convectif moyen	<i>Indices et exposants</i>	
$\overline{Nu_T}$	nombre de Nusselt total	$0$	état de référence
$Pl$	nombre de Planck	$k$	relatif au $k^{i\text{ème}}$ gaz gris (modèle <i>SLW</i> )
$Pr$	nombre de Prandtl	$p$	paroi
$Ra_L$	nombre de Rayleigh thermique	*	variable adimensionnelle
$\overline{Sh}$	nombre de Sherwood moyen		
$S_R$	terme source d'origine radiative, Wm <sup>-3</sup>		

## 1. Introduction

Le transfert de chaleur et de masse par convection naturelle dû à l'action conjuguée des gradients de température et de concentration a toujours suscité l'intérêt des chercheurs en raison de son large éventail d'applications en ingénierie [1] (réacteurs chimiques, dépôts de vapeur, capteurs et étangs solaires, réservoirs de stockage ...etc.). Un grand nombre des études menées dans ce domaine portent principalement sur les cavités rectangulaires dans diverses dispositions (horizontales, verticales, inclinées) et avec différentes conditions aux limites. Ces investigations, tant expérimentales [2]-[4] que numériques [5]-[9], visent généralement à établir

des corrélations pour les nombres de Nusselt ( $Nu$ ) ou de Sherwood ( $Sh$ ), en fonction des paramètres caractéristiques du problème, ou à étudier les instabilités et mettre en évidence les différents modes et régimes d'écoulement. En pratique, le rayonnement thermique est souvent couplé aux autres modes de transfert de chaleur (conduction, convection). Malgré cela, les études portant sur la convection naturelle de double diffusion, négligent fréquemment la participation radiative du milieu. Parfois, lorsque celle-ci est prise en considération, le coefficient d'absorption du fluide est supposé uniforme (gris) [10] ou, à la limite, proportionnel à la concentration locale de l'espèce absorbante qui diffuse [11]. Ces hypothèses simplificatrices peuvent parfois conduire à des erreurs importantes. Ibrahim et Lemonnier [12], Laouar-Meftah et al. [13]-[14] et Cherifi et al. [15] sont parmi les premiers à considérer la convection naturelle de double diffusion dans des mélanges gazeux absorbants dont les propriétés radiatives (réelles) varient localement en fonction de la longueur d'onde, la température et la concentration. Les travaux numériques menés dans des cavités différentiellement chauffées, remplies de mélanges non homogènes (air-CO<sub>2</sub>, air-H<sub>2</sub>O ou N<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub>), ont montré, entre autres, que le rayonnement volumique affecte la structure des écoulements, accélère la convergence vers l'état stationnaire pour un écoulement aidant (les forces de poussée d'origine thermique et massique coopèrent) et retarde l'atteinte d'une solution stable pour un écoulement opposant (i.e ; lorsque les forces de poussée thermiques et massiques agissent dans des directions opposées).

Dans le prolongement de travaux antérieurs [13]-[14], nous proposons ici d'analyser les effets du rapport de forme  $Ar = H/L$  d'une cavité rectangulaire sur la convection naturelle de double diffusion laminaire, en présence de rayonnement volumique d'un mélange gazeux non gris (air-H<sub>2</sub>O) dont les propriétés radiatives (réelles) sont évaluées par le modèle de gaz *SLW* de Denison et Webb [16]. Les résultats obtenus sous forme de champs de température, de concentration, de lignes de courant, de nombres de Nusselt et de Sherwood moyens sont discutés dans différentes situations correspondant à une cavité de largeurs  $L = 0.1\text{m}$  et  $0.3\text{m}$  ayant un rapport de forme  $Ar = 0.5, 1$  et  $2$ . Les effets du rayonnement volumique sont déterminés par comparaison avec le cas de la convection naturelle de double diffusion dans un fluide ayant les mêmes caractéristiques que le mélange air-H<sub>2</sub>O mais de coefficient d'absorption nul (fluide transparent).

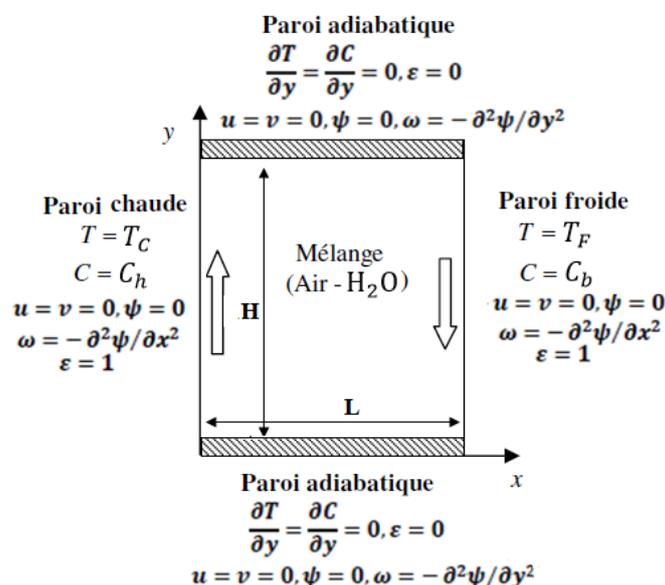


Figure 1 : Configuration géométrique et conditions aux limites

## 2. Formulation mathématique

### 2.1. Modèle physique et hypothèses

La géométrie considérée (Fig.1) est une cavité rectangulaire bidimensionnelle de hauteur  $H$  et largeur  $L$ . Les parois verticales noires sont soumises à des températures ( $T_C > T_F$ ) et concentrations ( $C_h > C_b$ ) constantes de façon à créer un écoulement aidant d'origine thermique. Dans cette configuration, les forces de poussée d'origines thermique et massique coopèrent et induisent un écoulement de même sens (aidant). Par ailleurs, les parois horizontales, parfaitement réfléchissantes, sont adiabatiques et imperméables. L'écoulement est supposé permanent, laminaire et bidimensionnel. Le fluide est un mélange binaire de gaz (air-H<sub>2</sub>O) dont une composante est parfaitement transparente au rayonnement (l'air) et l'autre un polluant (H<sub>2</sub>O) qui absorbe émet mais ne diffuse pas le rayonnement. Le mélange est newtonien, incompressible avec des propriétés thermophysiques constantes calculées à la température  $T_0$  et la concentration  $C_0$  de référence :  $T_0 = \frac{1}{2} (T_C + T_F)$  et  $C_0 = \frac{1}{2} (C_h + C_b)$ . L'étude est faite sous hypothèse de Boussinesq en négligeant le travail des forces visqueuses et de pression.

### 2.2. Equations et méthodes de résolution

Compte tenu des hypothèses précédentes, les équations régissant l'écoulement et les transferts de chaleur et de masse, formulées en termes de vorticité (ω) - fonction de courant(ψ), s'écrivent :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + g \left( \beta_T \frac{\partial T}{\partial x} + \beta_C \frac{\partial C}{\partial x} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{S_R}{\rho c_p} \quad (2)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad (3)$$

$$-\omega = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad (4)$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad , \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (5)$$

Dans l'équation de l'énergie (2),  $S_R$  désigne le terme source volumique d'origine radiative. En utilisant la méthode des ordonnées discrètes (MOD) et le modèle de gaz non gris *SLW* de Denison et Webb [16], ce terme s'exprime comme suit :

$$S_R(x, y) = \sum_{k=1}^{N_g} \kappa_k(x, y) \left( \sum_{m=1}^{N_d} w_m(x, y) \cdot I_{k,m}(x, y) - 4a_k(x, y) \cdot \sigma T^4(x, y) \right) \quad (6)$$

Le modèle *SLW*, consiste à remplacer le gaz réel par une somme pondérée de  $N_g$  gaz gris, chacun d'entre eux étant caractérisé localement par un coefficient d'absorption  $\kappa_k$  et un facteur de pondération  $a_k$  ( $k = 0, N_g$  ; par convention,  $\kappa_0 = 0$ ). Dans la relation (6), le champ de luminance  $I_k$  est lui-même solution de l'équation de transfert radiatif (ETR) qui, pour chaque direction de propagation  $s$  (de coefficients directeurs  $(\mu_m, \eta_m)$ ), s'écrit :

$$\mu_m \frac{\partial I_{k,m}(x, y)}{\partial x} + \eta_m \frac{\partial I_{k,m}(x, y)}{\partial y} + \kappa_k(x, y) I_{k,m}(x, y) = \kappa_k(x, y) a_k(x, y) \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (7)$$

Le coefficient d'absorption local ( $\kappa_k$ ) de chaque gaz gris dépend de la section efficace d'absorption ( $C_{abs}$ ) et de la concentration du polluant ( $C$ ):

$$\kappa_k(x, y) = C_{abs_k} \times C(x, y) \quad (8)$$

Des détails supplémentaires de la modélisation mathématique de notre problème sont présentés dans la référence [14].

Nous effectuons le calcul en régime instationnaire jusqu'à atteindre une solution permanente en partant d'un fluide au repos, isotherme à  $T_0$  et homogène en concentration à  $C_0$ . Les équations (1)-(4) sont résolues par différences finies suivant un schéma ADI. L'équation de transfert radiatif (7) est résolue par la méthode des ordonnées discrètes avec la quadrature S8 (à  $N_d=80$  directions). Nous avons, également, utilisé onze gaz gris ( $N_g=11$ , dont un transparent) pour déterminer les caractéristiques du gaz réel (non gris), par le modèle *SLW* de Denison et Webb [16]. Après une étude de sensibilité de la solution au maillage (non présentée ici), nous avons opté pour un maillage variable en tangente hyperbolique ( $80 \times 80$ ) lorsque le rapport de forme  $Ar = 0.5$  (ou 1) et ( $80 \times 148$ ) pour un rapport de forme  $Ar=2$ . Comme nos modèles radiatifs (*SLW* et *MOD*) ont été déjà validés avec succès dans le cas de cavité carrée [13]-[14], nous nous limiterons à la validation de nos résultats dans le cas de la convection naturelle de double diffusion en cavité rectangulaire [7]-[9]. Les résultats obtenus sont en bonne concordance avec les références, les écarts relevés n'excédant pas les 3%.

		$\overline{Nu_c}$	$\overline{Sh}$
Présent travail	$Ar = 2, Pr = 0.7, Le = 1$	2.884	2.884
Qin et al. [7]		2.834	2.834
Présent travail	$Ar = 4, Pr = 1, Le = 2$	2.781	3.627
Yang et al. [9]		2.861	3.736

Tableau 1 : Nombres de Nusselt convectif et de Sherwood moyens pour une cavité rectangulaire à différents rapports de forme :  $Ra_L = 10^5$ ,  $N = -0.8$

### 3. Résultats et interprétations

Les données de notre étude sont les suivantes : cavité rectangulaire de largeur  $L = 0.1$  m et  $0.3$  m ( $L$  étant la longueur de référence) ; paroi gauche à  $T_H = 570$  K et  $C_h = 3.51$  mol/m<sup>3</sup> (ou fraction molaire de 16% H<sub>2</sub>O) ; paroi droite à  $T_F = 540$  K et  $C_b = 2.19$  mol/m<sup>3</sup> (ou 10% H<sub>2</sub>O). Les propriétés thermophysiques du mélange sont calculées à un état de référence correspondant à  $P_0 = 1$  bar,  $T_0 = 555$  K et  $C_0 = 2.85$  mol/m<sup>3</sup>. Les trois rapports de forme ( $Ar = H/L = 0.5, 1, 2$ ) considérés ici correspondent, respectivement, à des cavités rectangulaire horizontale, carrée et rectangulaire verticale. Sur la base de ces données, les nombres adimensionnels relatifs à notre problème sont :  $Ra_L = 1.89 \times 10^5$  et  $5.10 \times 10^6$ ,  $N = 0.44$ ,  $Pr = 0.75$ ,  $Pl = 0.0173$  et  $Le = 0.78$ . Notons que, dans notre situation, les forces thermiques dominantes ( $N = 0.44$ ) qui gouvernent l'écoulement et coopèrent avec les forces volumiques massiques, imposent au fluide un écoulement dans le sens des aiguilles d'une montre.

Traisons d'abord la cavité de largeur  $L = 0.1$  m. Les structures des champs de  $\psi$ ,  $T$  et  $C$  pour les différents rapports de forme  $Ar$  (0.5, 1 et 2) sont illustrées par la Fig. 2. Lorsque le rayonnement volumique est négligé (gaz transparent), la structure des champs est semblable à celle d'un écoulement de convection naturelle simple en régime intermédiaire (conductif-convectif) lorsque  $Ar = 0.5$  (cavité horizontale) et en régime de couche limite si  $Ar = 1$  et 2 (cavité carrée et verticale). En situation réelle (gaz non gris), le rayonnement volumique n'affecte pratiquement pas la structure de ces champs, pour  $Ar = 0.5$  et 1. Cela concerne en particulier les stratifications centrales en température et concentration, et la centrosymétrie des

différents champs préservés. Lorsque le rapport de forme augmente ( $Ar = 2$ ), les structures en question sont visiblement modifiées par le rayonnement (Fig.2, gaz non gris,  $Ar = 2$ ) : disparition de la centrosymétrie, destruction de la stratification verticale des champs avec une nette inclinaison des iso-concentrations au centre de la cavité. Sous l'effet du rayonnement (Fig. 3a), l'accélération des couches limites, par renforcement des forces thermiques sensibles au rayonnement, augmente avec l'accroissement du rapport de forme, ce qui explique la formation de tourbillons dans les parties supérieure et inférieure de la cavité à  $Ar = 2$  (Fig. 2c, gaz non gris). Pour des rapports de forme plus petits ( $Ar = 0.5$  et 1), cette accélération est relativement plus faible (que dans le cas précédent) et est sans aucune incidence sur la structure de l'écoulement. A son tour, l'intensification des couches limites contribue au renforcement des gradients pariétaux de concentration (par réduction du polluant  $H_2O$ ) au voisinage de la paroi gauche la plus chargée (Fig. 4a) et son augmentation sur la paroi la moins chargée. Cette tendance (renforcement) induit un petit accroissement des nombres de  $Sh$  (tableau 2).

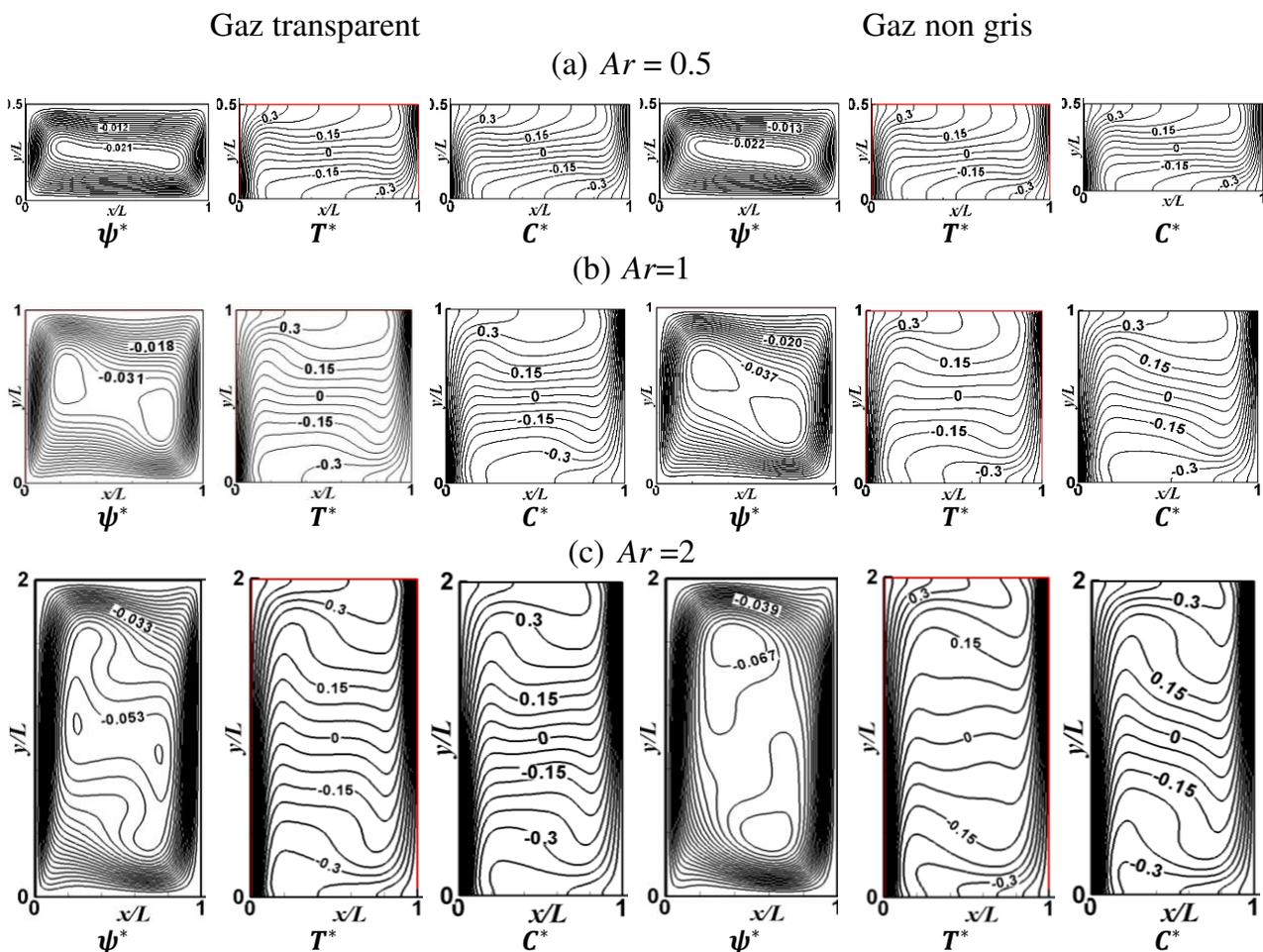


Figure2 : Structures des lignes de courant, des isothermes et des iso-concentrations adimensionnelles en fonction du rapport de forme  $Ar$ , pour un gaz transparent et non gris :

$$L = 0.1 \text{ m} ; \psi^* = \psi \sqrt{g\beta_T \Delta T L^3} ; T^* = (T - T_0) / \Delta T ; C^* = (C - C_0) / \Delta C$$

À partir de la Fig. 4a, on peut voir que le gaz non gris absorbe le rayonnement le long de la paroi adiabatique inférieure et s'échauffe (dans la partie inférieure) plus que ne le ferait un gaz transparent (Fig. 5a). Puis, dans son mouvement ascendant, le long de la paroi chaude (gauche), il gagne de la chaleur par convection et tend aussi à se refroidir par émission du rayonnement. Lorsque le rapport de forme est grand ( $Ar = 2$ ), la paroi chaude est suffisamment longue pour que le refroidissement par émission finisse par l'emporter sur le réchauffement par convection, ce qui explique la présence d'un gaz non gris plus froid qu'un gaz transparent au-delà de  $y/L \approx 1.25$  (Fig. 5a,  $Ar = 2$ ). Pour des parois relativement plus courtes (chemin optique plus faible)

à  $Ar = 1$  ou  $0,5$ , le gaz non gris reste pratiquement plus chaud que le gaz transparent (Fig. 5a,  $Ar = 1$  et  $0.5$ ). Ainsi, en réduisant les gradients de température aux parois actives, le rayonnement diminue les flux convectifs ( $\overline{Nu}_c$ ) (Table 2). Cette tendance (réduction) s'atténue avec l'augmentation du rapport de forme ( $\sim 7\%$  de réduction à  $Ar=0.5$  contre  $4\%$  à  $Ar=2$ ), car les gradients de température ne sont réduits que sur une partie de la paroi ( $0 < y/L < 1.25$ ) et sont augmentés sur l'autre (Fig.5a,  $L = 0.1\text{m}$ ,  $Ar = 2$ ). Les transferts totaux ( $\overline{Nu}_T$ ) ont subi une légère réduction aussi (en raison de la faible atténuation du transfert radiatif entre parois actives par le fluide) qui augmente avec l'augmentation du rapport de forme ( $\sim 2.49\%$  de réduction à  $Ar=0.5$  contre  $3.85\%$  à  $Ar=2$ ).

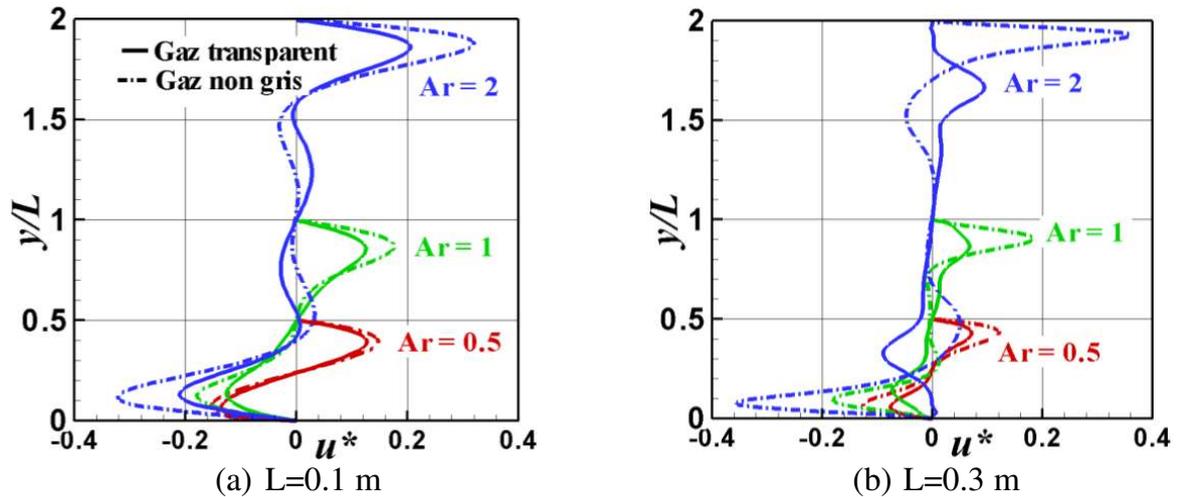


Figure 3 : Profils de vitesses horizontales adimensionnelles dans le plan médian  $x/L=0.5$  d'une cavité à différents rapports de forme  $Ar$  : (a)  $L=0.1\text{m}$  et (b)  $L=0.3\text{m}$  ;  $u^* = u(g\beta_T\Delta TL)^{-0.5}$

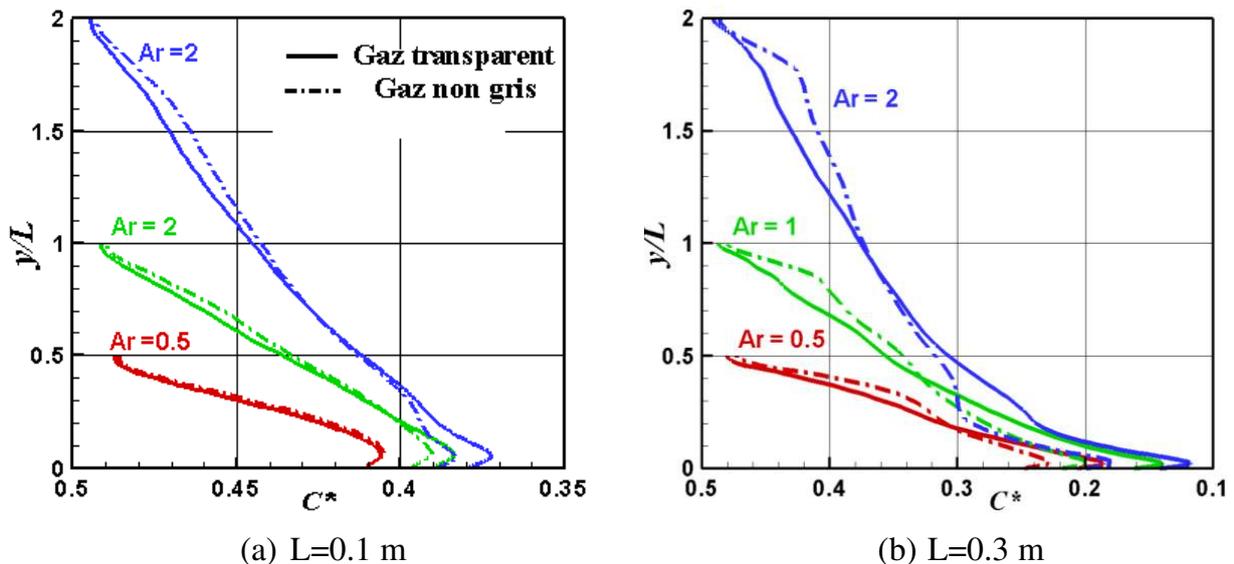


Figure4 : Profils de concentration adimensionnelle dans le plan  $x/L=0.065$  d'une cavité à différents rapports de forme  $Ar$  : (a)  $L=0.1\text{m}$  et (b)  $L=0.3\text{m}$  ;  $T^* = (T - T_0)/\Delta T$

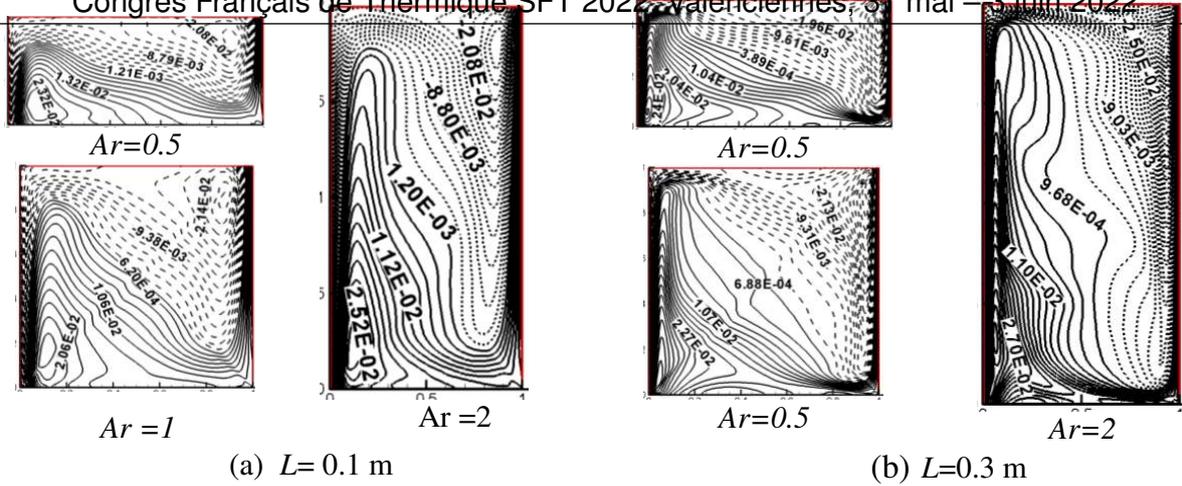


Figure 5: Champ de source radiative adimensionnelle ( $S_R/4\sigma T_0^4$ ) dans une cavité de largeur (a)  $L=0.1m$  et (b)  $L=0.3m$  et à différent rapport de forme  $Ar$  : absorption (traits continus), émission (pointillés)

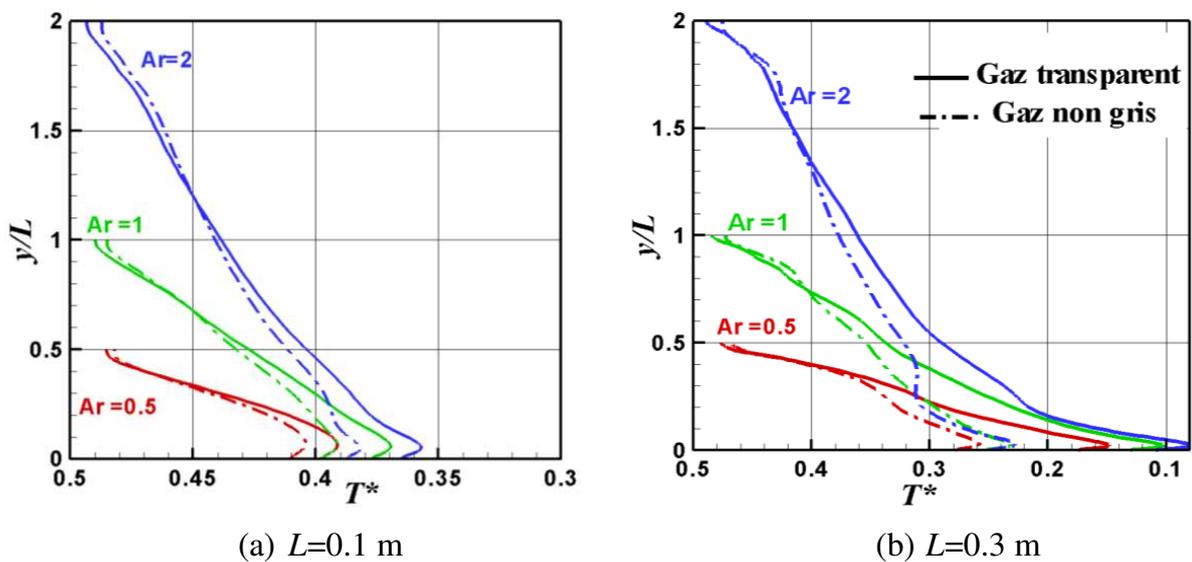


Figure 6 : Profils de température adimensionnelle dans le plan  $x/L=0.065$  d'une cavité à différents rapports de forme  $Ar$  : (a)  $L=0.1m$  et (b)  $L=0.3m$  ;  $T^* = (T - T_0)/\Delta T$

Considérons maintenant une cavité de plus grande largeur ( $L=0.3m$ ) : le chemin optique devient plus important, favorisant davantage la contribution radiative du milieu (Fig. 5b). Rappelons que dans ce cas, en absence du rayonnement, la structure principale des champs (pour les trois rapports de forme) est celle d'un écoulement de convection naturelle en régime de couches limites minces avec stratification au centre (Fig. 7, gaz transparent). Les effets radiatifs observés ici sont similaires à ceux relevés précédemment (à  $L=0.1m$ ), mais en plus prononcés. En effet, la perturbation des champs de ( $\psi$ ,  $T$  et  $C$ ) par la présence de l'espèce absorbante est visible même à faible valeur de  $Ar$  (0.5). Avec l'augmentation de ce paramètre, les effets s'amplifient encore, entraînant une altération radicale des structures (destruction totale de la stratification, et de la Centrosymétrie) : par exemple, pour un rapport de forme  $Ar=2$ , les petites cellules aux voisinages des parois horizontales observées à  $L=0.1m$  (Fig. 2c, gaz non gris) sont plus grandes et intenses : elles tendent à homogénéiser la température et concentration du fluide dans ces régions. Sur le tableau 3, nous pouvons également noter une réduction plus marquée des flux convectifs aux parois en raison d'un plus fort affaiblissement des gradients pariétaux de température (Fig. 6b). Sous l'effet du rayonnement, l'accélération (plus importante ici) des couches limites (qui joue en la faveur des transferts convectifs), tend à amortir la réduction des  $Nu_C$  lorsque  $Ar$  augmente. L'impact des échanges radiatifs sur les transferts de masse reste

modéré en passant à  $L = 0.3\text{m}$ , car dans ce cas, les gradients de concentration pariétaux causés par un gaz non gris (Fig. 4b,  $y/L = 0$ ) sont assez faibles (par rapport à ceux du même gaz à  $L = 0.1\text{m}$ , (Fig. 4a,  $y/L = 0$ )) malgré l'accélération importante du fluide.

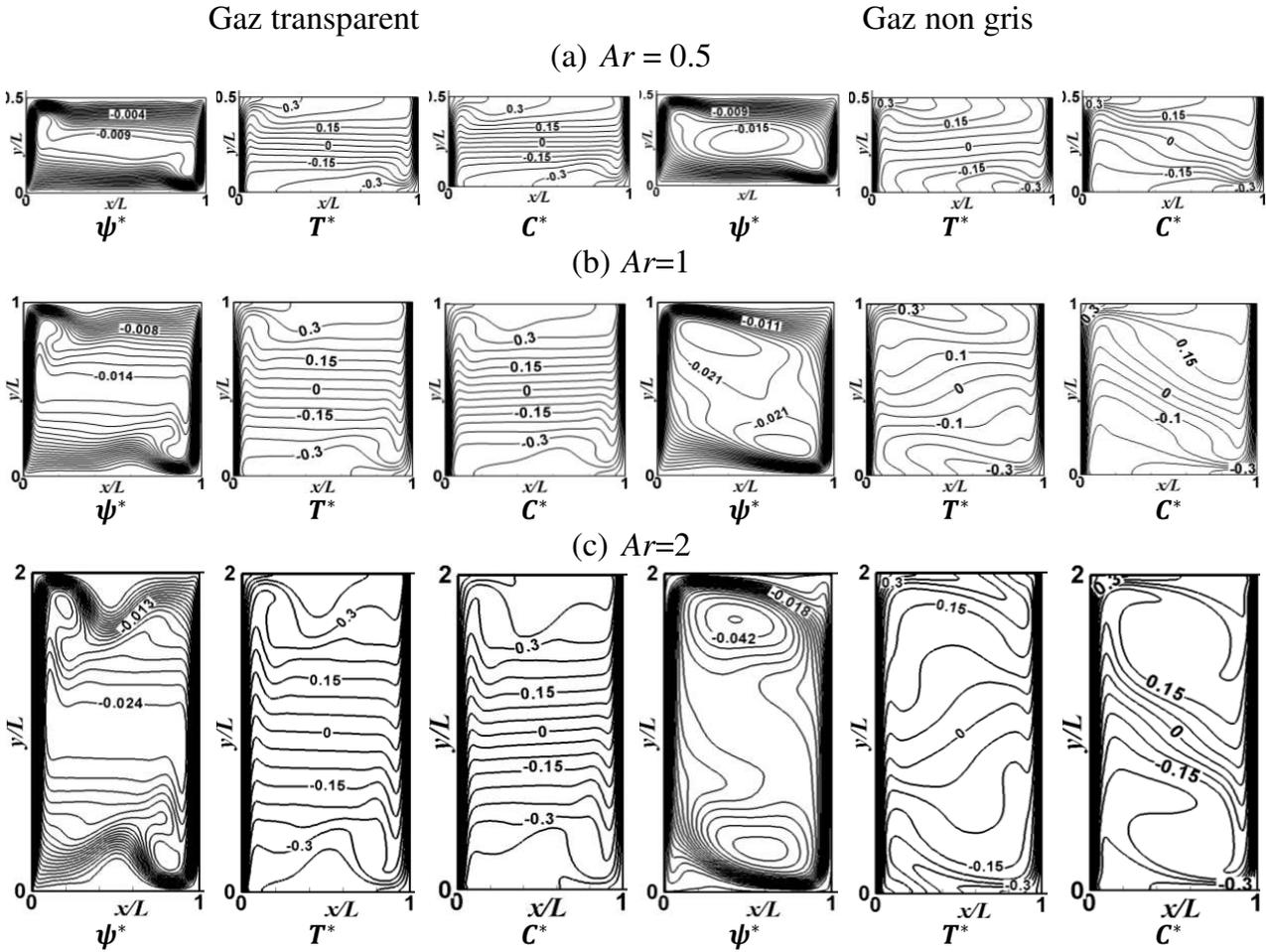


Figure 7 : Structures des lignes de courant, des isothermes et des iso-concentrations adimensionnelles en fonction du rapport de forme  $Ar$ , pour un gaz transparent et non gris :

$$L = 0.3\text{ m} ; \psi^* = \psi \sqrt{g\beta_T \Delta T L^3} ; T^* = (T - T_0) / \Delta T ; C^* = (C - C_0) / \Delta C$$

$Ar$	$\overline{Nu_c}$				$\overline{Nu_T}$		$\overline{Sh}$	
	Paroi chaude		Paroi froide		(a)	(b)	(a)	(b)
	(a)	(b)	(a)	(b)				
0.5	5.88	5.45	5.88	5.36	55.45	54.07	4.99	5.18
1	6.16	5.71	6.16	5.62	68.09	65.85	5.42	5.56
2	5.64	5.38	5.64	5.30	80.97	77.85	5.03	5.13

Tableau 2 : Nombres de Nusselt (convectif, total) et de Sherwood moyens pour une cavité de largeur  $L = 0.1\text{m}$  à différents rapports de forme  $Ar$  : (a) Gaz transparent, (b) Gaz non gris

Ar	$\overline{Nu}_c$				$\overline{Nu}_T$		$\overline{Sh}$	
	Paroi chaude		Paroi froide		(a)	(b)	(a)	(b)
	(a)	(b)	(a)	(b)				
0.5	16.50	13.57	16.50	13.50	165.21	157.80	14.41	14.57
1	15.34	12.88	15.34	12.92	201.16	189.60	13.64	13.57
2	13.44	11.53	13.44	11.50	239.44	222.76	12.03	11.75

Tableau 3 : Nombres de Nusselt (convectif, total) et de Sherwood moyens pour une cavité de largeur  $L=0.3$  m à différents rapports de forme Ar : (a) Gaz transparent, (b) Gaz non gris

## 4. Conclusion

Nous avons analysé l'effet du rapport de forme sur la convection naturelle de double diffusion et du rayonnement volumique de gaz réel (non gris) dans une cavité différentiellement chauffée de largeur  $L = 0.1$  m et  $0.3$  m et trois rapports de forme  $Ar = 0.5, 1$  et  $2$ . La variation spectrale de l'absorption du fluide dans la cavité (mélange air- $H_2O$  à 13%  $H_2O$  en moyenne) a été prise en compte par le modèle SLW de Denison et Webb [10]. Les résultats obtenus, dans le cas d'un écoulement aidant d'origine thermique, montrent que la présence d'une espèce absorbante dans une cavité de largeur  $L = 0.1$  m accélère un peu l'écoulement, affaiblit les gradients pariétaux de température et renforce les gradients de concentration, mais sans aucune incidence sur les structures des champs ( $\psi, T$  et  $C$ ) pour les rapports de formes  $Ar = 0.5$  et  $1$ . Les effets radiatifs en question ne deviennent visibles que pour  $Ar = 2$ . Dans une cavité de plus grande dimension ( $L = 0.3$  m), les effets du rayonnement sont accrus et augmentent avec le rapport de forme. Les transferts de chaleurs (convectifs et totaux) sont essentiellement réduits dans la cavité de grandes dimensions ( $L=0.3$  m). Le transfert de masse reste insensible au rayonnement, du moins pour les configurations considérées dans cette étude.

## Références

- [1] J. S. Turner, Double diffusive phenomena, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 6 (1974) 37–56.
- [2] Y. Kamotani, L. W. Wang, S. Ostrach, H. D. Jiang, Experimental study of natural convection in shallow enclosures with horizontal temperature and concentration gradients, *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 28 (1985) 165-173
- [3] J. Lee, M. T. Hun, K. W. Kim, Natural convection in confined fluids with combined horizontal temperature and concentration gradients, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31 (1988) 1969-1977
- [4] J. A. Weaver, R. Viskanta, Natural convection in binary gases due to horizontal thermal and solutal gradients, *J. Heat Mass Transfer*, 113 (1991) 141-147.
- [5] V. Trevisan, A. Bejan, Combined heat and mass transfer by natural convection in a vertical enclosure, *J. Heat Transfer*, 109 (1987) 104–112
- [6] C. Beghein, F. Haghghat, F. Allard, Numerical study of double-diffusive natural convection in a square cavity, *Int J. Heat Mass Transfer*, 35 (1992) 833.
- [7] Q. Qin, Z.A. Xia, Z.F. Tian, High accuracy numerical investigation of double-diffusive convection in a rectangular enclosure with horizontal temperature and concentration gradients, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 71 (2014) 405–423.
- [8] H. Sun, G. Lauriat, D.L. Sun, W.Q. Tao, Transient double-diffusive convection in an enclosure with large density variations, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 53 (2010) 615–625

- [9] J.Q. Yanga, B.X. Zhaoa, Numerical investigation of double-diffusive convection in rectangular cavities with different aspect ratio I: High-accuracy numerical method, *Comput. Math. Appl.* 94 (2021) 155–169
- [10] M. N. Borjini, H. Ben Aissia, K. Halouani, B. Zeghamati, Effect of optical properties on oscillatory hydromagnetic double-diffusive convection within semitransparent fluid, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49 (2006) 3984–3996.
- [11] A. Mezrhab, D. Lemonnier, S. Meftah, A. Benbrik, Numerical study of double diffusion convection coupled to radiation in a square cavity filled with a participating grey gas, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41(2008) 195501 (16pp).
- [12] A. Ibrahim, D. Lemonnier, Numerical study of coupled double diffusive natural convection and radiation in a square cavity filled with a N<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub> mixture, *Int. Com. Heat Mass Transfer*, 36 (2009) 197-202.
- [13] S. Laouar-Meftah, D. Lemonnier, D. Saury, A. Benbrik, M. Cherifi, Comparative Study of Radiative Effects on Double Diffusive Convection in Non-Gray Air-CO<sub>2</sub> Mixtures in Cooperating and Opposing Flow. *Math. Prob. Eng.* 2015; 1-17.
- [14] S. Laouar-Meftah, M. Cherifi, D. Lemonnier, A. Benbrik, Gas radiation effects on opposing double-diffusive convection in a non-gray gas air-H<sub>2</sub>O mixtures, *Int. J. Therm. Sci.*, 77 (2014) 38-46.
- [15] M. Cherifi, S. Laouar-Meftah, A. Benbrik, D. Lemonnier, D. Saury, Interaction of radiation with double diffusive natural convection in a three dimensional cubic cavity filled with a non-gray gas mixture in cooperating cases, *Numer. Heat Transfer Part A.* 69 (2016) 479-496.
- [16] M. K. Denison and B. W. Webb, "The spectral line-based weighted sum of gray gases model in nonisothermal and nonhomogenous media, *J. Heat Transfer*, 117 (1995) 359-63

# Etude expérimentale des instationnarités au sein d'un écoulement de convection naturelle dans une cavité cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé

Alexandre WEPPE, Florian MOREAU\*, Didier SAURY

Institut Pprime, UPR 3346 CNRS - ENSMA - Université de Poitiers  
Téléport 2, 1 avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France

\*(auteur correspondant : florian.moreau@ensma.fr)

**Résumé** - Un écoulement de convection naturelle est généré dans une cavité cubique comprenant un obstacle cubique partiellement chauffé ( $Ra = 1,37 \times 10^9$ ). La zone étudiée se situe dans le plan vertical médian du canal vertical chauffé. Cette étude se focalise sur des instationnarités détectées dans la cavité. Un jet battant est observé lorsque l'écoulement de couche limite se développant le long de la paroi chaude de l'obstacle interne se détache de ce dernier. Les origines de ce jet battant sont analysées dans ce travail.

## Nomenclature

$A_h$	rapport de forme de la cavité, basé sur une hauteur $h$ . $A_h = h/L$	$\beta$	coefficient de dilatation thermique volumétrique à $T_0$ , $K^{-1}$
$f$	fréquence, Hz	$\epsilon$	émissivité
$H_{obs}$	hauteur de l'obstacle chauffant, m	$\lambda$	conductivité, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$L$	longueur de la cavité, m	$\mu$	viscosité dynamique à $T_0$ , $kg.m^{-1}.s^{-1}$
$Pr$	nombre de Prandtl	$\nu$	viscosité cinématique à $T_0$ , $m^2.s^{-1}$
$Ra$	nombre de Rayleigh basé sur $L_{ref}$ , $Ra = \frac{g\beta(T_c - T_f)L_{ref}^3}{\nu\alpha}$	$\rho$	masse volumique à $T_0$ , $kg.m^{-3}$
$T$	température, K	$\sigma$	écart-type
$T_0$	température de référence, $T_0 = \frac{(T_c + T_f)}{2}$ , K	$\Phi_{V'}$	densité spectrale de puissance pour la grandeur $V'$ , $Hz^{-1}$
$V_0$	vitesse de référence de l'écoulement, $V_0 = \frac{\alpha}{H_{obs}} \sqrt{Ra_{H_{obs}}}$ , $m.s^{-1}$	$\Omega$	pulsation caractéristique
$U, V, W$	vitesses adimensionnées, $\frac{u,v,w}{V_0}$	<i>Indices</i>	
$X, Y, Z$	coordonnées adimensionnées, $\frac{x,y,z}{L}$	$c$	relatif à la paroi chaude
<i>Symboles grecs</i>		$f$	relatif à la paroi froide
$\alpha$	diffusivité thermique à $T_0$ , $m^2.s^{-1}$	$amb$	relatif à l'environnement ambiant
		$obs$	relatif à l'obstacle
		$ref$	relatif à une référence

## 1. Introduction

Les écoulements soumis à des effets de flottabilité prépondérants sont observés dans de nombreux secteurs industriels, tels que le nucléaire ou encore l'automobile. On peut par exemple citer la problématique du refroidissement d'un compartiment moteur qui est un point essentiel dans le dimensionnement d'un véhicule. Suite à un arrêt brutal du moteur après une forte sollicitation, l'intégrité du moteur doit être préservée alors même qu'il n'est plus refroidi par un écoulement externe forcé. Pour de telles situations, la convection naturelle, souvent en régime turbulent, doit permettre d'assurer le refroidissement (cas dimensionnant).

Le projet ANR MONACO\_2025, au sein duquel s'inscrit cette étude expérimentale, a pour ambition de résoudre les problèmes rencontrés par les partenaires industriels lors de simulations d'écoulements turbulents avec effets de flottabilité dominants en espace confiné ainsi que d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques observés pour ce type d'écoulement. En effet, à ce jour, les modèles RANS développés et compatibles avec des temps de calculs adaptés à un contexte industriel ne rendent pas compte avec une précision suffisante des interactions entre la turbulence et les effets de flottabilité et par conséquent les transferts sont souvent mal quantifiés.

Une configuration de référence est définie, permettant d'étudier un écoulement d'air en espace confiné représentatif des régimes rencontrés dans le domaine automobile. Le nombre de Rayleigh utilisé ici est proche de ceux rencontrés en configuration sous-capot ( $Ra \simeq 10^8 - 10^9$ ). Le compartiment moteur a été simplifié en une cavité cubique comportant en son sein un obstacle cubique partiellement chauffé sur l'une de ses faces verticales. Cet obstacle occupe plus de 50% du volume interne disponible.

Plusieurs études, en majorité numériques, traitent de l'influence d'un obstacle dans une cavité. House et al. [1] ont étudié l'impact de la taille et de la conductivité d'un bloc non-chauffé au centre d'une cavité différentiellement chauffée tandis que Ha et Jung [2] se sont intéressés plus spécifiquement à l'influence d'un bloc chauffant sur les transferts de chaleur conjugués conduction/convection dans une cavité de ce type. Yang et Tao [3] ont étudié des écoulements de convection naturelle générés par une plaque verticale chauffée dans une cavité cette fois-ci aux parois froides. Cependant, les écoulements considérés dans ces études se situent en régime laminaire, ce qui n'est pas représentatif des écoulements sous-capot qui peuvent être stationnaires ou turbulents. D'autres études numériques considèrent des écoulements à nombre de Rayleigh pouvant atteindre  $Ra = 1 \times 10^{11}$  dans le cas d'une cavité carré différentiellement chauffée avec variation linéaire de la température imposée aux parois horizontales (Sebilleau et al. [4]) et  $Ra = 1 \times 10^{10}$  dans le cas d'une cavité fermée de rapport de forme vertical  $A_h = 4$  (Trias et al. [5]). Pour ce même rapport de forme, Belleoud, Saury et al. [6, 9] ont étudié expérimentalement les écoulements au sein d'une cavité différentiellement chauffée pour un nombre de Rayleigh atteignant  $Ra = 1,2 \times 10^{11}$  en respectant l'approximation de Boussinesq. Si certaines similarités entre les écoulements en cavité différentiellement chauffée et les configurations d'écoulement avec obstacle sont observables, la perturbation de l'écoulement induite par l'obstacle ainsi que les conditions aux limites modifient la topologie de l'écoulement.

Le dispositif expérimental et la métrologie associée sont tout d'abord présentés. Les résultats obtenus sont ensuite détaillés. Dans un premier temps la dynamique globale de l'écoulement est décrite, puis la présence d'un jet battant est mise en avant. Enfin l'origine de la fréquence de battement de ce jet est analysée.

## 2. Dispositif expérimental et métrologie

### 2.1. Dispositif expérimental

Dans cette étude, une cavité cubique de côté  $L = 1$  m (dimension intérieure) est utilisée. Un obstacle cubique de côté  $H_{obs} = 0,8$  m et chauffé sur l'une de ses faces verticales est placé dans cette cavité (Fig. 1 et 2). Les coordonnées physiques sont adimensionnées par la longueur de la cavité.

Les parois de la cavité comportant l'obstacle partiellement chauffé sont de deux types : (i) isotherme ou (ii) isolée. Deux échangeurs à eau en aluminium (conductivité  $\lambda = 174$

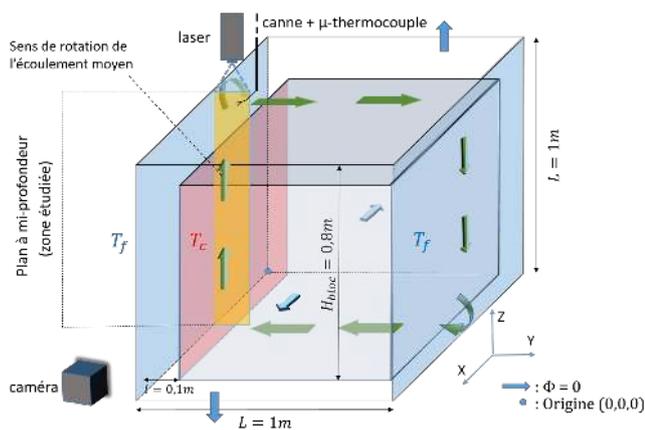


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

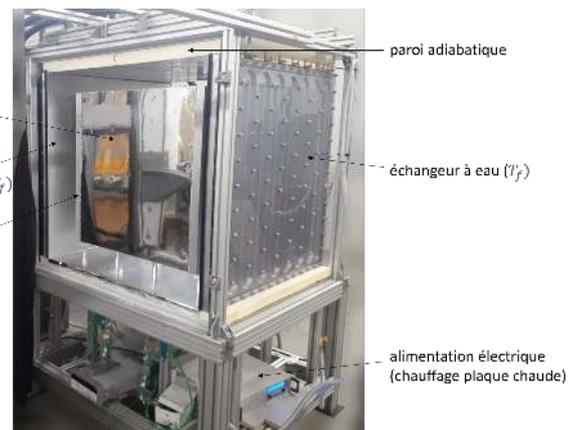


Figure 2 : Photo du dispositif expérimental

$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) imposent une température  $T_f = T_{amb}$  aux parois latérales de la cavité au moyen de deux bains thermostatés (Fig. 2). Les parois horizontales haute et basse de la cavité sont en polystyrène extrudé (conductivité  $\lambda = 0,035 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) et sont donc considérées comme adiabatiques. Elles sont de plus recouvertes d'une feuille de Mylar afin de limiter les effets du rayonnement ( $\epsilon = 0,08$ ). Les parois avant et arrière sont quant à elles en verre d'épaisseur 6 mm ce qui permet de visualiser l'écoulement. Des blocs de polystyrène extrudé sont maintenus devant ces parois afin de conserver leur caractère adiabatique tout en laissant la possibilité de libérer des espaces pour la visualisation. L'obstacle interne partiellement chauffé est maintenu par quatre supports en polymère qui limitent les échanges conductifs (conductivité  $\lambda = 0,25 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) et sont positionnés aux quatre extrémités de la face basse du cube afin de limiter les perturbations dans le plan médian où nous effectuons nos mesures. Cet obstacle est notamment composé de deux plaques d'aluminium (conductivité  $\lambda = 174 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) d'épaisseur  $e = 4 \text{ cm}$  dont l'une est chauffée de manière homogène par l'intermédiaire d'un câble chauffant à une température  $T_c$ . Ces deux plaques forment les faces latérales de l'obstacle placées en regard des parois à température imposée ( $T_f$ ). Entre ces deux plaques est disposée une succession de panneaux en laine de roche, d'une plaque en POM-C et d'une plaque en Ertalon. De cette manière, la température diminue de la paroi chaude de l'obstacle jusqu'à la paroi inerte en préservant la tenue mécanique de l'ensemble. Les faces avant, arrière, haute et basse de l'obstacle sont recouvertes de plaques de POM-C d'épaisseur 4mm pour préserver un bon état de surface. Ces plaques sont recouvertes d'une feuille de Mylar.

La différence de température entre la paroi chaude de l'obstacle et la paroi froide de la cavité est maintenue à  $\Delta T = T_c - T_f = 32 \text{ K} \pm 0,3 \text{ K}$ . Les parois de l'échangeur sont maintenues au plus près de la température ambiante ( $T_f = T_{amb}$ ) afin de limiter au maximum les échanges avec l'extérieur. En effet, les écoulements de convection naturelle sont particulièrement sensibles aux conditions aux limites. Pour préserver une différence de température constante, il est nécessaire d'adapter la température  $T_c$  en retour. Ce sont les variations des propriétés physiques de l'air dues à ces changements et les incertitudes sur les températures des parois qui expliquent l'incertitude associée au nombre de Rayleigh. On obtient alors le nombre de Rayleigh basé sur la hauteur  $H_{obs}$  de l'obstacle :  $Ra = 1,37(\pm 0,18) \times 10^9$ .

## 2.2. Conditions limites

Les faces avant, arrière, haute et basse de l'obstacle sont instrumentées avec 9 thermocouples. 14 thermocouples sont fixés sur la face intérieure de chacune des plaques d'aluminium de l'obstacle. Enfin, 10 thermocouples sont positionnés à l'intérieur de ce même obstacle. L'ensemble de ces 74 thermocouples donne un suivi des conditions de température autour et à l'intérieur de

l'obstacle et permet de vérifier en particulier l'homogénéité en température de la paroi chaude (écart-type=0,6 K).

### 2.3. Les mesures de vitesse par PIV

Les mesures de vitesse sont obtenues par vélocimétrie par image de particules (PIV). Le laser est un laser pulsé double têtes Nd-YAG Litron®. Les deux têtes laser émettent chacune une impulsion d'énergie 35 mJ pendant 5 à 8 ns et de longueur d'onde 532 nm.

La caméra utilisée pour enregistrer les impulsions laser est une caméra imager sCMOS de la marque LaVision® ayant un capteur de dimension  $2560 \times 2160$  pixels<sup>2</sup>. La taille d'un pixel est de 7 µm. Un champ de taille  $120 \times 100$  mm<sup>2</sup> est obtenu lorsque l'image couvre toute la largeur du canal vertical. Un filtre optique est positionné devant l'objectif afin de capter uniquement la longueur d'onde à 532 nm.

Des particules d'huile de paraffine Ondina de masse volumique  $\rho_p = 856$  kg.m<sup>3</sup> et de diamètre  $d \approx 5$  µm ont été choisies pour visualiser l'écoulement.

Considérant la taille du dispositif expérimental et la résolution de la caméra, il a été nécessaire d'effectuer 9 champs verticaux pour couvrir l'intégralité du canal vertical chauffé. 5000 doublets d'images ont été acquis à 25 Hz.

Les images ont été traitées avec le logiciel LaVision®. Des fenêtres d'interrogation de taille  $64 \times 64$  pixels<sup>2</sup> sont choisies pour première passe. Une deuxième passe sur des fenêtres d'interrogations de taille  $32 \times 32$  pixels<sup>2</sup> est effectuée afin de préciser les déplacements sur des zones plus petites. Enfin, un "overlapping" de 50% est utilisé afin d'augmenter le nombre de vecteurs calculés dans chacune de ces zones. Les vitesses obtenues sont adimensionnées par la vitesse de référence de l'écoulement  $V_0 = \frac{\alpha}{H_{obs}} \sqrt{Ra_{H_{obs}}}$ .

## 3. Résultats

L'étude présentée ici se focalise sur la partie gauche du dispositif expérimental (Fig.1) que nous appellerons le canal vertical chauffé. C'est en effet ici que naissent et sont visibles les instabilités que l'on souhaite analyser.

Dans un premier temps, la morphologie de l'écoulement dans ce canal va être décrite puis la présence d'un jet battant va être mise en avant, enfin l'origine du battement du jet va être discutée.

### 3.1. Champ de vitesse moyenne dans le canal vertical chauffé

Afin d'obtenir une cartographie de l'écoulement dans le plan médian du canal vertical chauffé, le champ de la norme 2D de la vitesse moyenne est tracé figure 3. On peut observer un écoulement de couche limite ascendant le long de la paroi chaude à  $T_c$  (située en  $Y = 0,1$ ). Lorsque l'écoulement atteint la côte  $Z = 0,9$ , il se scinde en deux parties. L'écoulement se dirige alors soit vers le canal horizontal supérieur soit vers la paroi froide à  $T_f$  (située en  $Y = 0$ ). Ici, l'écoulement peut soit descendre le long de la paroi froide où une couche limite se développe, soit rejoindre une cellule de recirculation. Lorsque l'écoulement de couche limite descendant atteint la côte  $Z = 0,1$ , deux options se profilent à nouveau. L'écoulement va soit venir alimenter l'écoulement de couche limite ascendante naissant (en  $Z \in [0,1; 0,2]$  et  $Y \approx 0,1$ ) soit se diriger vers le canal horizontal inférieur. On peut également voir qu'un écoulement provient du canal horizontal inférieur et participe à la formation de la couche limite de l'écoulement ascendant. En dehors de ces écoulements de couches limites, on observe une zone centrale de la cavité aux vitesses très proches de 0 sur la majorité du canal vertical chauffé.

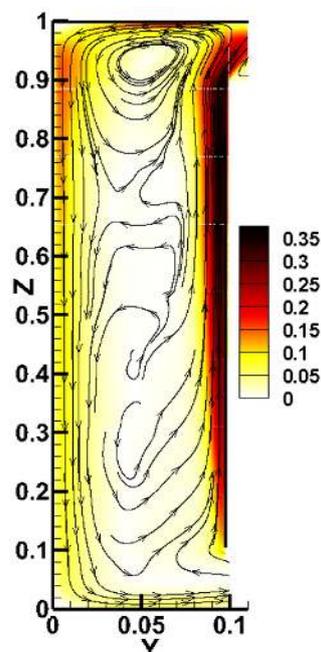


Figure 3 : Champ de la norme 2D de vitesse moyenne adimensionnée dans le canal vertical chauffé

### 3.2. Description du jet battant

Au sein du canal vertical chauffé, lorsque l'écoulement quitte le bord de l'obstacle (situé en  $Z = 0,9$  et  $Y = 0,1$ ), un jet battant chaud est observé. Celui-ci, dans le plan médian, bat alternativement en direction du canal horizontal supérieur et en direction du canal vertical chauffé. Des instantanés de la norme de vitesse pris à différents temps dans la zone du jet illustrent la déstabilisation de l'écoulement et le battement du jet (Fig. 4).

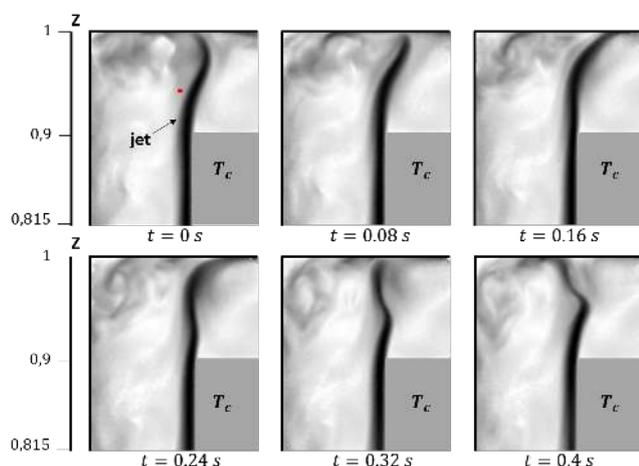


Figure 4 : Instantanés de la norme de vitesse pris à différents temps  $t$ . Le point rouge correspond à la localisation de la mesure de la figure 5

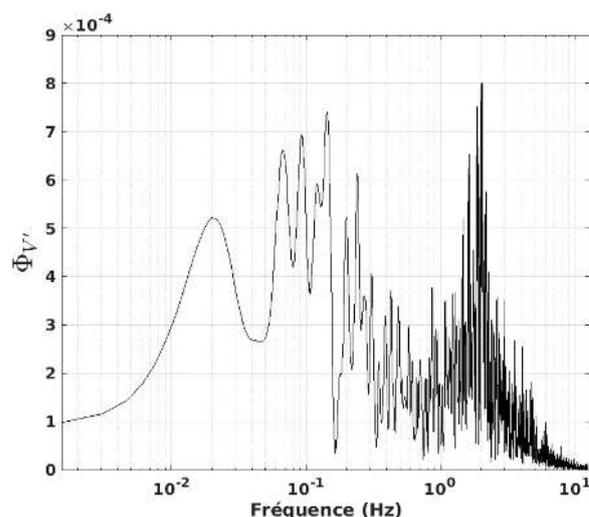


Figure 5 : Densité spectrale de puissance moyenne pour  $V'$  à  $Z = 0,94$  et  $Y = 0,09$

La figure 5 montre la densité spectrale de puissance de la fluctuation horizontale  $V'$  (au sens de la décomposition de Reynolds) pour un point localisé en  $Z = 0,94$  et  $Y = 0,09$ ; c'est à dire dans le jet une fois que celui-ci a quitté l'obstacle. La fréquence principale du jet est centrée sur 2 Hz. Nous allons maintenant analyser l'origine de cette fréquence.

### 3.3. Instabilités de couche limite

La figure 6 montre la densité spectrale de puissance moyennée pour la fluctuation horizontale,  $V'$ , au sein de la couche limite ascendante à  $Z = 0,65$  et  $Y = 0,09$ . La densité spectrale de puissance correspond à  $\Phi_{V'} = \frac{1}{f_s n_{acq}} |\widehat{V'}|^2$  où  $\widehat{V'}$  est la transformée de Fourier de la quantité  $V'$ ,  $f_s$  la fréquence d'échantillonnage du signal, et  $n_{acq}$  le nombre d'acquisitions. La densité spectrale est ici moyennée sur la somme des densités spectrales déterminées sur un quart (1250 acquisitions) de l'échantillon total. On peut remarquer la présence d'une fréquence centrée autour de  $f = 2$  Hz, comme celle repérée au sein du jet battant. On peut également noter la présence d'une harmonique autour de 4 Hz ( $f' \approx 2f$ ). La fréquence principale du jet battant provient donc d'une instabilité advectée par la couche limite ascendante.

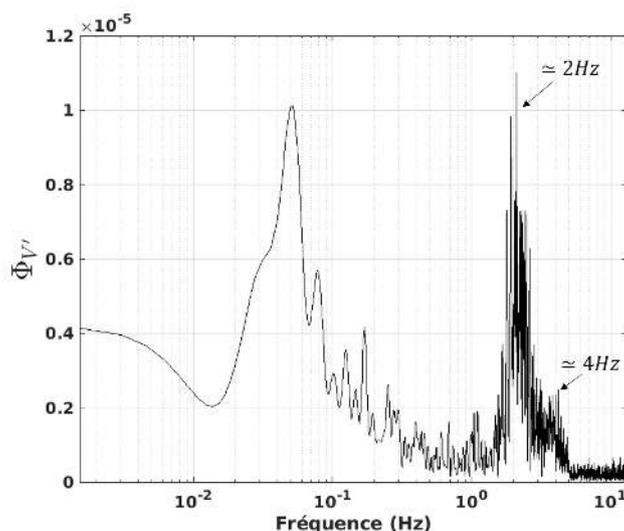


Figure 6 : Densité spectrale de puissance moyennée pour la fluctuation horizontale à  $Z = 0,65$  et  $Y = 0,09$

### 3.4. Comparaison avec la théorie

Gebhart et al. [12] ont étudié l'évolution de la propagation d'une instabilité périodique le long d'une plaque verticale chauffée (isotherme ou à flux constant). En résolvant l'équation d'Orr-Sommerfield, Dring et al. [13] ont montré que cette instabilité périodique est amplifiée et filtrée en une seule fréquence. Cela sera plus tard confirmé expérimentalement par Qureshi, Mahajan et Gebhart [14, 15]. La valeur de cette fréquence ne dépend pas de la position le long de la plaque verticale et Dring et al. [12] ont proposé la pulsation caractéristique ( $\Omega$ ) suivante :

$$\Omega = \frac{2\pi f}{\nu} \left( \frac{\nu^2}{g\beta\Delta T^*} \right)^{2/3} \quad (1)$$

où  $\Delta T^*$  est la différence de température entre la température de plaque et la température dans l'écoulement loin de la plaque. A l'aide de plusieurs travaux expérimentaux et numériques de la littérature, Gebhart et al. [16] ont trouvé les solutions asymptotiques dépendant du nombre de Prantl,  $Pr$  pour  $Pr \in [0,1 - 100]$ .

$$\Omega = 0,315 Pr^{-0,065} \quad (2)$$

Plus récemment, les perturbations se développant le long d'une plaque plane isotherme ont été étudiées par Fan et al. [17] et Zhao et al. [18]. Ils ont aussi observé une perturbation croissante

dont la fréquence ne dépend pas de la position verticale sur la plaque et qui correspond à une fréquence caractéristique ;  $f_c$ . Pour  $Pr = 0,7$ , ils obtiennent la corrélation suivante pour la fréquence caractéristique dimensionnée :

$$f_c = 0,07 \left( \frac{g\beta\Delta T^*}{\alpha} \right)^{2/3} \nu^{1/3} \quad (3)$$

Cette corrélation peut être ré-écrite suivant la définition de Gebhart sous la forme de la pulsation caractéristique adimensionnée,  $\Omega$  :

$$\Omega = 2\pi \times 0,07 Pr^{2/3} \quad (4)$$

Le tableau 1 montre la pulsation caractéristique déterminée asymptotiquement par Gebhart, celle de Zhao pour  $Pr = 0,7$  et celle issue des travaux présentés ici.

	$\Omega$
Gebhart [16]	0,32
Zhao [18]	0,35
Etude présentée	0,36

Tableau 1 : Comparaison des pulsations caractéristiques pour  $Pr = 0,71$  et  $f = 2 \text{ Hz}$

Dans notre cas,  $\Delta T^*$  est la différence entre la température de la plaque et la température moyenne dans le centre du canal vertical chauffé entre  $Z = 0,1$  et  $Z = 0,9$ . Le choix de cette température motivé par les isothermes horizontales dans le coeur de l'écoulement (voir Weppe et al. [8]) et cela semble la meilleure façon de se rapprocher dans notre cas expérimental de la définition théorique de Gebhart.

Finalement, la pulsation obtenue expérimentalement est proche de celle prévue par les théories de Gebhart et Zhao et diffère d'environ 10%. Enfin, une possible gamme de valeur de la pulsation expérimentale obtenue peut être donnée qui prend en compte la stratification thermique de la cavité :  $\Omega \in [0,31; 0,47]$ .

## 4. Conclusion

Dans ce travail un écoulement de convection naturelle se développant dans une cavité cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé est présenté et analysé ( $Ra = 1,37 \times 10^9$ ). Ce travail est la suite de deux travaux présentés au congrès de la SFT : le premier traitant de la dynamique de l'écoulement et le second de la thermique. Ici l'étude se focalise sur la description et l'analyse d'un jet battant. Ce jet est issu de l'écoulement de couche limite se développant le long de la paroi verticale chauffée de l'obstacle. Ce jet bat à une fréquence de 2 Hz. Afin de comprendre l'origine de cette fréquence, l'écoulement de couche limite ascendant est analysé. Cet écoulement présente une fréquence de battement similaire que l'on retrouve théoriquement. La fréquence principale du jet battant provient donc d'une instabilité advectée par la couche limite ascendante.

En perspectives à ce travail, deux points peuvent être mentionnés. Tout d'abord, les simulations qui seront menées par nos partenaires académiques et industriels devront être capables de reproduire numériquement les instabilités qui ont été mises en avant dans ce travail d'un point de vue expérimental et théorique. Par ailleurs, ce travail ainsi que les deux précédents (Weppe et al. [7] [8]), ont été menés avec des conditions aux limites stationnaires. La prochaine étude sera

faite avec des conditions aux limites instationnaires afin de simuler des comportements moteurs qui peuvent être rencontrés en conditions réelles (arrêt brutal du véhicule ou succession d'arrêts et de redémarrages en cas d'embouteillage par exemple).

## Références

- [1] J.M. House, C. Beckermann, T.F. Smith, Effect of a Centered Conducting Body on Natural Convection Heat Transfer in an Enclosure, *Numer. Heat Transfer*, 18 (1990) 213-225.
- [2] M.Y. Ha, M.J. Jung, A numerical study on three-dimensional conjugate heat transfer of natural convection and conduction in a differentially heated cubic enclosure with a heat-generating cubic conducting body, *Int. J. Heat and Mass transfer*, 43 (2000) 4229-4248.
- [3] M. Yang, W.Q. Tao, Three-Dimensional Natural Convection in an Enclosure With an Internal Isolated Vertical Plate, *J. Heat Transfer*, 117 (1995) 619-625.
- [4] F. Sebilliau, R. Issa, S. Lardeau, S.P. Walker, Direct Numerical Simulation of an air-filled differentially heated square cavity with Rayleigh numbers up to  $10^{11}$ , *Int. J. Heat and Mass transfer*, 123 (2018) 297-319.
- [5] F.X. Trias, M. Soria, A. Oliva, C.D. Pérez-Segarra, Direct numerical simulations of two- and three-dimensional turbulent natural convection flows in a differentially heated cavity of aspect ratio 4, *J. Fluid Mech.*, 586 (2007) 259-293.
- [6] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, Natural convection in an air-filled cavity : Experimental results at large Rayleigh numbers, *Int. J. Heat and Mass transfer*, 38 (2011) 679-687
- [7] A. Weppe, F. Moreau, D. Saury, Etude expérimentale de la dynamique d'un écoulement dans une cavité cubique comprenant un bloc partiellement chauffé, *Congrès français de thermique*. (Belfort, 9th-12th june, 2020).
- [8] A. Weppe, F. Moreau, D. Saury, Analyse des transferts thermiques au sein d'un écoulement de convection naturelle dans un espace confiné comportant un obstacle partiellement chauffé, *Congrès français de thermique*. (Belfort, 1-3 june, 2021).
- [9] P. Belleoud, Etude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différenciellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2016.
- [10] P. Belleoud, D. Saury, D. Lemonnier, Coupled velocity and temperature measurements in an air-filled differentially heated cavity at  $Ra = 1.2^{11}$ , *Int. J. Thermal Sciences*, 123 (2018) 151-161.
- [11] <http://www.biostat.jhsph.edu/~iruczins/teaching/390.672/notes/notes.class6.pdf> (site consulté le 25/01/2021).
- [12] B. Gebart, Y. Jaluria, Buoyancy-Induced Flows And Transport *Taylor and Francis*, (1988)
- [13] R.P. Dring, et B. Gebhart, A theoretical investigation of disturbance amplification in external laminar natural convection, *Journal of Fluid Mechanics*, 34 (1968) 551-564
- [14] R.L. Mahajan et B. Gebhart, An experimental determination of transition limits in a vertical natural convection flow adjacent to a surface, *Journal of Fluid Mechanics*, 91 (1979) 131-154
- [15] Z.H. Qureshi et B. Gebhart, Transition and transport in a buoyancy driven flow in water adjacent to a vertical uniform flux surface, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 21 (1978) 1467-1479
- [16] B. Gebhart et R.L. Mahajan, Tharacteristic disturbance frequency in vertical natural convection flow, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 18 (1975) 1143-1148
- [17] Y. Fan, Y. Zhao, and J.F. Torres, and F. Xu, C. Lei, Y. Li et J. Carmeliet, Natural convection over vertical and horizontal heated flat surfaces : A review of recent progress focusing on underpinnings and implications for heat transfer and environmental applications, *Physics of Fluids*, 33 (2021)
- [18] Y. Zhao, P. Zhao, Y. Liu, Y. Xu et J.F. Torres, On the selection of perturbations for thermal boundary layer control, *Physics of Fluids*, 31 (2019) 104102

## Remerciements

Les auteurs remercient l'ANR pour le financement du projet MONACO 2025; les programmes CPER (2015-2020) et FEDER (2014-2020); ainsi que le personnel d'appui qui a participé à la mise en place de ce dispositif expérimental, en particulier H. Arlaud, C. Fuentes, J.-C. Fraudeau, M. Caron et N. Papin.

# Caractérisation expérimentale des transferts de chaleur dans un canal d'eau avec changement de phase

Philippe REULET<sup>1</sup>, Baptiste DEJEAN<sup>1</sup>, Pierre BERTHOUMIEU<sup>1</sup>, Davide ZUZIO<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ONERA/DMPE Université de Toulouse, F-31055 Toulouse

\*(auteur correspondant : philippe.reulet@onera.fr)

**Résumé** – Une expérience de canal chauffé avec picots et alimenté en eau liquide a été conçue et fabriquée. Il s'agit d'étudier les phénomènes liés à l'ébullition de l'eau chauffée par la paroi inférieure du canal. Lors de la campagne d'essais les visualisations de l'écoulement montrent la génération de la vapeur dans l'écoulement fluide autour des picots. Des mesures de température dans la paroi et les valeurs de la puissance fournie ont conduit à identifier le flux de chaleur et la température à l'interface fluide/paroi. A partir du bilan thermique dans le fluide, sa température est calculée ce qui permet d'identifier le coefficient d'échange pariétal en présence de l'ébullition.

## Nomenclature

$h$	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Indices</i>	
$p$	taux de vapeur, %	$e$	effectif
$q$	densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$	$f$	fluide
$x,y$	coordonnées, m	$lv$	liquide-vapeur
$T$	température, K	$mes$	mesure
$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	$p$	paroi

## 1. Introduction

Les échangeurs de chaleur avec changement de phase sont très courants dans l'industrie sous la forme d'échangeurs à plaques (PHE). De nombreux travaux expérimentaux ont été réalisés sur ces évaporateurs à plaques avec des fluides réfrigérants. On notera en particulier une revue très complète de Amalfi et al. [1][2] qui fournit de nombreuses corrélations expérimentales pour les pertes de charge et les coefficients de transfert de chaleur. Les études existantes ont montré que les transferts de chaleur dans ces échangeurs sont très complexes et dépendent de nombreux paramètres : régime d'écoulement, géométrie, propriétés des fluides, flux de chaleur. La plupart des formulations proposées sont basées sur des corrélations du transfert de chaleur en ébullition dans des tubes, prenant en compte les contributions de l'ébullition nucléée et de l'ébullition convective (Chen [3] et Shah [4]). Si l'ébullition convective forcée a été associée à des expériences menées à des flux massiques élevés (cas habituel des PHE), l'ébullition nucléée est associée à des expériences à faible flux massique (Ayub et al. [5]). Une configuration plus proche de celle qui nous intéresse a été étudiée par Gourbil [6] qui vise à caractériser la crise d'ébullition en convection forcée, dans un milieu poreux chauffant. Le dispositif expérimental consiste en un milieu poreux quasi-bidimensionnel, composé de cylindres disposés entre deux plaques permettant de visualiser l'écoulement.

## 2. Campagne expérimentale

Une maquette de canal chauffé avec picots a été réalisée, de dimensions extérieures  $700 \times 82 \times 39 \text{ mm}^3$  (Figure 1). Le montage permet l'inclinaison de la maquette mais tous les essais

réalisés et traités dans cet article sont faits avec un canal horizontal. Le canal de section  $42 \times 4 \text{ mm}^2$  est alimenté en amont par un débit d'eau contrôlé (précision  $\pm 0.01 \text{ g/s}$ ), à température ambiante. La paroi basse du canal est chauffée. La paroi supérieure est percée par un hublot permettant la visualisation de l'écoulement. De nombreux thermocouples sont insérés dans les parois inférieure et supérieure du canal afin de mesurer les conditions de température de l'expérience. L'ensemble de la maquette a été inséré dans un support isolant afin de minimiser les pertes thermiques vers l'environnement. A la sortie du canal, le débit de liquide non vaporisé est déterminé par une mesure du volume de liquide pour une durée de fonctionnement prédéfinie. Enfin un capteur de pression différentielle (précision  $\pm 0.06 \text{ mbar}$ ) enregistre les pertes de charge entre l'entrée et la sortie du canal.

Sur toutes les figures, l'origine du repère est placée à gauche, avec une circulation du fluide de la gauche vers la droite. Le repère pour le modèle thermique est défini par :  $x=0$  au bord de la plaque côté entrée et  $y=0$  à la surface inférieure de la paroi inférieure du canal.

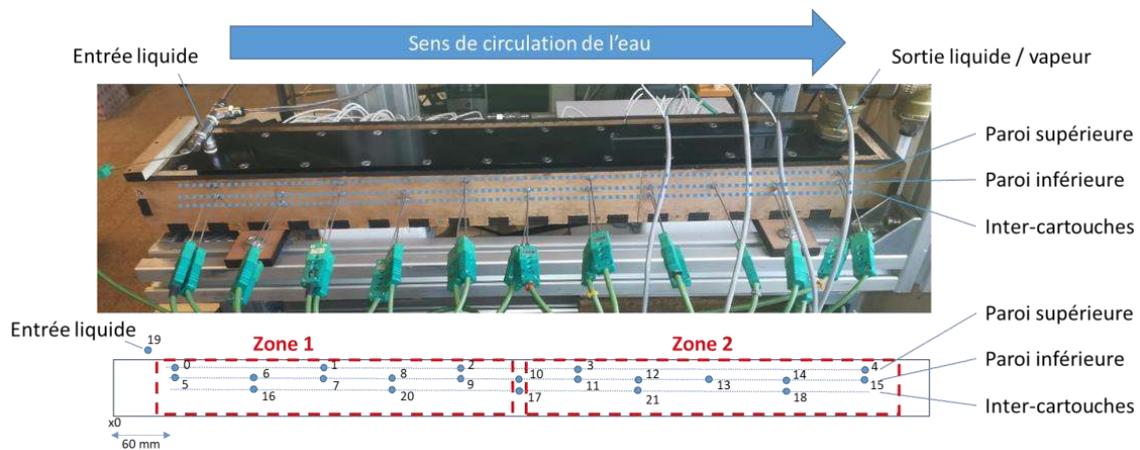


Figure 1 – Photo de l'expérience et instrumentation

La maquette est instrumentée par 22 thermocouples de type K diamètre 1,5 mm :

- TC00 à TC04 : paroi supérieure du canal, distance 3.8 mm de l'interface fluide/solide
- TC05 à TC15 : paroi inférieure du canal, distance 3.8 mm de l'interface fluide/solide (espacés de 60 mm suivant la longueur du canal)
- TC16 à TC18 & TC20 & TC21 : paroi inférieure du canal, positionnés entre les cartouches chauffantes, distance 12.5 mm de l'interface fluide/solide. TC20 & TC21 sont utilisés par le système d'alimentation électrique des cartouches et ne sont pas enregistrés par la chaîne de mesures.
- TC19 : entrée du liquide

Dans la paroi inférieure, les 31 cartouches chauffantes de 200 W sont alimentées par deux boîtiers électriques indépendants permettant de régler la puissance fournie entre 0 et 100% de la puissance maximale (cartouches C01 à C16 zone 1, C17 à C31 zone 2). A noter que lors du post-traitement des essais, il s'est avéré que la cartouche C14 était défectueuse.

La campagne d'essais avec maquette horizontale a été réalisée en faisant varier le débit d'eau (1, 3 et 5 g/s) et la puissance d'alimentation des cartouches. Pour chaque condition de débit, 6 ou 7 paliers de puissance ont été réalisés jusqu'à atteindre un état stationnaire. La puissance électrique maximale fournie est limitée pour garantir la présence de liquide jusqu'à la sortie afin d'éviter une surchauffe de la paroi inférieure en cas d'ébullition complète. Dans chaque condition d'essais, toutes les mesures sont acquises et des visualisations de l'écoulement sont enregistrées par caméra vidéo classique ou rapide. Pour augmenter le contraste entre les zones liquides et les zones gazeuses, de l'acide amino G est ajouté dans l'eau distillée.

Conditions	Vidéo hublot complet	Zoom
Puissance = 20% % massique vapeur = 3% Perte de charge = 2.5 mbar		
Puissance = 30% % massique vapeur = 6% Perte de charge = 2.2 mbar		
Puissance = 40% % massique vapeur = 16% Perte de charge = 4.0 mbar		
Puissance = 60% % massique vapeur = 30% Perte de charge = 8.0 mbar		
Puissance = 80% % massique vapeur = 45% Perte de charge = 15 mbar		

Figure 2 : Essais 3 g/s, zones de chauffage : 1 et 2, position : horizontale

L'uniformité de l'écoulement suivant la largeur du canal a été vérifiée de manière qualitative en analysant ces visualisations. Les enregistrements vidéo permettent d'observer en zone 2 l'écoulement du mélange liquide/vapeur (Figure 2). La limite du début d'ébullition est observable seulement sur la plus faible puissance de chauffe (20%). Pour les autres puissances, l'écoulement observé est principalement gazeux avec des passages de poches de liquide qui se font de moins en moins fréquents à mesure que la puissance de chauffe augmente. Pour ces régimes d'écoulement, sur de nombreux picots on peut observer une petite rétention de liquide.

### 3. Post-traitement des essais

L'objectif du post-traitement est d'identifier les flux de chaleur et température à l'interface fluide/solide entre la paroi inférieure et le fluide, à partir des mesures par thermocouples réalisées dans la paroi. Compte-tenu du nombre de thermocouples présents, la maquette a été simplifiée en considérant un modèle 2D plan de la paroi inférieure. Cette hypothèse est justifiée car les surfaces inférieures et latérales de la maquette sont isolées comme le montre la Figure 1. D'autre part les pertes thermiques vers la paroi supérieure et les pertes par convection naturelle restent négligeables par rapport à la puissance totale fournie.

Le calcul d'identification fait appel à une méthode inverse de conduction de la chaleur intégrée dans le code MODETHEC [7]. Cette méthode inverse, instationnaire et basée sur la méthode de Beck, permet de retrouver le flux de chaleur à la surface à partir des mesures de température ponctuelles dans le volume. La résolution est instationnaire avec un pas de temps de 1 s, les mesures à l'état stationnaire sont appliquées à chaque instant ; 100 pas de temps sont suffisants pour atteindre les conditions stabilisées. Les propriétés thermophysiques de l'aluminium 7175 utilisé pour la fabrication des éléments de la maquette, sont issues des données de la littérature :

$$k = 155 \text{ W/m/K} ; C_p = 873.0 \text{ J/kg/K} ; \rho = 2790 \text{ kg/m}^3$$

Le maillage de la paroi inférieure a été réalisé avec le logiciel GMSH, en spécifiant une taille de maille de 1 mm : Figure 3. Les deux extrémités de la paroi, qui ne sont pas en contact avec le canal, ont été supprimées car elles ne contribuent pas au transfert de chaleur vers le fluide. Les picots ne peuvent pas être modélisés dans ce maillage 2D plan, leur présence sera prise en compte dans le post-traitement comme détaillé ci-après. Les croix rouges et bleues indiquent la position des 14 thermocouples enregistrés par la chaîne de mesure. Seuls les 11 thermocouples placés à la distance de 3.8 mm de l'interface fluide/solide (TC05 à TC15) sont pris en compte par la méthode inverse pour identifier le flux de chaleur à l'interface. Les 3 autres thermocouples sont utilisés uniquement pour un contrôle. Le flux de chaleur à la surface est recherché sous la forme d'une fonction linéaire par morceaux définie à partir des 11 valeurs de flux aux positions axiales des 11 thermocouples.

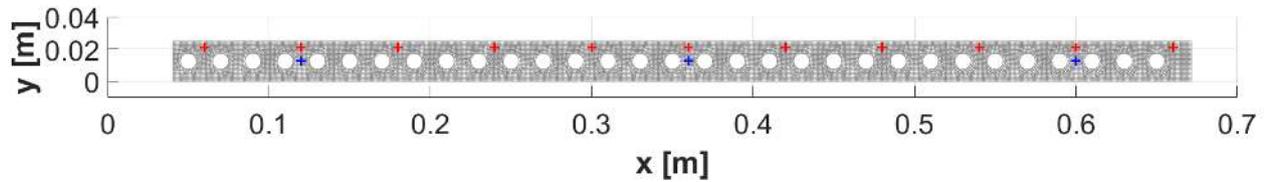


Figure 3 – Visualisation du maillage – Positions thermocouples (croix rouges et bleues)

Le post-traitement des essais pour le débit de 3 g/s est détaillé ici. Les essais pour les débits de 1 et 5 g/s ont également été traités mais ne sont pas présentés. Pour le débit d'eau de 3 g/s, 7 paliers de puissance de chauffe ont été réalisés. Les conditions correspondantes sont indiquées dans le Tableau 1. Les écarts entre le taux de vapeur calculé et les mesures sont inférieurs à 4% et peuvent être expliqués par un phénomène de condensation dans le tube d'évacuation de la vapeur en sortie.

n° calcul		301	302	303	304	305	306	307
Débit liquide	g/s	3	3	3	3	3	3	3
Puissance zones 1 & 2	%	20%	30%	40%	50%	60%	70%	80%
Puissance totale	W	1117	1666	2189	2692	3230	3763	4292
% vapeur mesuré	%	3%	6%	16%	22%	30%	38%	45%
% vapeur calculé	%	1%	10%	17%	25%	33%	40%	48%

Tableau 1 – Conditions des essais au débit 3 g/s

Le résultat du calcul inverse par le code MODETHEC permet de tracer le champ de température à l'état stationnaire dans toute la plaque : Figure 4. Le champ dans la partie supérieure de la figure montre toute la plaque.

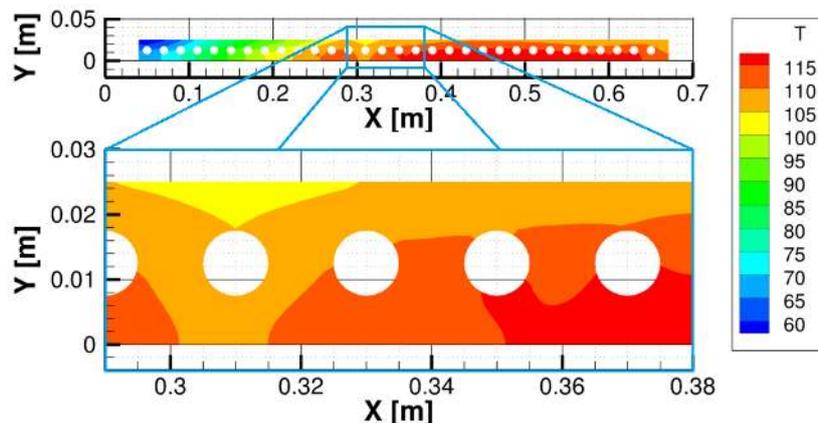


Figure 4 – Champ de température – essai 3 g/s, puissance 40%

La température croît rapidement depuis l'entrée où le fluide froid pénètre dans le canal. Un gradient de température apparaît dans la zone sur laquelle le fluide s'échauffe jusqu'à la température d'ébullition. Sur toute la deuxième partie du canal, la température reste relativement uniforme. Le champ en bas présente un zoom sur la partie centrale dans laquelle la cartouche C14 ( $x=0.31$  m) présente un défaut de chauffe qui se traduit par une baisse locale de la température, visible sur toute l'épaisseur de la paroi. Cet effet n'avait pas été détecté en visualisant le thermocouple le plus proche ( $x=0.30$  m) même s'il paraît visible sur les profils de température de surface. Les températures calculées aux positions des 11 thermocouples utilisés par la méthode inverse sont rigoureusement identiques à celles fournies en données d'entrée, ce qui permet de vérifier que la solution est bien cohérente avec les mesures. Les écarts entre les températures calculées et mesurées aux 3 autres positions de mesure, sont inférieurs à  $1.0^{\circ}\text{C}$ .

Au niveau de l'interface fluide/solide, la température de paroi  $T_p$  (Figure 5) et la densité de flux de chaleur à l'interface  $q$  (Figure 6) sont calculés.

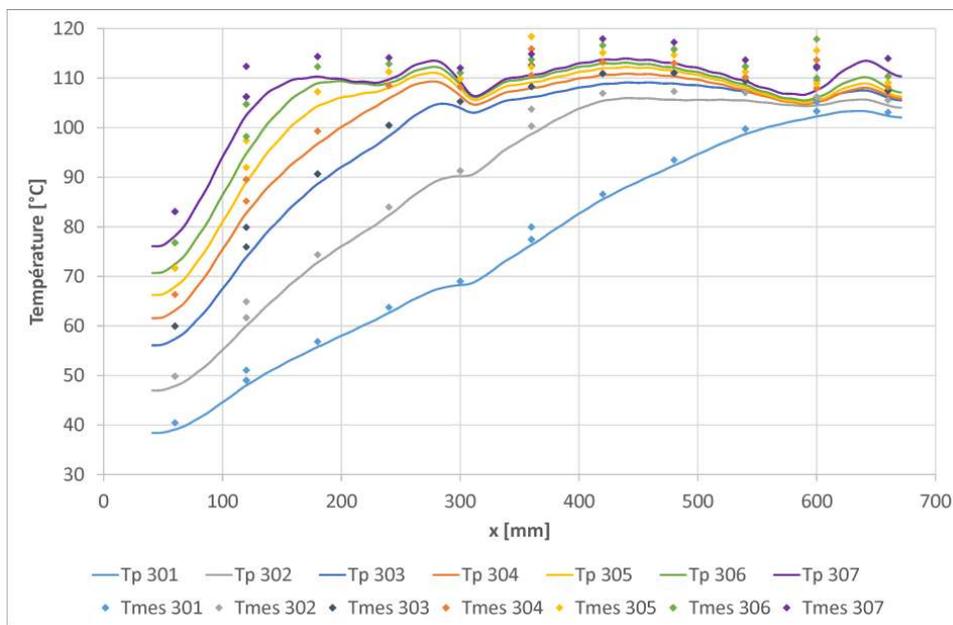


Figure 5 – Profil de la température de paroi – débit 3 g/s

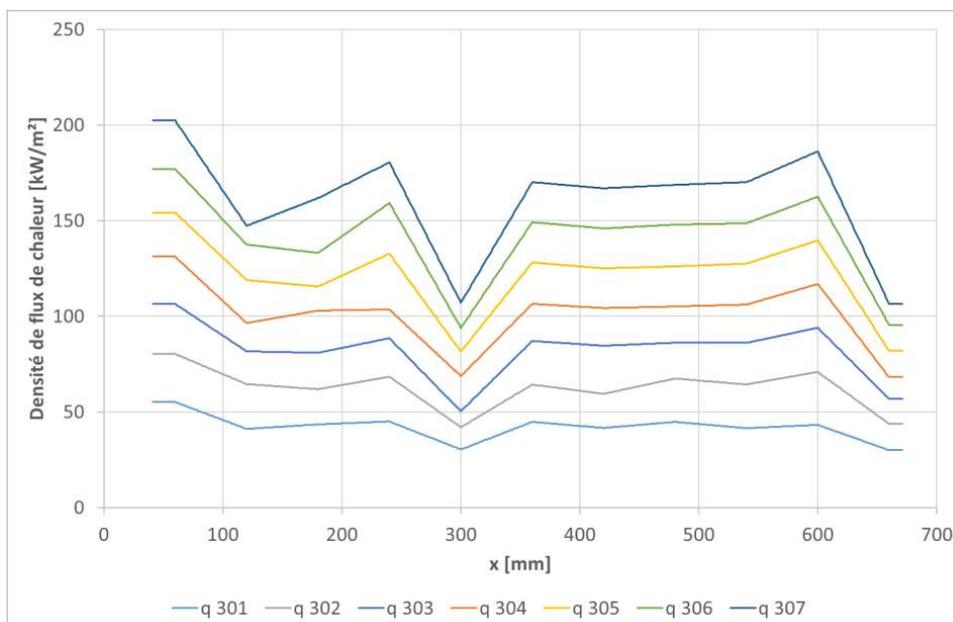


Figure 6 – Profil de la densité de flux de chaleur à la paroi – débit 3 g/s

Sur la Figure 5, sont indiquées les mesures des thermocouples  $T_{mes}$  afin de visualiser le gradient qui apparaît entre la position des mesures et la surface. Ce gradient est faible grâce à l'utilisation d'un matériau de forte conductivité thermique. Depuis l'entrée du canal, la température augmente progressivement jusqu'à la position où apparaît l'ébullition puis présente un plateau proche de  $110^{\circ}\text{C}$ . Les profils de la densité de flux de chaleur présentent un pic à l'entrée à cause de l'arrivée de fluide froid sur la paroi chaude. Le défaut de la cartouche C14 induit une baisse locale du flux, la conduction dans la paroi ne suffisant pas à uniformiser sa température. Enfin près de la sortie du canal, le flux présente un maximum à l'avant dernière position puis une valeur fortement réduite à la dernière position. A noter qu'il apparaît de façon systématique sur l'ensemble des essais. Aucune explication physique n'a été identifiée pour expliquer ce comportement.

Pour déterminer un coefficient d'échange pariétal local, il est nécessaire de connaître la température du fluide le long du canal. Pour cela un bilan d'enthalpie est réalisé sur le fluide depuis l'entrée jusqu'à la sortie. Le canal est divisé en cellules élémentaires de la taille des mailles de la paroi. Le bilan pour cette cellule élémentaire est schématisé sur la Figure 7 : la température de sortie  $T_{n+1}$  et le taux d'ébullition  $p_{n+1}$  sont calculés en fonction des valeurs à l'entrée ( $T_n, p_n$ ) et du flux à la paroi  $q_n$ . Les paramètres thermophysiques de l'eau sont extraits de la base de données CEDRE [9] :

$$T_{lv} = 100^{\circ}\text{C}$$

$$C_{pl} = 4184 \text{ J/kg/K}$$

$$C_{pv} = 1895 \text{ J/kg/K}$$

$$L_{lv} = 2283292 \text{ J/kg}$$

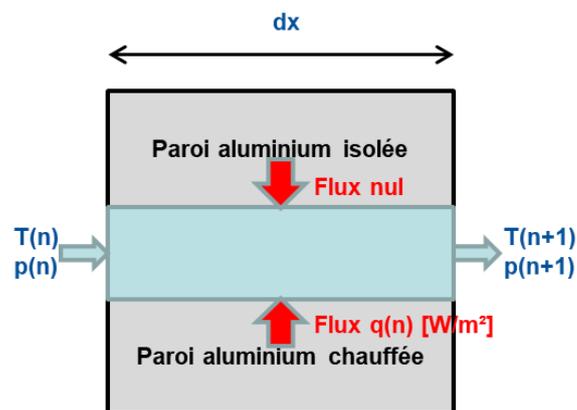


Figure 7 – Schéma du bilan d'enthalpie pour le fluide dans le canal

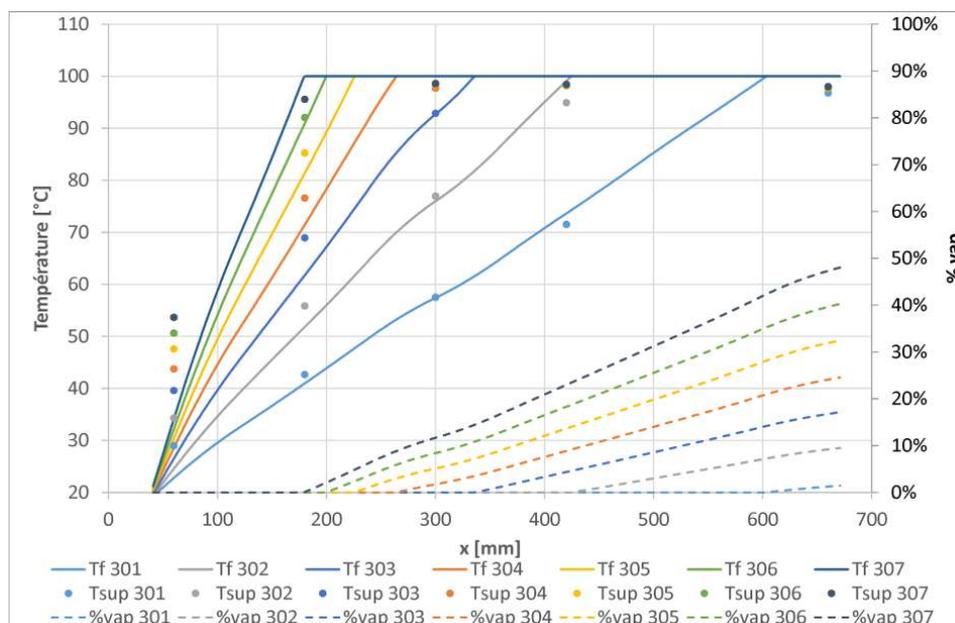


Figure 8 – Profil de température du fluide et taux d'évaporation – débit 3 g/s

Connaissant la température d'entrée du canal, mesurée par le thermocouple TC19, il est possible de déterminer l'évolution de la température du fluide et du taux d'ébullition sur toute la longueur du canal : Figure 8. La température du fluide augmente progressivement jusqu'à la température d'ébullition, puis reste constante tant que tout le liquide n'est pas vaporisé. Le taux d'ébullition est tracé en pointillés. Les mesures de température dans la paroi supérieure ( $T_{sup}$ ) sont en bon accord avec les températures calculées dans le fluide, excepté proche de l'entrée du canal ( $x=60$  mm). Cet écart est probablement dû à des effets de bord : la maquette réelle commençant à  $x=0$  mm alors que le fluide entre à  $x=41$  mm.

La grandeur permettant de caractériser les transferts de chaleur entre la paroi chaude et le fluide est le coefficient d'échange convectif. Dans la configuration étudiée, la paroi est hérissée de picots. On définit alors un coefficient d'échange effectif  $h_e$  en prenant en compte la surface d'échange d'une paroi lisse (méthode similaire à celle utilisée par Van Fossen [8]). Ce coefficient d'échange effectif s'écrit :

$$h_{e_n} = q_n / (T_{p_n} - T_{f_n})$$

avec  $T_f$  la température du fluide dans le canal, calculée par :  $T_{f_n} = (T_n + T_{n+1})/2$

En suivant le raisonnement proposé par Van Fossen [8], il est possible de déterminer le coefficient d'échange pariétal  $h_p$  à partir du coefficient d'échange effectif en considérant que les picots forment des ailettes. En faisant l'hypothèse que le coefficient d'échange est uniforme sur les parois des picots et la paroi inférieure, il est possible d'écrire :

$$\frac{h_e}{h_p} = 1 + \left(\frac{c}{d}\right)^2 \left( \sqrt{\frac{4k}{h_p c}} \tanh\left(\sqrt{\frac{4h_p}{kc}} L\right) - 1 \right)$$

- taille des picots :  $c = 1$  mm
- distance entre les picots :  $d = 4$  mm
- longueur des picots :  $L = 4$  mm
- conductivité thermique de la paroi :  $k = 155$  W/m/K

Cette équation est résolue par méthode itérative pour identifier le coefficient d'échange  $h_p$  à partir du coefficient d'échange effectif  $h_e$  calculé précédemment.

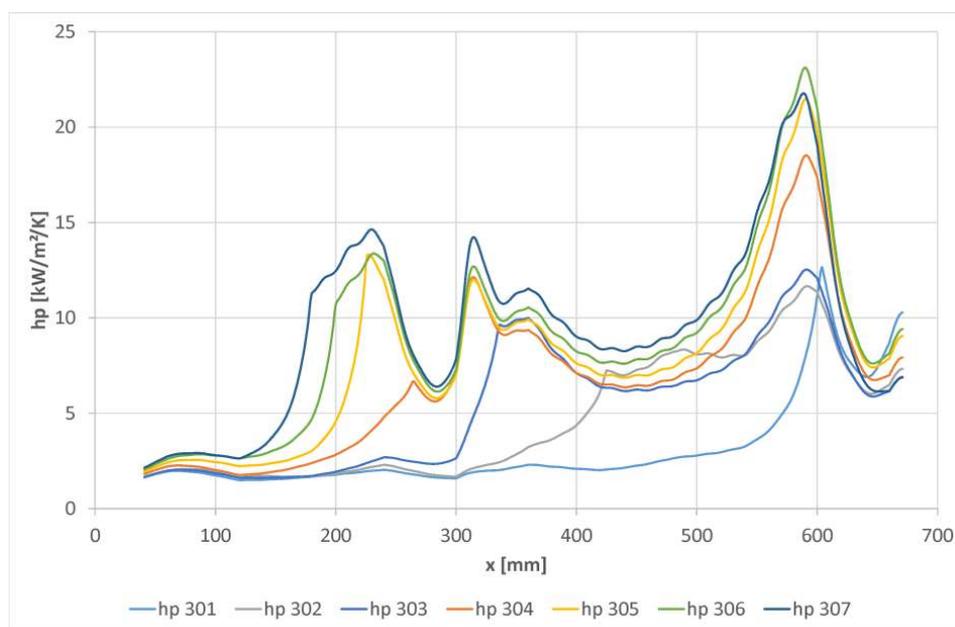


Figure 9 – Profil de coefficient d'échange à la paroi – débit 3 g/s

Le profil du coefficient d'échange pariétal est tracé sur la Figure 9. Sa valeur, dans la partie du canal où le fluide est liquide, est proche de 2-3 kW/m<sup>2</sup>/K. Le profil présente un premier pic au début de l'ébullition vers 13 kW/m<sup>2</sup>/K, suivi d'un palier proche de 7-8 kW/m<sup>2</sup>/K. Juste avant la sortie apparaît un deuxième pic suivi d'une forte baisse, cohérente avec les variations du flux à la paroi.

En considérant une incertitude sur les températures mesurées par les thermocouples de  $\pm 1^\circ\text{C}$ , une analyse du cas de débit 3 g/s à la puissance de 80% a permis de déterminer l'incertitude des résultats obtenus : température de paroi  $\pm 1.1^\circ\text{C}$ , température du fluide  $\pm 0.2^\circ\text{C}$ , flux à la paroi  $\pm 6\%$  du flux local, taux de vapeur  $\pm 0.03\%$ . L'incertitude sur le coefficient d'échange pariétal est de  $\pm 20\%$  de la valeur locale. A noter que cet écart dépend très fortement de la zone considérée : il est faible dans la zone avant apparition de l'ébullition. Il est maximal près du point de début d'ébullition et rediminue dans la zone de mélange liquide/vapeur.

#### 4. Conclusion et perspectives

Une expérience a été conçue et réalisée pour étudier les phénomènes d'ébullition dans un fluide circulant dans un canal chauffé par sa paroi inférieure hérissée de picots. Les visualisations ont permis d'analyser les phénomènes d'ébullition en faisant varier le débit d'eau injecté et la puissance de chauffe.

Une méthodologie de post-traitement des essais a été définie pour calculer la température et le flux de chaleur à l'interface paroi/fluide à partir des températures mesurées dans la paroi chauffée. Ces résultats ont conduit à déterminer la température et le taux de vapeur dans le canal et finalement à identifier le coefficient d'échange thermique pariétal.

#### Références

- [1] R.L. Amalfi, F. Vakili-Farahani, J.R. Thome, « Flow boiling and frictional pressure gradients in plate heat exchangers. Part 1: Review and experimental database », *Int. Jour. of Refrigeration*, Vol. 61, pp. 166-184, 2016, <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2015.07.010>.
- [2] R.L. Amalfi, F. Vakili-Farahani, J.R. Thome, « Flow boiling and frictional pressure gradients in plate heat exchangers. Part 2: Comparison of literature methods to database and new prediction methods », *Int. Jour. of Refrigeration*, Vol. 61, pp. 185-203, 2016, <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2015.07.009>.
- [3] J.C. Chen, « Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow », *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.* 5, 322–329, 1966, <https://doi.org/10.1021/i260019a023>.
- [4] M.M. Shah, « New correlation for heat transfer during boiling flow through pipes », *ASHRAE Transactions*, 82 part. 2, pp. 66-86, 1976.
- [5] Z.H. Ayub, T.S. Khan, S. Salam, K. Nawaz, A.H. Ayub, M.S. Khan, « Literature survey and a universal evaporation correlation for plate type heat exchangers », *Int. Jour. of Refrigeration*, Vol. 99, pp. 408-418, 2019, <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2018.09.008>.
- [6] M.A. Gourbil, « Etude expérimentale de l'ébullition convective en milieu poreux : assèchement et flux critique », Thèse IMFT-INP Toulouse, 2017.
- [7] C. Huchette, J.P. Marquez Costa, P. Reulet, N. Dellinger, « Convention PhyFIRE2 – Lot 2 : Développement d'un cadre de modélisation pour les matériaux composites – Année 2 », RT 5/30430 DMPE-DMAS, Octobre 2021.
- [8] G.J. Van Fossen, « Heat Transfer Coefficients for Staggered Arrays of Short Pin Fins », NASA TM 81596, ASME 81-GT-75, 1981.
- [9] A. Refloch, B. Courbet, A. Murrone, P. Villedieu, C. Laurent, et al., « CEDRE Software. Aerospace Lab », 2011, pp. 1-10. (hal-01182463).

# Etude CFD de l'impact des conditions d'injection pour un stockage thermocline en eau

Alexis FERRE<sup>1\*</sup>, Rémi MANCEAU<sup>2</sup>, Sylvain SERRA<sup>3</sup>, Jérôme POUVREAU<sup>1</sup>, Arnaud BRUCH<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Univ. Grenoble Alpes, CEA, Liten, DTCH, 38000 Grenoble, France ([alexis.ferre@cea.fr](mailto:alexis.ferre@cea.fr); [jerome.pouvreau@cea.fr](mailto:jerome.pouvreau@cea.fr); [arnaud.bruch@cea.fr](mailto:arnaud.bruch@cea.fr))

<sup>2</sup>Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, CNRS, Inria, équipe CAGIRE, LMAP, Pau, France ([remi.manceau@univ-pau.fr](mailto:remi.manceau@univ-pau.fr))

<sup>3</sup>Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, LaTEP, Pau, France ([sylvain.serra@univ-pau.fr](mailto:sylvain.serra@univ-pau.fr))  
\*(auteur correspondant)

**Résumé** - Pour étudier l'ensemble des phénomènes physiques intervenants dans un stockage thermique de type thermocline à un fluide caloporteur, un modèle CFD est utilisé. Le modèle est 2D-axisymétrique et prend en compte la turbulence avec le modèle  $k - \omega/SST$ . Une comparaison avec des données expérimentales est réalisée. Pour lever l'incertitude de l'état turbulent du fluide entrant, une comparaison entre une injection avec une turbulence pleinement développée et une injection quasi-laminaire est présentée. De plus, l'influence sur la thermocline d'une injection selon une rampe en débit est investiguée. Les résultats préliminaires indiquent que le modèle est quasiment insensible à l'état de l'écoulement à l'injection et qu'une entrée progressive en débit peut-être un levier de pilotage pour diminuer la dégradation de la thermocline.

## Nomenclature

$C_p$	capacité thermique massique isobare, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	$\beta_\theta$	coefficient de dilatation thermique isobare, $K^{-1}$
$C_\mu$	coefficient adimensionnel, $C_\mu = 0,09$ , [-]	$\gamma$	facteur de lissage, [-]
$D_h$	diamètre hydraulique, m	$\delta_{ij}$	symbole de Kronecker, [-]
$k$	énergie cinétique turbulente, $J.kg^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$P$	terme de production de $k$ , $J.kg^{-1}.s^{-1}$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$P_{relative}$	pression relative, $P_{relative} = P_{abs} - P_{ref}$ , Pa	$\sigma_t$	nombre de Prandtl turbulent, [-]
$S_{ij}$	tenseur moyen des vitesses de déformation, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ , $s^{-1}$	$\sigma_k$	nombre de Prandtl turbulent pour $k$ , [-]
$S$	norme du tenseur moyen des vitesses de déformation, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ , $s^{-1}$	$\sigma_\varepsilon$	nombre de Prandtl turbulent pour $\varepsilon$ , [-]
$T$	température, K	$\mu$	viscosité dynamique moléculaire, Pa.s
$U$	vitesse moyenne, $m.s^{-1}$	$\mu_t$	viscosité dynamique turbulente, Pa.s
$u$	vitesse fluctuante, $m.s^{-1}$	$\nu$	viscosité cinématique moléculaire, $m^2.s^{-1}$
$u^*$	vitesse instantanée, $m.s^{-1}$	$\nu_t$	viscosité cinématique turbulente, $m^2.s^{-1}$
$\overline{u_i u_j}$	tenseur de Reynolds, $-\overline{u_i u_j} = 2\nu_t S_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij}$ , $m^2.s^{-2}$	$\omega$	taux de dissipation spécifique, $s^{-1}$
$y^+$	distance à la paroi adimensionnelle, [-]		
<i>Symboles grecs</i>		<i>Indices et exposants</i>	
$\alpha_{\theta,ref}$	diffusivité thermique de référence, $\alpha_{\theta,ref} = \lambda / (\rho_{ref} C_p)$ , $m^2.s^{-1}$	$i, j$	indices indiquant les directions cartésiennes
$\alpha_t$	diffusivité turbulente, $\alpha_t = \nu_t / \sigma_t$ , $m^2.s^{-1}$	moy	moyenne
		ref	référence
		$\hat{\quad}$	grandeur filtrée
		<i>Abréviations</i>	
		$\Delta$	Variation
		CFD	Computational Fluid Dynamics

## 1. Introduction

Le stockage thermique thermocline en eau peut être employé dans des réseaux de chaleur, pour de la cogénération ou plus généralement dans l'industrie. Dans ce stockage, la quantité et la qualité de l'énergie restituée dépendent de la distribution de température dans le réservoir, notamment de l'épaisseur de la zone thermocline (zone de gradient thermique séparant la partie chaude –haut- de celle froide – bas) et de son évolution au cours du temps. Une faible épaisseur de thermocline est recherchée car cela permet au stockage de restituer davantage de liquide à la température de charge et de décharge, et non à une température intermédiaire.

Cette épaisseur est la résultante de plusieurs phénomènes : le mélange du fluide au niveau des distributeurs lors de l'injection ou du soutirage du liquide, la diffusion thermique et l'existence de vagues internes [1] au sein de la thermocline, et les pertes thermiques à la paroi. L'influence de l'injection est du premier ordre dans l'épaisseur de la thermocline et dépend du distributeur (position, géométrie) ainsi que des conditions opératoires. Physiquement, et à géométrie de distributeur fixée, une augmentation de l'écart entre la température du fluide présent dans la cuve et le fluide entrant ( $\Delta T$ ) implique une augmentation de l'écart de masse volumique ( $\Delta \rho$ ). Cet écart de masse volumique permet de stabiliser l'écoulement et in fine de réduire l'épaisseur de la thermocline, mais l'augmentation de l'écart de température augmente la conduction au sein du fluide, et donc à tendance à augmenter l'épaisseur de la thermocline. Cette stratification rend la turbulence anisotrope. De plus, même si le temps de passage augmente et donc que les transferts conductifs au sein du fluide et les pertes thermiques aux parois sont accrus, une faible vitesse lors de l'injection/soutirage de fluide est recherchée afin de limiter le mélange [2]. Or, la puissance que peut fournir un stockage est proportionnelle à la vitesse d'extraction. Il est donc intéressant d'établir une géométrie d'injecteur et un pilotage conciliant une fine thermocline et une forte vitesse d'entrée. Numériquement, la simulation et en particulier le modèle de turbulence, doit être capable de prendre en compte l'impact du champ de flottabilité sur le mélange turbulent et de représenter un domaine fluide dans lequel des régions turbulentes et laminaires coexistent.

Dans ce cadre, la présente étude vise à mettre en œuvre un modèle CFD capable d'étudier la formation de la thermocline. Pour s'assurer de l'état de l'écoulement turbulent en entrée, un test entre un écoulement avec une turbulence pleinement développée et un écoulement quasi-laminaire est réalisé. De plus, dans le but d'identifier un pilotage optimal (fine thermocline, forte vitesse), l'influence d'une rampe en débit sur l'établissement de la zone thermocline est investiguée. Les résultats numériques sont comparés avec des données expérimentales issues de la littérature.

## 2. Description de la configuration

### 2.1. Configuration étudiée

L'étude se base sur le cas expérimental de Zurigat et al. (1991) réalisé dans un réservoir cylindrique à fonds plats, en particulier sur le test de charge effectué avec le distributeur à jet impactant (figure 7 de Zurigat et al. [3]). Le débit nominal de l'eau en entrée est de 5,92 l/min. En sortant du tuyau d'entrée, l'eau impacte le fond supérieur de cuve et entre dans la cuve selon une injection radiale. Dans cette configuration, les nombres de Reynolds basés sur le diamètre hydraulique du tuyau d'entrée et de la cuve sont respectivement de 12 816 et 453. D'après ces valeurs, une coexistence entre un écoulement turbulent et laminaire sera observée. Le domaine de simulation, en configuration 2D-axisymétrique, est représenté sur la Figure 1.a.

Expérimentalement, la température est mesurée sur neuf niveaux. Sur chacun d'eux, quatre thermocouples (TCs) sont disposés selon deux positions radiales (2 TCs à 7,62cm et 2TCs à 5,08cm de la paroi du stockage) et quatre positions azimutales différentes. Numériquement, la géométrie 2D-axisymétrique ne différencie pas les positions azimutales : il y a donc 2 TCs correspondants aux deux positions radiales (Figure 1.a). Expérimentalement et numériquement, la température mesurée sur un niveau est la température moyenne des TCs sur la section.

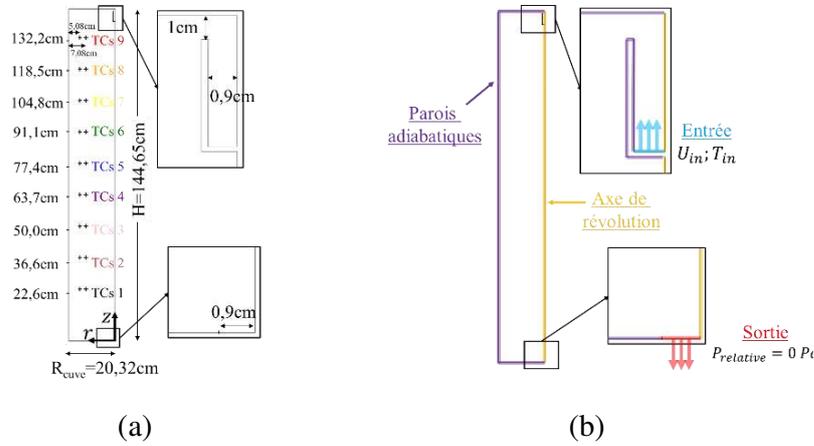


Figure 1 : Schéma du domaine de simulation (a) et des conditions aux limites (b).

## 2.2. Description du modèle

### 2.2.1. Equations résolues

Pour étudier cette configuration, les hypothèses suivantes sont utilisées : l'écoulement est supposé 2D axisymétrique ; les effets de flottabilité sont pris en compte par l'approximation de Boussinesq car l'écart de température est suffisamment faible ; dans le terme gravitationnel, la masse volumique varie linéairement selon la température ; les propriétés physiques ( $\lambda$ ,  $C_p$ ,  $\mu$ ) sont considérées constantes et calculées à la température moyenne (38,4°C) (moyenne entre la température de l'eau entrante (50,8°C) et la température de l'eau initialement présente dans la cuve (25,9°C)) ; les pertes et l'inertie thermique aux parois, les transferts par radiation et les effets thermiques de dissipation visqueuse sont négligés.

Pour simplifier la notation des équations, la vitesse instantanée, la vitesse moyenne et la vitesse fluctuante sont respectivement notées  $u_i^*$ ,  $U_i$  ( $U_i = \overline{u_i^*}$ ) et  $u_i$ . La décomposition de Reynolds s'écrit donc  $u_i^* = U_i + u_i$ . Les équations classiques de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergies sont résolues (équations (1) à (3)). Et pour la turbulence, le modèle  $k - \omega/SST$  (Menter [4]) est retenu (équations (4) et (5)) car il offre de bonnes performances pour une vaste gamme d'écoulement. L'ensemble des équations sont exprimées ci-après en coordonnées cartésiennes et en utilisant la notation d'Einstein. Les valeurs des constantes, les expressions du terme de production  $P$  et de la fonction d'amortissement  $F_1$  sont décrits dans Menter [4].

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} - \beta_\theta g_i (T - T_{ref}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (\alpha_{\theta,ref} + \alpha_t) \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = P - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \sigma_k v_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \beta_\theta g_i \alpha_t \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\gamma}{v_t} P - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \sigma_\omega v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} - \frac{\omega}{k} \beta_\theta g_i \alpha_t \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (5)$$

### 2.2.2. Conditions aux limites et conditions initiales

En entrée, la température est imposée (50,8°C). Pour étudier la sensibilité du modèle au régime d'écoulement du fluide entrant, et investiguer l'impact sur la thermocline de la façon dont est injecté le débit, deux paramètres hydrauliques du fluide entrant peuvent varier selon les cas (Tableau 1) :

- le régime de l'écoulement d'entrée : expérimentalement, l'injection ne se fait ni dans un tuyau long (turbulence pleinement développée) ni via un simple trou (injection laminaire). Donc il y a une incertitude sur les conditions d'entrée pour  $k$  et  $\omega$ . Ainsi, les deux cas extrêmes sont testés : un écoulement pleinement développé ( $I = 5\%$  ;  $D_h = 1,8\text{cm}$ ) (équations (6) et (7)) et un écoulement quasi-laminaire ( $I = 0,1\%$  ;  $\mu_t/\mu = 10$ ) (équations (6) et (8)) ;

- la vitesse d'entrée ( $U_{in}$ ) : deux types d'injection sont étudiés. Une injection abrupte (marche de vitesse) et une injection progressive (rampe de vitesse). La rampe de vitesse est linéaire et passe d'une vitesse nulle à la vitesse nominale (0,388 m/s) en 120s.

$$k = \frac{3}{2} (UI)^2 \quad (6) \quad \omega = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu (0,07 D_h / C_\mu^{3/4})} \quad (7) \quad \omega = \rho \frac{k}{\mu} \left( \frac{\mu_t}{\mu} \right)^{-1} \quad (8)$$

Tableau 1 : Conditions d'entrée

Cas	HYDRAULIQUE		THERMIQUE
	Injection	Régime d'écoulement	Température
01	Marche	Pleinement développé ( $I = 5\%$ , $D_h = 1,8\text{cm}$ )	50,8°C
02	Rampe de 120s	Pleinement développé ( $I = 5\%$ , $D_h = 1,8\text{cm}$ )	50,8°C
03	Marche	Quasi-laminaire ( $I = 0,1\%$ , $\mu_t/\mu = 10$ )	50,8°C

En sortie, la pression relative est imposée à 0 Pa. Les parois sont adiabatiques et une condition de non-glissement est appliquée. L'axe au centre est défini comme l'axe de révolution pour le calcul 2D-axisymétrique (Figure 1.b).

Initialement, l'eau présente dans la cuve est immobile, sa température est uniformément froide (25,9°C) et les variables turbulentes sont considérées comme caractéristiques d'un écoulement quasi-laminaire basé sur la composante verticale moyenne de la vitesse dans la cuve en régime nominal ( $7,91 \times 10^{-4}\text{m/s}$ ) (équations (6) et (8)). Le cas étudié représente donc la phase de charge du stockage avec formation de la thermocline.

### 2.2.3. Paramétrage de la résolution numérique

Le logiciel utilisé pour les simulations est Ansys Fluent (2021R2). Le solveur est le « pressure-based coupled » pour le couplage pression-vitesse avec le schéma de discrétisation SIMPLE. Les équations de transport sont résolues avec un schéma de discrétisation du second ordre de type upwind. La discrétisation temporelle est faite selon un schéma de discrétisation implicite au premier ordre. A chaque pas de temps, la solution est considérée convergée lorsque

les résidus des équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement, d'énergie et des variables turbulentes diminuent respectivement en dessous de  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-9}$ ,  $10^{-5}$ .

### 2.3. Etude de la convergence en maillage

Trois maillages ont été générés pour réaliser une étude de dépendance de la solution au maillage (voir Tableau 2). Le maillage est triangulaire avec une inflation rectangulaire en proche parois afin de respecter  $y^+ \sim 1$  (Figure 2.a). La taille de la couche rectangulaire est de 3mm. De plus, le maillage est divisé en deux zones avec une ligne de démarcation choisie juste en dessous des TCs8 (à 115cm à partir du bas de cuve) afin d'analyser la température à ce niveau tout en s'affranchissant d'éventuels effets de diffusion numérique liés au changement de taille de maille. En définissant une taille de maille plus petite dans la partie haute (zone de formation de la thermocline) que la partie basse (déplacement du front thermique), cette démarcation permet de raffiner la zone d'intérêt et de limiter le nombre total de mailles du domaine. La configuration du cas 01 est choisie pour l'étude de la convergence en maillage. La variable d'intérêt étant la température, on la trace selon quatre lignes d'acquisition (Figure 2.b.) : deux lignes horizontales (H1 et H2) qui permettent d'analyser la perturbation par l'injection du fluide et deux lignes verticales (V1 et V2) qui permettent d'analyser l'acquisition du gradient de température vertical. Le temps physique de la simulation est de 75 s pour que la thermocline dépasse la ligne H2.

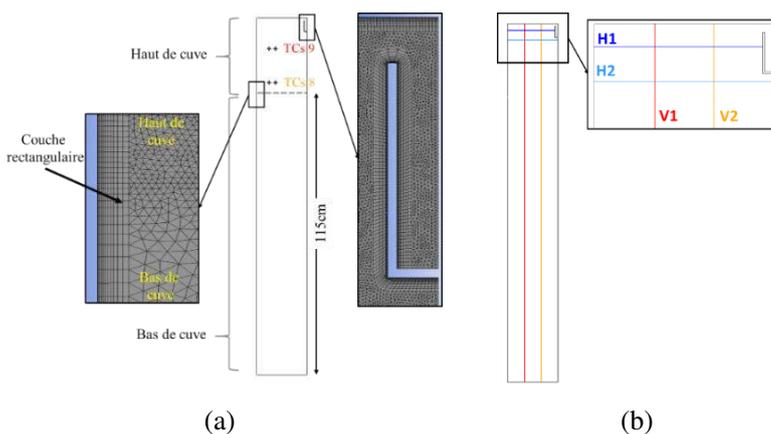


Tableau 2 : principales caractéristiques des maillages

Maillage	Taille caractéristique de maille		Nombre de mailles
	Partie basse	Partie haute	
Grossier	1,8 mm	0,70 mm	$420 \times 10^3$
Moyen	1,8 mm	0,50 mm	$680 \times 10^3$
Fin	1,8 mm	0,35 mm	$1200 \times 10^3$

Figure 2 : représentation du maillage grossier (a) et des lignes d'acquisition pour l'étude de dépendance en maillage (b)

L'écart maximal de température entre le maillage grossier et le maillage fin est de  $0,40^\circ\text{C}$ ,  $0,55^\circ\text{C}$ ,  $0,40^\circ\text{C}$ ,  $0,95^\circ\text{C}$  respectivement sur les lignes V1, V2, H1, H2. L'écart maximal est acceptable pour considérer le maillage grossier pour la suite de l'étude.

### 2.4. Influence du régime d'écoulement du fluide entrant

Pour traiter l'incertitude liée au régime d'écoulement du fluide entrant, les injections sans rampe, avec un écoulement pleinement développé (cas 01) et quasi-laminaire (cas 03) sont comparées. D'après la Figure 7, les profils de température sont presque identiques. De plus, les champs de température pour le cas 03 ont été vérifiés et sont identiques à ceux du cas 01. Donc le modèle n'est pas sensible aux conditions turbulentes du fluide entrant testées. Pour la suite de l'étude, un régime d'écoulement pleinement développé est choisi.

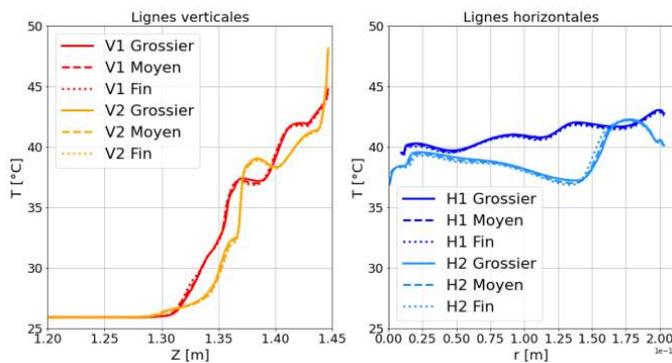


Figure 3 : profils de température, à 75s.

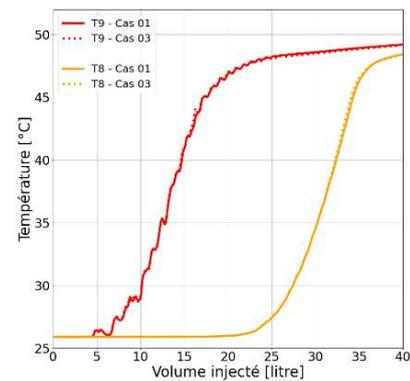


Figure 4 : évolution de la température en fonction du volume injecté : cas 01 et cas 03.

### 3. Résultats et discussions

#### 3.1. Injection selon une marche en débit

Une comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux est réalisée avec le cas sans rampe pleinement développé (cas 01). Sur la Figure 5, le profil de température au niveau 9 présente des irrégularités que l'on ne distingue pas sur les points expérimentaux. Ces irrégularités témoignent de tourbillons dans la partie haute de la cuve (voir Figure 8, cas 01). Cette différence peut s'expliquer par le temps de réponse des thermocouples. Pour s'affranchir de ses irrégularités, un filtre exponentiel simple (équation discrète en équation (9)) est appliqué sur le signal numérique (Figure 5). Le facteur de lissage ( $\gamma = 0,1$ ) correspond à une échelle de temps caractéristique (ou fréquence de coupure) des thermocouples, choisie arbitrairement à 8,5s.

$$\hat{T}_t = \gamma T_t + (1 - \gamma) \hat{T}_{t-1} \quad (9)$$

Donc les oscillations dues aux tourbillons peuvent exister dans le stockage mais ne sont pas perçues par les TCs car ceux-ci ne sont pas en mesure de les détecter. Cette approche nécessitant d'être approfondie, aucun filtre n'est appliqué sur la température dans la suite de l'étude.

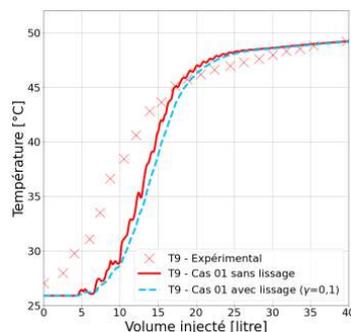


Figure 5 : évolution de la température au niveau 9 : expérimentale, numérique filtrée et non filtrée

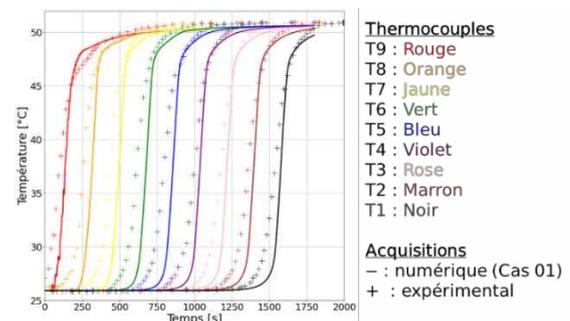


Figure 6 : comparaison des profils de température expérimentaux et numériques (non filtrée) (cas 01)

La Figure 6 montre l'évolution de la température pour une charge quasiment complète afin d'étudier la température sur chaque niveau. Même si la configuration capture l'allure du gradient thermique, la montée en température à chaque niveau obtenue en simulation est en retard par rapport à l'expérimentation. La température initiale aux TCs9 est plus chaude ( $27,1^\circ\text{C}$ ) que la température initiale annoncée ( $25,9^\circ\text{C}$ ) et la montée en température commence plus tôt pour les sondes expérimentales que pour les sondes numériques. Il est possible que la

cuve ne soit pas uniformément froide à l'instant initial (présence d'un gradient de température). Il y a une incertitude sur l'état initial du stockage et cet aspect devra être étudié à l'avenir. En outre, il est envisageable que la simulation prédise moins de mélange lié à la distribution et que le modèle de turbulence ainsi que sa configuration ne soient pas les plus adaptés pour bien rendre compte des phénomènes physiques au niveau de la thermocline. Ce choix de modèle et de ses composants fera l'objet d'études ultérieures.

A l'issue de cette comparaison, même si le décalage est notable, l'évolution de la température est suffisamment représentative des points expérimentaux pour mener une étude comparative de la façon d'injecter le débit.

### 3.2. Comparaison des injections : marche et rampe en débit

Musser et Bahnflet (2001) ont souligné l'importance de la connaissance de l'évolution de la température dans le fluide entrant [5]. De façon analogue, il est comparé ici l'impact de l'évolution du débit du fluide entrant : selon une marche (cas 01) ou selon une rampe de 120s (cas 02). L'évolution de la température selon le volume d'eau injecté pour les TCs8 et TCs9 est tracée pour les trois configurations (Figure 7) ainsi que les champs de température des cas 01 et 02 (Figure 8). Pour ces dernières, le débit n'étant pas constant pour le cas 02 (le temps d'atteindre le régime nominal), les acquisitions sont réalisées à iso-volume d'eau injectée pour comparer l'évolution de température avec la même quantité d'énergie injectée.

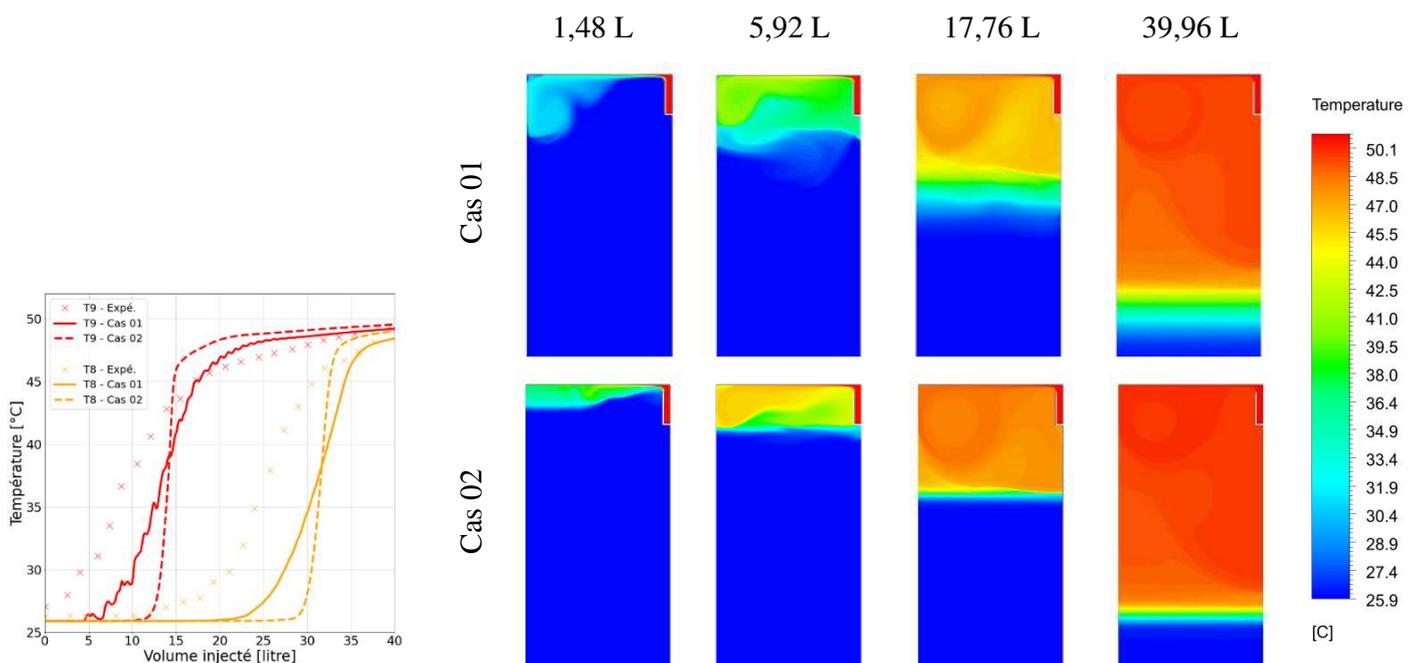


Figure 7 : évolution de la température en fonction du volume injecté : données expérimentales, cas 01 et cas 02

Figure 8 : champ de température à iso-volume injecté pour une injection abrupte et une rampe linéaire en débit de 120s

Sur la Figure 8, à 1,48L injecté, et sans rampe, le fluide entrant vient impacter la paroi latérale du stockage. Ievers et Lin [2] montrent dans leur étude CFD qu'après avoir frappé la paroi du réservoir, les jets vont se diffuser sur une grande surface et détruire significativement le niveau de stratification thermique. Et, plus le débit augmente, plus la stratification est affectée. Dans la présente étude, une rampe permet d'amoinrir l'impact à la paroi.

A 5,92L injecté, la rampe est finie pour le cas 02 et l'injection progressive permet de créer un gradient thermique plus fort qu'une injection abrupte. Les phénomènes régissant la génération des tourbillons pourraient expliquer ce résultat : les tourbillons seraient davantage

générés par la mise en mouvement du fluide initial que par les phénomènes de turbulence [6]. Donc une injection progressive permettrait de générer des tourbillons plus petits qu'une injection avec une marche en débit, et donc limiter le mélange.

A 17,76 L injecté, l'injection se fait au débit nominal pour les deux cas. La thermocline est plus fine dans le cas d'une injection avec rampe que sans. Le gradient thermique créé par l'injection progressive avant l'atteinte du régime nominal a eu un impact notable sur l'épaisseur de la thermocline. Donc la connaissance de l'évolution du débit avant l'atteinte du débit nominal est un pré-requis nécessaire pour prédire de manière fiable la formation de la thermocline.

A 39,96 L, l'épaisseur de la thermocline du cas 02 reste plus fine que pour le cas 01. Donc le pilotage selon une rampe en débit est une piste pour limiter le mélange et ainsi améliorer l'efficacité du stockage.

#### 4. Conclusion

Une comparaison de deux conditions d'entrées hydrauliques a été réalisée dans le cadre de la mise en œuvre d'un modèle CFD pour étudier la distribution dans un stockage de type thermocline en eau. Bien que les résultats soient encore préliminaires, la comparaison indique que le modèle n'est pas sensible au régime d'écoulement du fluide entrant. En outre, une injection de fluide selon une rampe de 120s (en comparaison à une injection abrupte) permet de réduire l'épaisseur de la thermocline. Ce résultat peut s'expliquer par l'existence d'un gradient thermique plus fort avant l'atteinte du régime nominal. Les mécanismes de générations des tourbillons pourraient justifier cette différence de gradient de température. Aussi, ce résultat met en lumière la nécessité de connaître les conditions opératoires (profil de température initial avant régime nominal, évolution du débit entrant) pour prédire la formation de la thermocline. Pour lever les incertitudes, dans la suite de ce projet, un dispositif expérimental de thermocline en eau est en cours de dimensionnement.

#### Références

- [1] V. Panthaloorkaran, M. F. El-Amin, W. Heidemann, et H. Müller-Steinhagen, « Calibrated models for simulation of stratified hot water heat stores », *Int. J. Energy Res.*, vol. 32, n° 7, p. 661-676, 2008, doi: <https://doi.org/10.1002/er.1423>.
- [2] S. Ievers et W. Lin, « Numerical simulation of three-dimensional flow dynamics in a hot water storage tank », *Appl. Energy*, vol. 86, n° 12, Art. n° 12, déc. 2009, doi: [10.1016/j.apenergy.2009.04.010](https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2009.04.010).
- [3] Y. H. Zurigat, P. R. Liche, et A. J. Ghajar, « Influence of inlet geometry on mixing in thermocline thermal energy storage », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 34, n° 1, p. 115-125, janv. 1991, doi: [10.1016/0017-9310\(91\)90179-I](https://doi.org/10.1016/0017-9310(91)90179-I).
- [4] F. R. Menter, « Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications », *AIAA J.*, vol. 32, n° 8, p. 1598-1605, août 1994, doi: [10.2514/3.12149](https://doi.org/10.2514/3.12149).
- [5] A. Musser et W. P. Bahnfleth, « Parametric Study of Charging Inlet Diffuser Performance in Stratified Chilled Water Storage Tanks with Radial Diffusers: Part 1—Model Development and Validation », *HVACR Res.*, vol. 7, n° 1, p. 31-49, janv. 2001, doi: [10.1080/10789669.2001.10391428](https://doi.org/10.1080/10789669.2001.10391428).
- [6] S. Carpy et R. Manceau, « Turbulence modelling of statistically periodic flows: Synthetic jet into quiescent air », *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 27, n° 5, p. 756-767, oct. 2006, doi: [10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.04.002](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.04.002).

# Hétérogénéité des modes de transferts convectifs au sein des centrales solaires photovoltaïques

Baptiste AMIOT<sup>1,4\*</sup>, Martin FERRAND<sup>2</sup>, Rémi LE-BERRE<sup>1</sup>, Stéphanie GIROUX-JULIEN<sup>4</sup>

<sup>1</sup>EDF R&D, Dept. Technologie et Recherche pour l'Efficacité Energétique - 77250 Ecuelles, France

<sup>2</sup>EDF R&D, Dept. Mécanique des Fluides, Energie et Environnement - 78401 Chatou, France

<sup>3</sup>CEREA, Ecole des Ponts, EDF R&D - 77455 Marne la Vallée, France

<sup>4</sup>CETHIL, Université de Lyon, UCBL, INSA Lyon, UMR5008 - 69621 Villeurbanne, France

\*(baptiste.amiot@edf.fr)

**Résumé** - Dans le cadre des applications de centrales photovoltaïques, déterminer la température d'opération des cellules demande d'estimer le mode de déperdition thermique privilégié par chaque module. Un des verrous de cette estimation concerne l'influence du champ de vitesse du vent qui modifie localement le mode de convection dominant. Dans cette étude, l'évolution du nombre de Nusselt pour chaque module d'une centrale numérique est calculée. Un schéma périodique qui permet de simplifier la simulation est également élaboré.

**Mots clés** : Photovoltaïque, Micro-relief, Régimes convectifs, Renouvelables.

## Nomenclature

$\mathbf{u}$	Vecteur de vitesse du vent, $\text{m.s}^{-1}$	$\rho$	Masse volumique, $\text{kg.m}^{-3}$
$\langle \mathbf{u} \rangle$	Vecteur des moyennes statistiques, $\text{m.s}^{-1}$	$\lambda$	Conductivité thermique, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\mathbf{u}'$	Vecteur des écarts à la moyenne, $\text{m.s}^{-1}$	$\nu$	Viscosité cinématique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$V$	Composante y de la vitesse $\mathbf{u}$ , $\text{m.s}^{-1}$	$\mu$	Viscosité dynamique, $\text{Pa.s}$
$V_0$	Référence sur y de la vitesse $\mathbf{u}$ , $\text{m.s}^{-1}$	$\sigma_v$	Tenseur des contraintes de Reynolds
$T$	Température, K	$\Phi$	Densité de flux de chaleur, $\text{W.m}^{-2}$
$\tilde{T}$	Composante périodique de la température, K	<i>Indices et exposants</i>	
$P$	Pression statique, Pa	<i>atm</i>	Atmosphère
$C_p$	Capacité thermique à pression constante, $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	<i>fr</i>	Face avant du module
<i>Symboles grecs</i>		<i>re</i>	Face arrière du module

## 1. Introduction

La température d'opération des modules photovoltaïques est un paramètre qui intervient notamment dans la conversion photo-électrique ou encore dans la dégradation des cellules photovoltaïques. Plusieurs phénomènes dissipatifs d'ordres intrinsèques ou extrinsèques à la cellule jouent un rôle dans l'établissement de cette température d'opération [1]. A l'échelle du module photovoltaïque, le comportement thermique du système dépend des trois modes de transferts thermiques qui s'établissent avec l'air et l'atmosphère (convection et rayonnement thermique), et avec la structure de l'installation (conduction). Lors de la modélisation de ces déperditions thermiques entre le module photovoltaïque et son environnement, il n'est pas rare de regrouper l'ensemble des trois modes de transferts dans un terme générique dénommé *U - value*. Cette dernière notion est fortement dépendante de l'évolution du phénomène convectif autour des modules, ainsi il existe un grand nombre de corrélations qui dépendent du type d'installation PV [2]. Le regroupement des deux modes convectifs sous un même indicateur reste cependant

problématique pour l'optimisation des systèmes, la convection naturelle évoluant principalement en sous face des modules en fonction de l'espace disponible et de la résistance thermique sous-jacente (toiture, sol, ...) [3]; tandis que la convection forcée émerge sur la surface soumise à un champ de vent. Dans certaines situations, la convection forcée prend également place sur la face opposée en fonction du système de montage et de l'espace disponible [4].

A l'échelle de la centrale photovoltaïque, l'inhomogénéité de l'écoulement de vent (turbulences, obstacles) modifie la déperdition thermique des modules par convection. L'agencement des modules devient un facteur clef aussi bien pour déterminer la résistance à la charge aérodynamique [5], l'action convective naturelle [6] ou forcée [7]. Une étude en soufflerie a notamment permis de mettre en avant la complexité de l'écoulement turbulent dans une centrale solaire [8] ainsi que le rôle de la structure et de la direction du vent dans le gain sur la déperdition thermique [9]. Les hypothèses d'écoulement établi et de champ statistiquement homogène permettent ensuite d'extrapoler le comportement convectif pour des agencements différents. Ces conditions sont vérifiées à partir du 5ème motif périodique pour des écoulements en canaux [10]. Dans les écoulements externes, l'absence de surface adjacente modifie la distribution des contraintes dans le fluide. Le nombre de motif, à partir duquel les hypothèses d'homogénéité statistique et d'établissement de l'écoulement sont vérifiées, doit ainsi être réévalué.

Dans ce travail, deux expériences numériques sont construites pour identifier les modes de convection à l'intérieur d'une centrale solaire. La première section présente le motif élémentaire d'étude, utilisé dans la première exploitation numérique sous forme de modèle périodique. Les comportements thermo-aérodynamiques obtenus sont ainsi représentatif d'une "centrale solaire infinie". La seconde exploitation numérique est ensuite présentée et consiste en une centrale solaire numérisée qui se compose de 40 modules. Les champs physiques obtenus n'étant pas homogènes sur l'ensemble de la zone d'étude, l'objectif est de déterminer dans quelle mesure le cas asymptotique de la "centrale solaire infinie" est vérifié. Un dépouillement des expérimentations numériques est mené dans un second temps et les grandeurs d'intérêts pour qualifier et quantifier les échanges convectifs sont comparés à l'expérience en soufflerie existante.

## 2. Géométries et modèles numériques

Les modèles numériques sont établis sous le logiciel code\_saturne qui est un solveur de mécanique des fluides open-source. Le formalisme spatial des volumes finis colocalisés est utilisé, les différentes configurations 2-D présentées par la suite sont donc extrudées dans la profondeur ( $x$ ). Les grandeurs de vitesses, pressions et scalaires sont ainsi résolues au même point d'un volume 3-D. Les équations de conservation de la masse et du mouvement moyennées au sens de Reynolds (RANS) sont résolues :

$$\text{div}(\rho \langle \mathbf{u} \rangle) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \langle \mathbf{u} \rangle}{\partial t} + \text{div}(\rho \langle \mathbf{u} \rangle \otimes \langle \mathbf{u} \rangle) = -\nabla \langle P \rangle + \text{div}(\langle \sigma_v \rangle) - \text{div}(\rho \langle \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}' \rangle) \quad (2)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du fluide (constante),  $\mathbf{u}$  sa vitesse,  $P$  la pression statique,  $\sigma_v$  le tenseur des contraintes de Reynolds,  $T$  la température du fluide. Le tenseur des contraintes de Reynolds est défini par :  $\sigma_v = 2\mu (S - \frac{1}{3} \text{tr}(S)\mathbb{I})$  dans laquelle  $\mu$  est la viscosité du fluide et le tenseur du taux de déformation  $S$  est défini comme :  $S = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)$ . Le modèle de fermeture pour le terme du tenseur des contraintes de Reynolds  $\langle \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}' \rangle$  est défini par le modèle de turbulence  $k - \omega SST$ .

Pour le scalaire thermique, l'équation de conservation suit également un schéma RANS tel que :

$$C_p \left( \frac{\partial \rho \langle T \rangle}{\partial t} + \text{div}(\rho \langle \mathbf{u} \rangle \langle T \rangle) \right) = - \text{div}(-\lambda \nabla \langle T \rangle) - c_p \text{div}(\rho \langle \mathbf{u}' T' \rangle) \quad (3)$$

où  $\lambda$  est la conductivité thermique du fluide et  $C_p$  sa capacité calorifique (constante). Un modèle algébrique simplifié est utilisé pour décrire le flux de chaleur turbulent tel que  $\langle \mathbf{u}' T' \rangle$ , le nombre de Prandtl turbulent étant fixé à 1.

Pour l'ensemble des expérimentations, le pas de temps est fixé à 0,1 s tandis qu'une vitesse à l'infini de 3,9 m/s est imposée. Le couplage vitesse-pression est réalisé par l'algorithme SIMPLEC [12].

## 2.1. Description du motif élémentaire

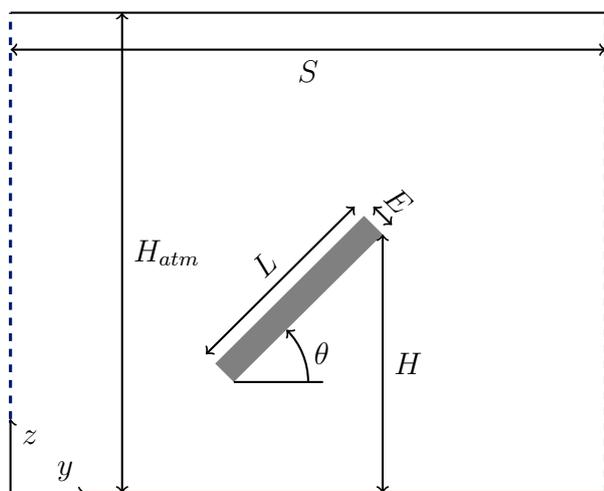


Figure 1: Dimensions du système unitaire.

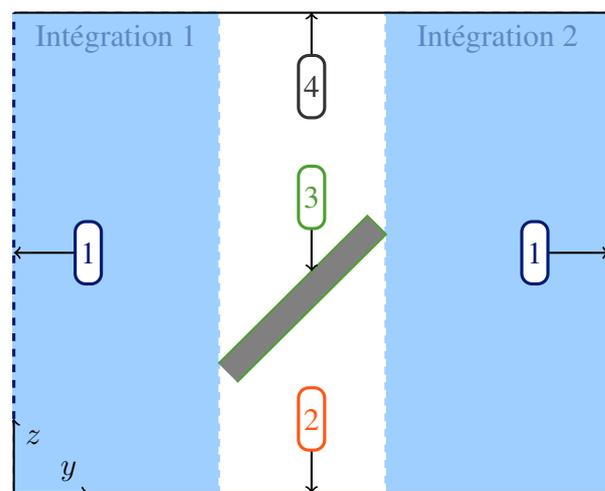


Figure 2: Conditions limites appliquées.

Le motif élémentaire d'étude consiste en un module photovoltaïque assimilé à une plaque plane, inclinée à  $30^\circ$  avec une hauteur maximale par rapport au sol notée  $H$  (Figure 1). Les dimensions du motif sont indiquées dans le Tableau 1. Le sol est également considéré comme une plaque plane dont la rugosité est établie à 0.01 m. Une loi à deux échelles de vitesse, amortie par le modèle de Van Driest [13], est considéré pour la condition de mur lisse. Les conditions limites du problème sont énoncées dans le Tableau 2. Le module agit comme une source de chaleur  $\dot{q} = 450 \text{ W m}^{-2}$  tandis que la température de l'air est fixée par le modèle atmosphérique à  $15^\circ\text{C}$ . L'évolution en température de l'air dans la hauteur du volume est considérée comme négligeable par rapport aux dimensions du système considéré. Une température fixe de  $15^\circ\text{C}$  est appliquée au sol. Compte tenu des conditions de température et considérant que l'échauffement du module ne modifie pas le caractère neutre de la stabilité atmosphérique, une condition de symétrie est appliquée en haut du domaine de calcul.

La condition de périodicité implique de tenir compte des frottements induits par les motifs adjacents ainsi que des productions thermiques émanant des modules. Pour ce faire, les termes de pression et de température sont décomposés en deux termes périodiques et linéairement décroissants tels que  $P(y) = \tilde{P} - \alpha_u y$  et  $T(y) = \tilde{T} - \alpha_T y$  où  $\tilde{P}$  et  $\tilde{T}$  sont les composants périodiques (i.e.  $\tilde{P}(y) = \tilde{P}(y + S)$  et  $\tilde{T}(y) = \tilde{T}(y + S)$ ),  $\alpha_u$  est le coefficient associé à la pression qui est obtenu empiriquement tandis que  $\alpha_T$  est le coefficient associé à la température. Ce dernier est obtenu lors de la résolution de l'équation (3) impliquant la résolution d'un terme

source issue du changement de variable tel que  $\alpha_T = \frac{2 \times \Phi(L+e)}{C_p \dot{m} S}$  avec  $\dot{m}$  le débit massique d'air. Le système d'équation (1),(2) et (3) est ainsi résolu pour les grandeurs périodiques.

	Experimentale	Numérique
L	50,8mm	1676,4mm
B	38mm	1254mm
H	63,4mm	2092,2mm
E	5,3 mm	6 mm
S	87,4mm	2884,2mm
$H_{atm}$	800mm	7260mm

Tableau 1: Dimensions de l'expérience en soufflerie, et dimensions adoptées dans la simulation numérique

n°	Condition	Vitesse	Scalaire
1	Périodique	$U_{y_0} = U_{y_s}$	$T_{y_0} = T_{y_s}$
2	Mur lisse	loi de paroi	$T = cst$
3	Mur lisse	$U_n = 0$	loi de paroi
4	Symétrie	$U_n = 0,$ $\frac{\partial U_\tau}{\partial n} = 0$	$\Phi = cst$ $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$

Tableau 2: Conditions limites appliquées, l'indice  $n$  correspond à la direction normale à la surface considérée.

Dans la suite de ce travail, le nombre de Nusselt est calculé pour les différentes faces du module photovoltaïque. Celui-ci est décrit par la relation :

$$Nu_{face} = \frac{\Phi \times L}{\lambda \times (T_{face} - T_{ref})} \quad (4)$$

dans laquelle  $\lambda$  est la capacité thermique de l'air (constante à  $T_{ref} = 15^\circ\text{C}$ ),  $T_{face}$  est recalculée par le solveur.

## 2.2. Validation de la configuration élémentaire

De manière à réduire l'impact de la discrétisation spatiale sur les transferts thermiques observés, une étude de sensibilité au maillage est réalisée. Les maillages construits respectent les conditions de conformité aux bords et sont composés à 99,4% d'hexaèdres réguliers. L'algorithme Netgen est utilisé pour construire le reste des cellules tétraédriques, cette stratégie permet de garantir une faible distorsion autour de la zone d'intérêt ainsi qu'un facteur de forme homogène. Considérant que le maillage le plus fin ( $M_{fin}$ ) réduit les erreurs de discrétisation spatiale, Figure 3 et Figure 4 montrent la sensibilité des transferts thermiques calculés au maillage respectivement en face avant et arrière du module. Le nombre de Nusselt moyen est obtenu en moyennant les nombres de Nusselt locaux le long des deux faces du module. Dans la suite de ce travail, le second maillage le plus grossier est considéré compte tenu de ses bonnes performances pour capturer l'intensité de la convection sur la face avant du module, avec un coût numérique réduit (modèle Haut-Reynolds). L'accent étant mis sur les variations d'intensités convectives entre les modules, les mauvaises performances obtenues par le maillage sur la face arrière du module sont supposées avoir moins d'impact sur les résultats finaux.

## 2.3. Définition et construction du modèle de la centrale

Un modèle de centrale est construit (Figure 5) en respectant les dimensions du motif unitaire décrit dans les sections précédentes. Le nombre de modules est choisi arbitrairement de tel sorte à garantir un coût de calcul raisonnable. Les dimensions à l'amont et à l'aval de la soufflerie sont également déduites de l'expérience en soufflerie menée par [8]. Les propriétés de rugosités de ces zones sont adaptées. Un profil de vent entrant est appliqué comme condition limite à gauche du domaine tandis qu'une condition de pression constante est appliquée à droite du domaine. En haut du domaine, une condition de mur lisse est également imposée. Les conditions quant au scalaire thermique sont identiques à l'expérience précédente.

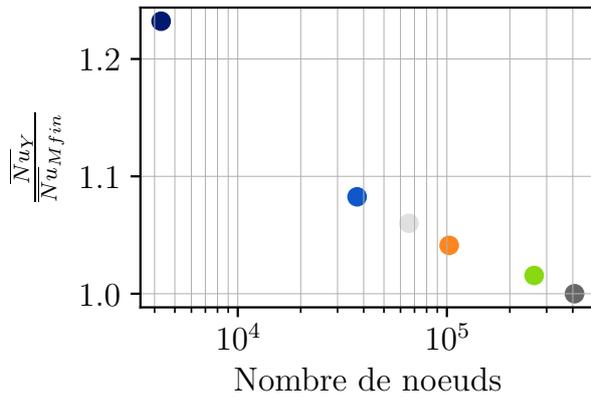


Figure 3: Sensibilité du nombre de Nusselt - Face avant.

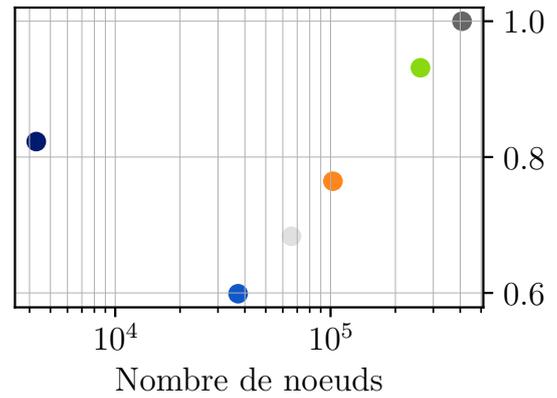


Figure 4: Sensibilité du nombre de Nusselt - Face arrière.

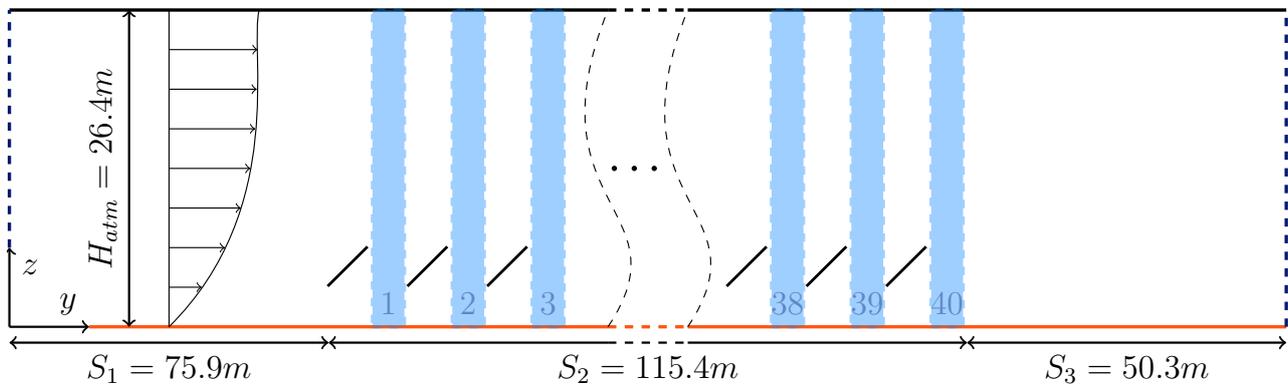


Figure 5: Représentation 2-D de la centrale solaire numérique composée de 40 modules. Les zones situées à l'aval de chaque module sont identifiées par un numéro représentatif de leurs positions dans la centrale

Au niveau de la zone  $S_2$ , le maillage reste identique à celui introduit dans l'expérience précédente. Pour ce faire, le maillage est directement construit dans une étape de "pre-processing" qui comprend le maillage périodique initial et le nombre de répétition du motif souhaité. Cette étape permet également de construire les zones à l'amont et à l'aval de la centrale par extrusion du bord gauche sur la longueur  $S_1$  pour la zone amont et par extrusion du bord droit sur la longueur  $S_3$  pour la zone aval. Compte tenu du nombre de maille impliqué dans le calcul, des lois de progression géométrique sont appliquées dans les deux zones. Les cellules au niveau de la zone de raccordement des maillages ( $S_1 \rightarrow S_2$  et  $S_2 \rightarrow S_3$ ) ont un facteur de forme équivalent. Un facteur de forme maximum égal à 6 est considéré pour les cellules aux extrémités du domaine.

### 3. Résultats et discussions

#### 3.1. Comparaison du profil de vent sur le motif élémentaire à l'expérience

Le profil de vent intégré en amont et en aval du module élémentaire est présenté en Figure 6. Les données sont normalisées par rapport à la vitesse maximale dans la direction  $y$  (abscisses). La hauteur est normalisée par rapport à la hauteur  $H$  du module (Tableau 1). Les données expé-

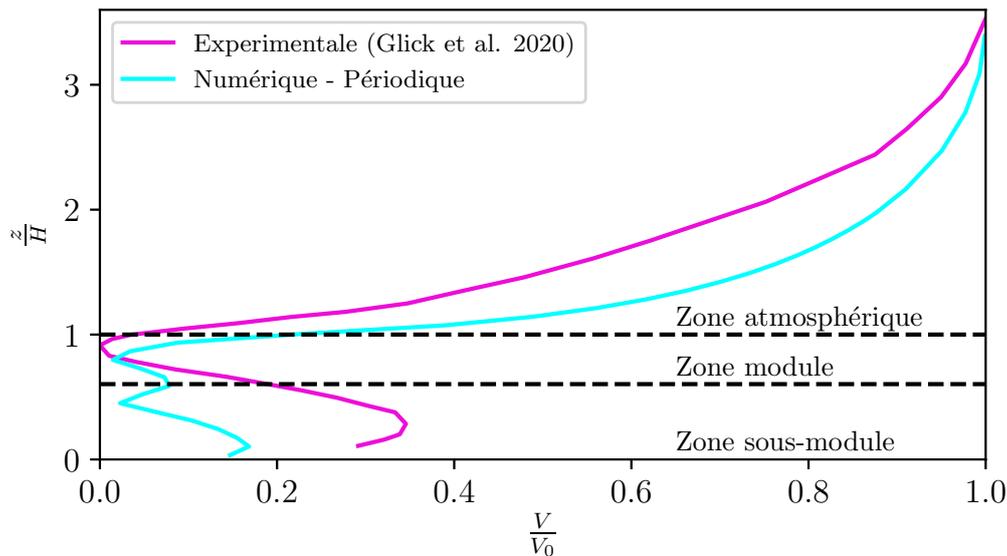


Figure 6: Profil de vent obtenu par le modèle périodique, la courbe expérimentale est récupérée de [8]

mentales obtenues dans [8] sont également indiquées sur la Figure 6. Trois zones d'écoulements apparaissent dans les deux situations : une zone sous-module, une zone "module" et une zone atmosphérique. Les trois zones ont également leurs comportements propres qui sont vérifiés aussi bien dans le schéma numérique que dans l'expérimentation. La zone-sous module se caractérise par un vent de faible intensité avec un maximum local identifié, l'écoulement adopte un comportement typique des écoulements internes, contraints par les parois du système. Dans ce cas, le sol est l'agencement de module font office de canal semi-ouvert. La zone médiane dit zone "module" présente un minimum local autour de 0, marqueur d'une zone de fluide mort ou de recirculation du fluide ; tandis que la zone "atmosphérique" est marquée par une évolution logarithmique de la vitesse de vent. Les marqueurs de la zone sous module sont différents dans les deux situations. Le maximum local est obtenu à proximité du sol alors que l'expérimentation montre un maximum bien clair au milieu du canal formé par le sol et le bas du module. De plus, une zone de recirculation semble apparaître dans le schéma numérique ce qui a un rôle capital dans la déperdition thermique en face arrière du module. Considérant que le sol est supposé peu rugueux ( $z_0 \simeq 0,01m$ ) dans le schéma numérique, la différence d'obtention du maximum local peut s'expliquer par la disparité entre les profils atmosphériques à l'amont du système ou à cause d'un écoulement statistiquement non homogène dans l'expérimentation. Au niveau de la hauteur du module, une légère différence apparaît pour l'obtention du minimum local ( $z/H \simeq 0.7$  contre  $z/H \simeq 0.9$ ) tandis que les zones autour de la hauteur du module présentent des évolutions de vitesse cohérentes les unes par rapports aux autres  $\left( \frac{H}{V_0} / \frac{\partial V}{\partial z} \Big|_{exp} \simeq \frac{H}{V_0} / \frac{\partial V}{\partial z} \Big|_{num} \right)$ . Ces observations peuvent être assimilées à des effets de la turbulence proche module qui modifie le sillage à l'aval de la zone d'interaction avec la structure. La différence de hauteur constatée pour l'obtention de la vitesse minimale peut également provenir de la différence d'échelle entre les deux expériences. L'épaisseur du module photovoltaïque dans la soufflerie expérimentale étant sur-dimensionné par rapport aux autres dimensions.

### 3.2. Évolution des profils de vents dans la centrale

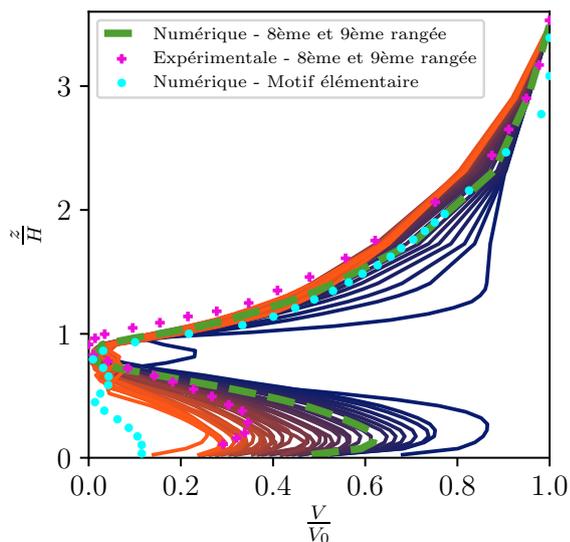


Figure 7: Profils de vent calculés.

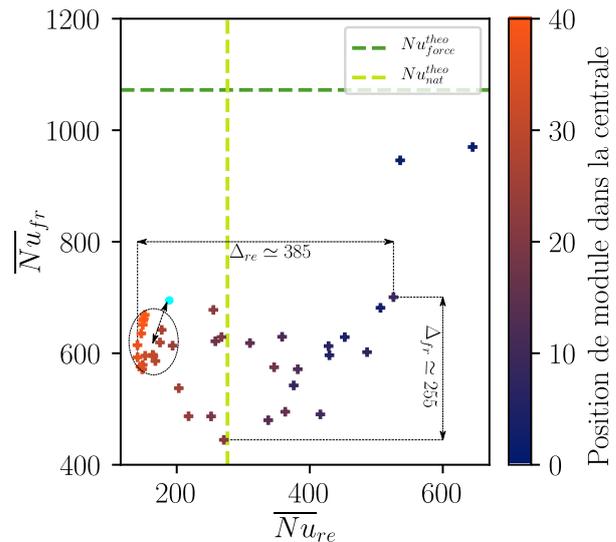


Figure 8: Coefficients d'échanges calculés.

La Figure 7 montre l'évolution des trois zones précédemment citées à l'intérieur de la centrale numérique. Une forte évolution du profil de vent dans la zone sous-module est constatée ( $\frac{V_{max}}{V_0} \simeq 0.9 \rightarrow \frac{V_{max}}{V_0} \simeq 0.25$ ). L'écoulement semble contraint en bas et en haut, avec un essoufflement apparent tout au long de la centrale. Le dernier profil diffère du profil obtenu par la méthode périodique, l'écoulement simulé dans le modèle de centrale ne semble pas encore établi pour cette zone. La zone module autour de  $\frac{z}{H} \simeq 1$  reste globalement identique le long de la centrale. La zone de recirculation se forme au fur et à mesure de l'écoulement dans la zone inférieure de la zone module  $\frac{z}{H} \simeq 1^-$ . Elle est alimentée à la fois par la zone atmosphérique, dont le profil est cohérent tout au long de la centrale excepté pour les toutes premières rangées, et le profil sous module qui présente une dépendance au modèle de turbulence adopté ( $k - \omega SST$  dans notre cas). L'établissement de la zone atmosphérique au niveau  $\frac{z}{H} \simeq 1^+$  tend à montrer que le phénomène convectif en face avant atteindra rapidement un seuil d'intensité, tandis qu'en face arrière ce seuil sera obtenu plus tardivement, ce qui aura une conséquence sur le mode de transfert.

### 3.3. Hétérogénéité des modes de transferts convectifs dominants

Chaque point de la Figure 8 montre les déperditions des faces avant et arrière pour chaque module de la centrale. Les intensités convectives obtenues avec des corrélations usuelles de la littérature sont représentées avec des pointillés [14], [15]. En face avant, les premiers modules de la centrale ont des intensités convectives proches de la littérature, les modules suivant convergent rapidement autour d'une intensité convective  $Nu_{fr} \simeq 600$ . Ce résultat corrobore l'observation effectuée dans la section précédente par rapport aux profils de vents dans la zone module supérieure. En face arrière, la convection s'établit plus lentement, le transfert étant plus important que la valeur de la littérature pour les 16 premiers modules. L'étalement des intensités tout au long de la centrale est également plus marqué en face arrière  $\Delta_{re} \simeq 385$  contre  $\Delta_{fr} \simeq 255$ , omettant les deux premiers modules (effets de bords). Cette observation tend à indiquer que le régime de convection thermique en face arrière subit plus fortement les effets du sillage aérodynamique. Après la 16ème rangée, les intensités convectives sont regroupées et se rapprochent de la prédiction des intensités obtenues par le modèle périodique.

## 4. Conclusion

L'étude des transferts convectifs à l'échelle de la centrale photovoltaïque montre une dispersion des intensités convectives calculées au niveau de chaque module. Le modèle périodique développé dans ce document prédit correctement le comportement thermique des modules à partir de la 3ème rangée, plus particulièrement pour la prédiction des échanges en face avant. La prédiction de la face arrière est perturbée par l'émergence d'une zone de recirculation qui dépend du schéma numérique adopté. L'utilisation du modèle périodique couplé à la connaissance de la géométrie de la centrale étudiée peut ainsi permettre d'estimer le coefficient d'échange global généralement intégré dans les modélisations de centrale à l'échelle unidimensionnelle. Une perspective de ce travail est de reconstruire des corrélations simplifiées et adaptées à la structure des centrales photovoltaïques.

## Références

- [1] Hirst, L. C., & Ekins-Daukes, N. J. (2011). Fundamental losses in solar cells. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 19(3), 286–293. <https://doi.org/10.1002/pip.1024>
- [2] Skoplaki, E., & Palyvos, J. A. (2009). Operating temperature of photovoltaic modules : A survey of pertinent correlations. *Renewable Energy*, 34(1), 23–29. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2008.04.009>
- [3] Mirzaei, P. A., & Carmeliet, J. (2015). Influence of the underneath cavity on buoyant-forced cooling of the integrated photovoltaic panels in building roof : a thermography study. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 23(1), 19–29. <https://doi.org/10.1002/pip.2390>
- [4] Chowdhury, M. G., Goossens, D., Goverde, H., & Catthoor, F. (2018). Experimentally validated CFD simulations predicting wind effects on photovoltaic modules mounted on inclined surfaces. *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, 30(March 2017), 201–208. <https://doi.org/10.1016/j.seta.2018.10.005>
- [5] Jubayer, C. M., & Hangan, H. (2016). A numerical approach to the investigation of wind loading on an array of ground mounted solar photovoltaic (PV) panels. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 153, 60–70. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2016.03.009>
- [6] B.Stanislawski, Margairaz, F., Cal, R. B., & Calaf, M. (2020). Potential of module arrangements to enhance convective cooling in solar photovoltaic arrays. *Renewable Energy*, 157, 851–858.
- [7] Waterworth, D., & Armstrong, A. (2020). Southerly winds increase the electricity generated by solar photovoltaic systems. *Solar Energy*, 202(April), 123–135. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2020.03.085>
- [8] Glick, A., Ali, N., Bossuyt, J., Recktenwald, G., Calaf, M., & Cal, R. B. . Infinite photovoltaic solar arrays : Considering flux of momentum and heat transfer. *Renewable Energy*, 156, 791–803 (2020).
- [9] Smith, S. E., et al., Configuration Effects on Flow Dynamics and Convective Behavior in Large-Scale Solar Arrays. *Conference Record of the IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, 2020-June, 2195–2196.
- [10] Sparrow, E. M., Niethammer, J. E., & Chaboki, A. (1982). Heat transfer and pressure drop characteristics of arrays of rectangular modules encountered in electronic equipment. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(7), 961–973. \*
- [11] Armstrong, S., & Hurley, W. G. (2010). A thermal model for photovoltaic panels under varying atmospheric conditions. *Applied Thermal Engineering*, 30(11–12), 1488–1495. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.03.012>
- [12] J. P. Van Doormaal & G. D. Raithby (1984) Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows, *Numerical Heat Transfer*, 7 :2, 147-163,
- [13] Driest, V. (1956). On Turbulent Flow Near a Wall. *Journal of the Aeronautical Sciences* <https://doi.org/10.2514/8.3713>
- [14] Test, F.L. & Lessmann, R.C & Johary, A. (1981). Heat Transfer During Wind Flow over Rectangular Bodies in the Natural Environment *Journal of Heat Transfers* 103(2), 262-267
- [15] Holman, J.P., *Heat Transfer*, McGraw-Hill (1992)

# Contribution à l'étude numérique et expérimentale de l'écoulement d'air dans une fenêtre pariétodynamique chauffante.

Salem ZEINY<sup>1</sup>, Yassine CHERIF<sup>1\*</sup>, Stéphane LASSUE<sup>1</sup>, Thierry CHARTIER<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Artois, IMT Nord Europe, Junia, Univ. Lille, ULR 4515, Laboratoire de Génie Civil et géo-Environnement (LGCgE), F-62400 Béthune, France

\*yassine.cherif@univ-artois.fr

**Résumé** - Nous nous intéressons ici à une fenêtre pariétodynamique chauffante lorsque le régime dynamique de l'écoulement d'air devient turbulent. Une double démarche numérique et expérimentale a été mise en œuvre pour mettre en évidence la structure de l'écoulement principalement dans les zones de recirculation là où le fluide change de direction. Plusieurs modèles de turbulence ont été testés et comparés à des résultats expérimentaux, les résultats de cette étude montrent que le modèle de turbulence GEKO est mieux adapté à cette configuration lorsque les phénomènes de convection mixte dominant les transferts dans la fenêtre. Quant aux modèles classiques k-eps montrent une grande faiblesse pour l'estimations de différentes grandeurs physiques caractéristiques.

## Nomenclature

$\dot{Q}$	débit, kg/s ou m <sup>3</sup> /s	$\rho$	Masse volumique de l'air, kg.m <sup>-3</sup>
$T$	température, K	$\beta$	Coefficient d'expansion, K <sup>-1</sup>
$S$	surface d'échange, m <sup>2</sup>	$\mu$	Viscosité dynamique kg.m. s <sup>-1</sup>
Re	Nombre de Reynolds		
Ri	Nombre de Richardson		
$e$	épaisseur, m	<i>Indices et exposants</i>	
Dh	diamètre hydraulique	<i>exp</i>	expérimental
$V$	vitesse m/s	num	numérique
		v	volumique
		m	massique

## Symboles grecs

$\alpha$  diffusivité thermique, m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>

## 1. Introduction

Le secteur des bâtiments représente en France un domaine dans lequel il existe un fort potentiel en termes de réduction des consommations d'énergies fossiles et de production de gaz à effet de serre. L'enveloppe de bâtiment figure parmi les principaux axes d'amélioration, en matière d'isolation mais aussi en gérant de manière efficace les interactions avec l'environnement. L'équipe habitat du LGCgE à Béthune travaille depuis plusieurs années sur la conception et le développement de parois multifonctionnelles, actives ou passives (murs solaires, parois ventilées diverses, etc...). Ces parois sont moins déperditives, voire même à bilan positif du fait de la récupération d'apports solaires et d'énergies fatales. Le travail présenté ici s'inscrit dans le cadre du projet « VARIETO » - ADEME NTE Nouvelles Technologies Emergentes. Le but est d'analyser le comportement d'une fenêtre pariétodynamique à triple vitrage chauffant. Celle-ci est conçue pour contribuer à la fois au chauffage, à la ventilation et à l'éclairage naturel à l'intérieur d'un bâtiment. Son principe de fonctionnement consiste à faire circuler l'air neuf provenant de l'extérieur entre des lames de verre avant son introduction dans le bâtiment. La recherche présentée dans cette communication, via des approches numériques et expérimentales, concerne plus particulièrement le comportement thermique et dynamique de

l'écoulement d'air interne lorsque la fenêtre est équipée d'un vitrage chauffant. Ce type de fenêtre doit permettre de créer un environnement intérieur plus confortable (suppression des parois froides, réduction du risque de « jet d'air froid ») et un gain en surface habitable puisque l'émetteur de chaleur est intégré à la fenêtre. Ceci aussi bien en réhabilitation qu'en construction neuve.

## 2. Problème physique

Parmi les études réalisées dans le passé sur les fenêtres pariétodynamique dites « classiques » on trouve par exemple celles de Powell [1], Boehm et al [2] Korkala et al [3] et Paziaud [4]. D'une façon générale, les auteurs ont mis en évidence le rôle important que joue la fenêtre pariétodynamique dans la réduction des consommations énergétiques du bâtiment. Le préchauffage d'air neuf diminue de façon non négligeable les déperditions thermiques à travers la fenêtre sans dégrader le confort thermique dans la pièce. Dans ce type de fenêtre, l'écoulement d'air est généré uniquement par une différence de pression entre les entrées et sorties d'air, Dans le cas de la fenêtre chauffante le phénomène est un peu différent du fait de la présence d'une source de chaleur. Plusieurs phénomènes sont à prendre en compte :

- Un tirage thermique : phénomène qui dépend de la différence de température entre les milieux intérieur et extérieur, des apports solaires et de la puissance injectée dans la fenêtre.
- Une dépression générée par un organe mécanique (extracteur) : on considère en général une légère dépression comprise entre 4 Pa et 30 Pa pour un tel système.
- Les effets de pression du vent sur les façades.

Une étude réalisée par le CSTB [5, 6] sur une fenêtre pariétodynamique classique a montré que pour une différence de pression inférieure à 30 Pa, le fait de faire circuler l'air entre les vitrages d'une fenêtre n'engendrait pas de pertes de charge supplémentaires par rapport à une entrée d'air conventionnelle. Par ailleurs, des essais menés par le cabinet Paziaud SA dans divers logements rénovés ont révélé que les débits mesurés dans les fenêtres pariétodynamiques « classiques » sont compris entre 8 et 15 m<sup>3</sup>h<sup>-1</sup> et qu'ils sont relativement constants dans le temps des lors qu'une VMC est présente. Ceci incite à penser que la convection dans la fenêtre est forcée ou mixte. Les vitesses d'air restent faibles mais dans le cas d'une fenêtre chauffante les choses se compliquent un peu. Pour connaître l'influence des effets de pesanteur et la nature de la convection, on utilise habituellement le nombre de Richardson Ri. Si ce nombre est très inférieur à 1, la convection est forcée. Ce critère est remis en cause par Padet [7] qui considèrent que seul le coefficient de poussée thermique Ri.Re est représentatif de la nature de la convection :

$$R_i \cdot R_e = \frac{\rho \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot D_h^2}{\mu \cdot V} = 14400 \cdot \frac{\rho \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot e^3 \cdot l}{\mu \cdot \dot{Q}_v} \text{ avec } \dot{Q}_v \text{ exprimé en m}^3/\text{h} \quad (1)$$

En convection mixte dans un canal délimité par deux surfaces planes, le profil de vitesse est influencé par la différence de température entre les deux parois. Cette différence sera importante pour la fenêtre chauffante. Le profil aura tendance à s'incliner vers la paroi chaude et un écoulement à contre-courant peut se former. Selon Padet [7], un écoulement descendant se forme près de la paroi froide lorsque le coefficient de poussée thermique Re.Ri atteint 288. Pour un débit d'air constant, les effets de pesanteur sont de plus en plus importants à mesure que l'épaisseur de la cavité augmente. En effet, si le nombre de Reynolds est constant, l'augmentation de l'épaisseur e de la cavité s'accompagne d'une diminution de la vitesse V en conduite et d'une augmentation des effets de pesanteur (augmentation du nombre de Richardson). Dans le coefficient de poussée thermique, l'épaisseur e de la cavité est à la puissance 3 et paraît être le paramètre le plus influent sur la nature de la convection. Ainsi, si

l'on veut éviter ce phénomène d'écoulement de retour, il est important de maintenir une épaisseur de cavité faible. Dans le cas de la fenêtre chauffante, nous avons considéré que la convection est forcée, le profil de vitesse est supposé, au départ, parabolique et symétrique par rapport à l'axe central de la cavité. Le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement dépend du nombre de Reynolds qui varie en fonction du débit.

### 3. Configuration expérimentale et modèle physique

Les figures (1-a ; 1-b) présentent la fenêtre chauffante lors de son instrumentation et sa mise en place dans les cellules climatiques. Cette fenêtre à vitrage chauffant est formée par une menuiserie en bois prévue pour un démontage complet des vitrages. Les ouvertures pour l'entrée et la sortie d'air sont des espaces rectangulaires entre le sommet des vitrages intérieur et extérieur et la menuiserie, sur toute la largeur de la fenêtre, ce qui permet ici une approche 2D. Dans le bas de la fenêtre, l'air passe sous le vitrage central soutenu par deux petites cales latérales. L'écoulement est donc réalisé dans un canal en U formé par les trois vitres. La fenêtre est équipée de thermocouples de type T et de fluxmètres à gradient tangentiel (Fig. 1-a ; 1-b). Ces capteurs sont placés à l'extérieur et dans la fenêtre selon des plans horizontaux traversant la baie, à plusieurs niveaux de hauteur. La fenêtre est placée entre deux enceintes climatisées.

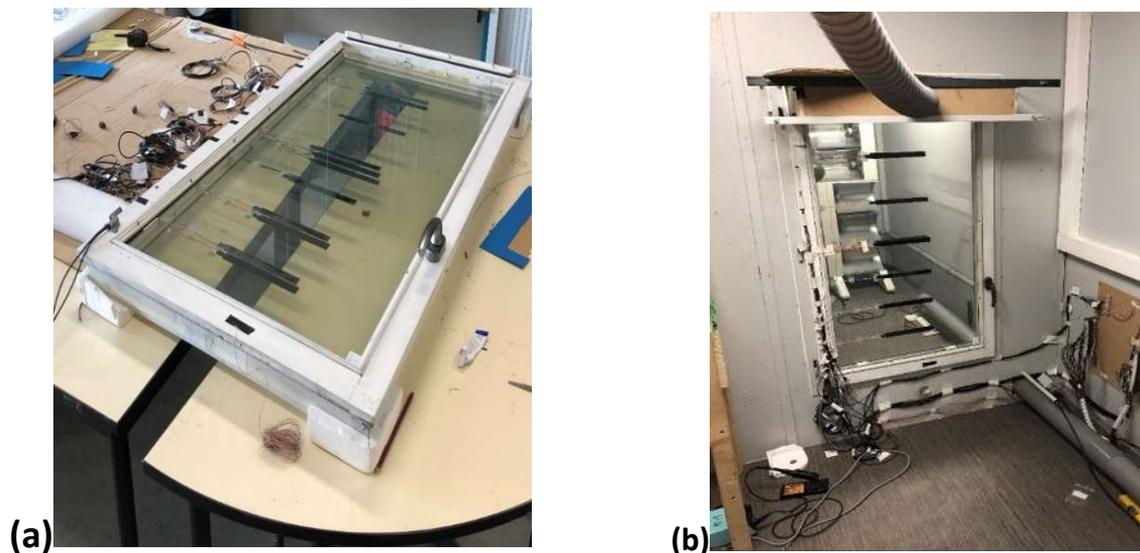
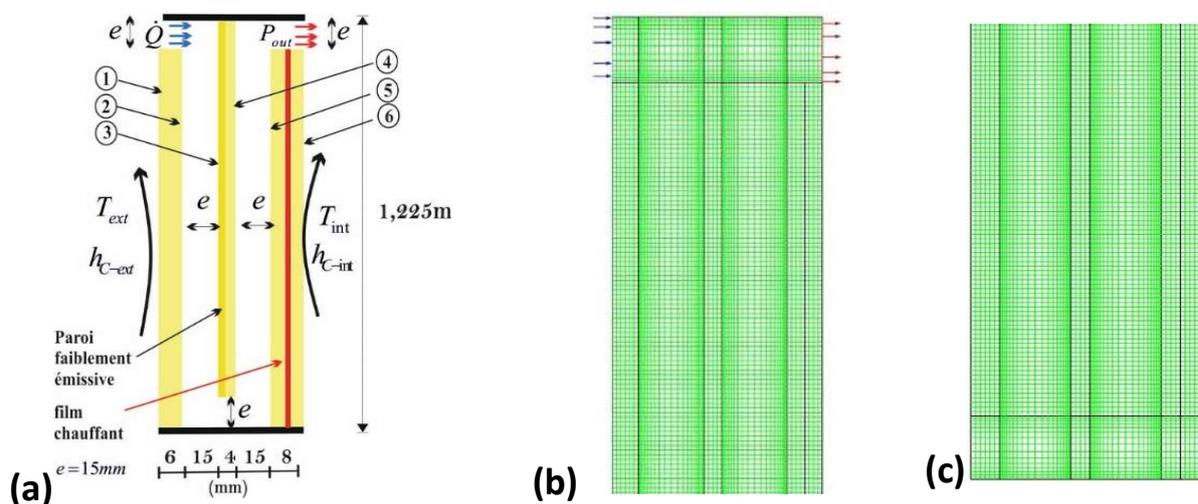


Figure. 1. Description et mise en place de l'expérimentation

Les figures (2-a ; 2-b ; 2-c) présentent les caractéristiques de la fenêtre chauffante, les faces des trois vitres sont repérées de (1 à 6) de l'extérieur vers l'intérieur. Du point de vue numérique, nous avons réalisé sept variantes de maillage de densités différentes pour nous assurer de l'indépendance des résultats. Cette densité varie de (10000 à 235000). La configuration de la fenêtre a été générée avec l'outil DesignModler<sup>®</sup>. Ce module offre plusieurs possibilités pour la création de la géométrie et la définition préalable des conditions aux frontières du modèle. Dans les sept variantes de maillages étudiées nous avons considéré un maillage structuré de mailles quadratiques, c'est-à-dire que dans les deux lames d'air de la fenêtre, les mailles sont uniformes suivant la direction de l'écoulement tandis que latéralement, elles sont resserrées près des parois. Les figures 2-b et 2-c présentent l'architecture du maillage généré pour une densité de 73000 cellules. Dans les zones où l'écoulement change de direction (à l'entrée, en bas de la fenêtre et à la sortie), le maillage est organisé et resserré spécifiquement en fonction de la géométrie des parois.


 Figure. 2. *Modèle physique de la fenêtre ventilée avec film chauffant*

#### 4. Caractéristiques physique et dynamique de l'écoulement dans la fenêtre

Nous nous intéressons ici plus particulièrement au cas où l'écoulement du fluide est turbulent et en régime permanent. Il est gouverné par les équations de la mécanique des fluides en convection forcée. Les propriétés thermophysiques du fluide sont dépendantes de la température et sont calculées selon les préconisations de la norme ISO-15099 [8]. (fonctions polynomiales). Pour les conditions aux limites nous avons appliqué les conditions mentionnées fig.2-c, un débit massique en entrée de la fenêtre  $\dot{Q} = 62 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  et une condition de pression en sortie  $P=0$ . De même, pour les deux vitres en contact avec les ambiances nous avons appliqué des conditions de Fourier ( $T_{ext}=278\text{K}$  ;  $h_{c\_ext}=10\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  ;  $T_{in}=297\text{K}$  ;  $h_{c\_int}=5\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ), également, une puissance injectée dans la vitre chauffante de l'ordre de  $475 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ . Les équations de conservation du problème ne sont pas rappelées ici car elles sont classiques. Elles sont résolues numériquement en utilisant le code de calcul Fluent<sup>®</sup> pour une configuration bidimensionnelle "2D". Elles sont discrétisées sur l'ensemble de la grille. L'algorithme SIMPLE de Patankar et Spalding [9] est employé pour résoudre le couplage entre pression et vitesse. Une solution numérique est supposée converger lorsque les résidus pour les diverses grandeurs physiques deviennent plus petits que  $10^{-8}$ . L'indépendance de cette solution aux différents maillages a été vérifiée pour s'assurer de la précision de nos résultats. Le modèle classique de rayonnement aux ordonnées discrètes (DO) a été utilisé pour résoudre le transfert radiatif de grandes longueurs d'ondes. Notons que pour l'ensemble de l'étude, les rayonnements de courtes longueurs d'ondes ne sont pas pris en compte.

Pour étudier finement la dynamique des transferts dans la fenêtre et approfondir notre compréhension de la structure de l'écoulement, nous avons réalisé plusieurs tests numériques de différents modèles de turbulence disponibles dans fluent et qui peuvent répondre favorablement à notre étude. Nous avons supposé que l'écoulement d'air en régime permanent était incompressible et turbulent. En particulier, cette hypothèse a été faite après s'être assuré que le nombre de Mach en entrée était inférieur à 0,3. De ce fait, en première phase ①, la turbulence a été modélisée en utilisant les modèles : k- $\epsilon$ -S : 1-Standard (noté STD), 2-RNG et 3-Realizable, ces trois modèles ont été testés pour prendre en compte les couches limites visqueuses dans la première maille, c'est-à-dire, très près de la paroi. La turbulence est amortie mais elle augmente rapidement quand on s'en écarte. La modélisation des zones proches des parois est fondamentale dans la mesure où elles constituent des zones de production de vorticité et de turbulence. Les fonctions de paroi standards sont celles qui ont été proposées par Launder et al. [10] et utilisées avec succ es dans un grand nombre de situations. Dans la seconde phase

② de tests des modèles de turbulence, nous avons utilisé les deux modèles GEKO- $k-\omega$  et SST- $k-w$  "Shear-Stress Transport". Le modèle GEKO à deux équations est compatible pour les écoulements turbulents et les écoulements de transition laminaire-turbulent, le traitement des parois est activé avec une fonction de paroi dite améliorée, ce qui offre la possibilité de résoudre la sous-couche visqueuse (généralement avec le premier nœud proche de la paroi). Le modèle SST a été développé par Menter [11] pour une large gamme d'écoulements turbulents avec des gradients de pression plus ou moins variables. Des modifications ont été effectuées pour prendre en compte le terme de diffusion dans l'équation de transport, ce qui permet de traiter de manière efficace la structure de l'écoulement près de la paroi.

## 5. Résultats et discussion

### 5.1. Mesure de flux thermiques et températures

Les résultats des Figures 3 à 6 correspondent à des conditions thermiques et aérauliques stabilisées et sont obtenus sur la base de valeurs moyennes calculées pour 2 heures d'acquisition avec un pas de temps de 30 secondes ce qui correspond à une moyenne sur 240 points. A première vue, les résultats obtenus sont cohérents et les phénomènes identifiés par les simulations numériques sont confirmés par les essais expérimentaux :

- L'air récupère peu de chaleur dans la première cavité (températures stable). On note que l'évolution de la température d'air se caractérise par une légère augmentation en partie haute et par une diminution en partie basse. Ce phénomène est de moins en moins sensible à mesure que le débit d'air augmente.
- Le préchauffage de l'air a surtout lieu dans la deuxième lame d'air. L'augmentation de la température d'air est significative. La différence des températures de paroi dans la première lame d'air est faible tandis que celle dans la seconde lame d'air est plus importante sous les influences conjuguées de la puissance injectée dans la vitre « coté intérieur » et de la faible émissivité de la face 3 des vitrages.
- Au niveau de la vitre chauffante, on remarque des perturbations enregistrées sur les courbes de température et de flux en bas de la fenêtre, ce phénomène est lié à la naissance de zones de recirculation au niveau du passage de la lame d'air 1 vers la lame d'air 2. Sur ce dernier point nous avons réalisé une série de tests numériques pour comprendre l'origine de ces perturbations enregistrées dans la partie basse de la fenêtre, ces résultats sont présentés dans le paragraphe 5.2.

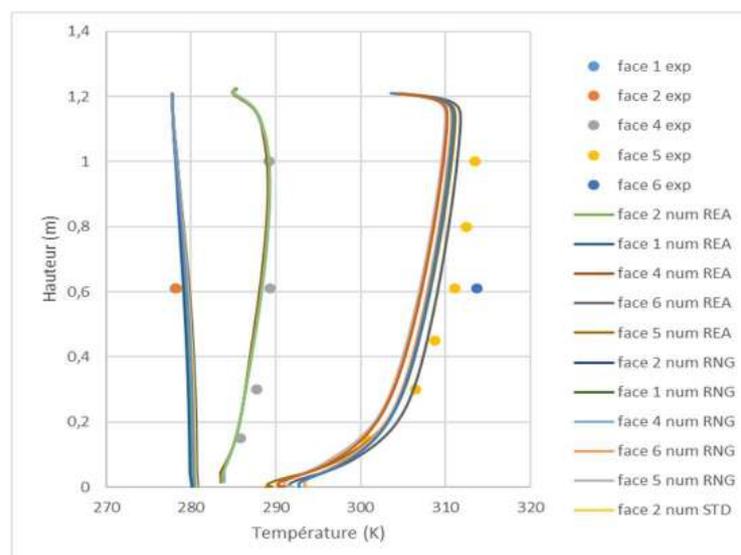


Figure 3. : Températures numériques et expérimentales, Modèles  $k-\epsilon$  avec loi de paroi.

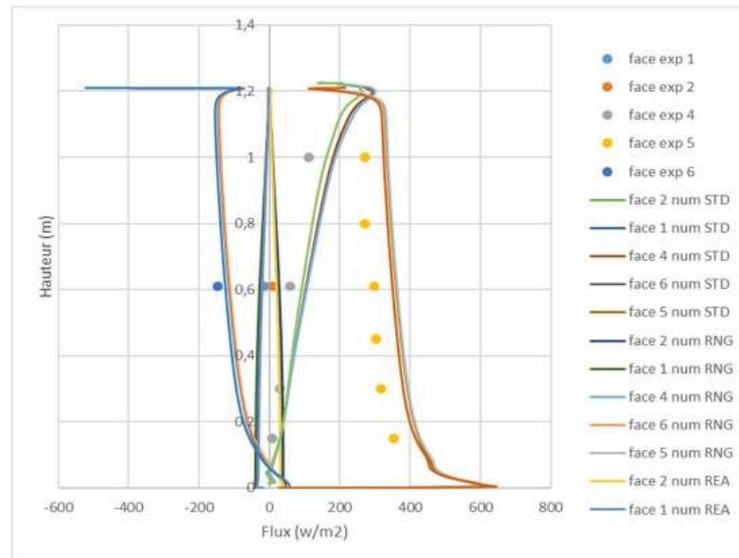


Figure 4 : Flux numériques et expérimentaux, Modèles  $k$ -eps avec loi de paroi.

En ce qui concerne les modèles de turbulence, on constate que le modèle GEKO décrit correctement le comportement thermique et dynamique dans la fenêtre, on constate sur les courbes de température fig.3 et 5 une très bonne correspondance entre les courbes numériques et expérimentales, et on observe que les modèles de turbulence  $k$ -eps amènent à une sous-estimation des températures sur la face 5 de l'ordre de 3K.

Les modèle  $k$ -w donnent dans l'ensemble de très bonnes estimations mis-à-part, en bas de la fenêtre où l'écart relatif entre les températures obtenues numériquement et expérimentalement est sans doute lié à une recirculation. Par rapport aux courbes de flux thermiques, on constate que les courbes obtenues par le modèle  $k$ -w sont proches des mesures avec un écart relatif de moins de 3% figure 6. En revanche, la confrontation entre les modèles  $k$ -eps et les résultats expérimentaux révèle un écart très important ( $> 12\%$ ) visible sur la figure 4 et ceci pour les différentes mesures de flux effectuées sur les 6 faces des vitres de la fenêtre.

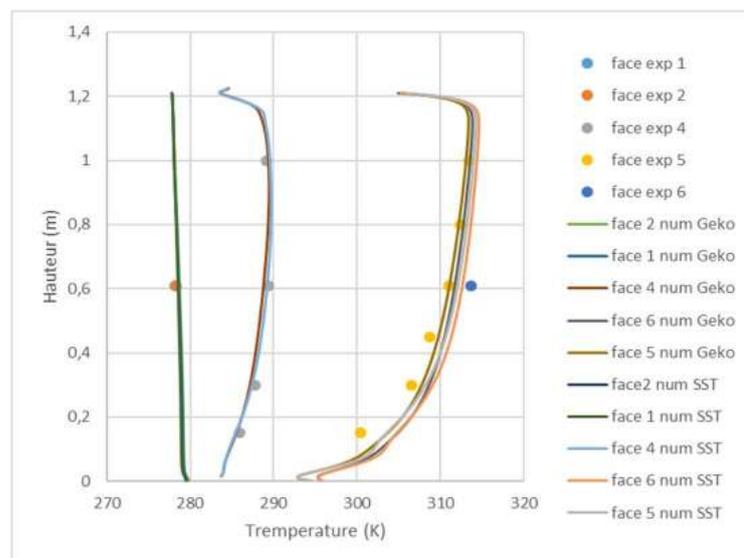


Figure 5 : Températures numériques et expérimentales pour les 3 vitres, Modèles  $k$ -w

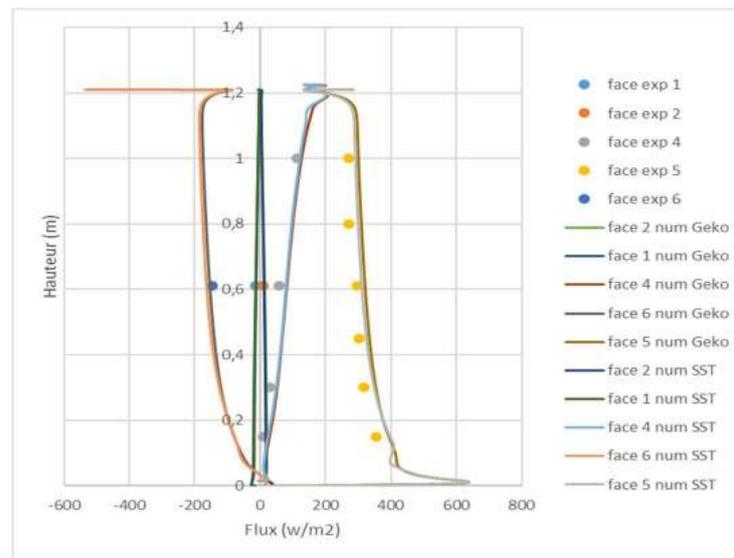


Figure 6 : Flux numériques et expérimentaux pour les 3 vitres, Modèles  $k-w$

## 5.2. Ligne de courants

Dans cette partie nous avons étudié la dynamique de l'écoulement dans la fenêtre en utilisant le modèle GEKO, les figures (7-a, b et c) présentent les lignes de courants en bas de la fenêtre, la fig. 7-a présente les lignes de courant enregistrées dans le 1<sup>er</sup> modèle utilisé pour la confrontation avec les essais expérimentaux, dans les deux autres cas 7-b et 7-c nous avons pratiqué un chanfrein sur les trois vitres dans un but de libérer d'avantage l'écoulement et diminuer les pertes de charges lorsque l'écoulement change de direction. Pour le cas 7-c, le passage de l'air dans le bas de la fenêtre a été élargi :  $e=30$  mm au lieu de 15 mm.

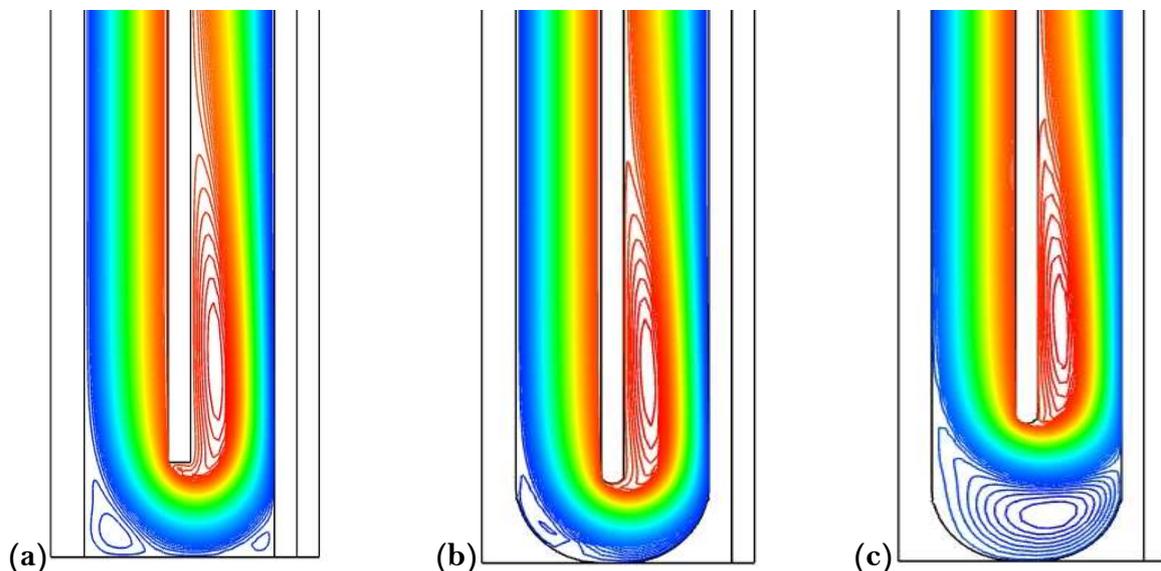


Figure 7. : lignes de courant dans différentes configurations pour la fenêtre chauffante

En comparant ces trois figures nous pouvons faire les remarques suivantes :

Dans le cas « a » les lignes de courants sont modifiées de manière significative en bas de la fenêtre au niveau de plusieurs zones de recirculation avec des dimensions et des formes très variables. La modification de la dynamique de l'écoulement est bien visible dans cette zone. Dans le cas « b » on remarque la disparition des zones de recirculation en bas de la face 5 de la vitre chauffante, de même, on enregistre un changement et une transformation de la zone de recirculation du côté face 2. Cette nouvelle forme de l'écoulement dans la fenêtre sera favorable

dans la mesure où l'on souhaite créer un écoulement pleinement développé dans toute la section du conduit. Pour le dernier cas « c », on remarque que l'élargissement du passage de l'air sous la vitre centrale n'est pas nécessaire pour changer à la fois, le régime de l'écoulement (turbulent vers laminaire) dans cette section et chasser les zones de recirculations. En revanche, par rapport à la vitre 2, face 4, on constate, dans les trois figures (7-a ; 7-b ; 7-c) une zone de recirculation de forme elliptique étalée sur quelques centimètres du bas de la fenêtre. Il serait intéressant dans la suite de ce travail, d'analyser l'effet de l'épaisseur de la seconde lame d'air sur la modification voire la disparition de cette zone.

## 6. Conclusion

Dans cet article nous avons mené une double démarche expérimentale et numérique pour étudier la structure de l'écoulement dans une fenêtre pariétodynamique chauffante lorsque le régime de l'écoulement est turbulent. Plusieurs modèles de turbulence ont été testés et comparés aux résultats expérimentaux. Les premiers résultats obtenus montrent une très bonne concordance avec les modèles k-w, ceci est valable pour l'ensemble des mesures (température et flux thermique) réalisées dans la fenêtre, en revanche, les modèles de turbulence k-eps avec une loi de paroi améliorée révèlent une grande faiblesse pour l'estimation des températures et flux de chaleur dans la fenêtre

## 7. Références

- [1] G. A. Powell, Automatic ventilator window. 1962.
- [2] R. F. Boehm et K. Brandle. 1980. "Testing of Air-Flow Windows for Evaluation and Application. *Dans Solar Energy Conference. Reno, Nevada, USA*
- [3] T. Korkala. P. Sarnia et V. Siitonen. Air Intake Arrangements of the Supply Air Window from the View of Comfort and Ventilation Efficiency." *Proceeding Windows in Buildings. Suède. 1984.*
- [4] J. Paziaud. Fenêtre à isolation dynamique par circulation d'air. 1983.
- [5] CSTB. 1995. Rapport d'essais n°35078.
- [6] CSTB. 1995. Rapport d'essais n°35078.
- [7] J. Padet, R. Cotta, N. C. Chereches, N. El Wakil. Convection laminaire interne : critères de sélection pour distinguer les régimes de convection naturelle, mixte ou forcée. In : Congrès français de thermique - La maîtrise de l'énergie, 30 ans après. Reims, France : *Société Française de Thermique.* (2005).
- [8] ISO. 2003. "Thermal Performance of Windows, Doors and Shading Devices - Detailed Calculations". Norme n°15099.
- [9] S. V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. *New-York : McGraw-Hill.* 1980.
- [10] B. E. Launder, D. B. Spalding. The Numerical Computation of Turbulent Flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3 :269-289, 1974.
- [11] F. R. Menter. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598-1605, August 1994.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leurs remerciements à l'ADEME pour son soutien à ce projet (NTE Nouvelles Technologies émergentes – Varieto) réalisé en collaboration avec nos collègues du LASIE et l'entreprise Ridoret à La Rochelle qui étaient impliqués sur d'autres aspects liés au développement du composant fenêtre ventilée chauffante.

# Cavity size influence on Rayleigh-Bénard convection under the effect of wall and gas radiation

Maxime DELORT-LAVAL<sup>1,2\*</sup>, Laurent SOUCASSE<sup>1</sup>, Philippe RIVIERE<sup>1</sup>, Anouar, SOUFIANI<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire EM2C, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay  
8-10 rue Joliot Curie, 91192 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup> ADEME

155 bis Avenue Pierre Brossolette, Montrouge, 92240, France

\*(Corresponding author: maxime.delort-laval@centralesupelec.fr)

**Abstract** - We investigate Rayleigh-Bénard convection in a cubical cavity filled with humid air under the effect of wall and gas radiation. Coupled direct numerical simulations are carried out for a radiating air/H<sub>2</sub>O/CO<sub>2</sub> mixture at room temperature, using a Chebyshev spectral method for the flow and a ray-tracing method for the radiation field. Three different Rayleigh numbers are studied, from  $Ra = 10^7$  to  $Ra = 10^9$ . Time-averaging is then applied to compare the results, regardless of the multiple flow configurations obtained. Under the Boussinesq approximation, solutions to the uncoupled simulations only depend of the Rayleigh and Prandtl numbers and are not affected by the size of the cavity. However, when radiation is taken into account, coupled results depend on the composition of the gas mixture and the cavity size. In this work we consider a single gas mixture composition and vary the size of the cavity: two cavity sizes are then considered with edges of 1 and 3 meters long. As the cavity size increases, at fixed Rayleigh number, so does the effects of radiation on the flow. The convective flux in the core, as well as the kinetic energy, are increased as radiation is taken into account, and this increase is more important for the larger size of the cavity. The contribution of radiation to the potential energy balance and to the “thermal energy” balance are presented. The large-scale circulation of the fluid settles in vertical mid-planes or diagonal planes depending on the radiation conditions, and reorientations are occasionally observed in the cavity. Radiation affects the large-scale circulation, modifying its structuration and the frequency of reorientations.

## Nomenclature

$a$	thermal diffusivity, $m^2 s^{-1}$	$\Delta T$	temperature difference between the top and bottom walls, K
$g$	gravitational acceleration, $m s^{-2}$	$\nu$	wavenumber, $m^{-1}$
$I$	radiative intensity, $W m^{-2} sr^{-1} cm$	$\nu_f$	kinematic viscosity, $m^2 s^{-1}$
$I^0$	Planck function, $W m^{-2} sr^{-1} cm$	$\kappa$	absorption coefficient, $m^{-1}$
$L$	cavity size, m	$\lambda$	thermal conductivity, $W m^{-1} K^{-1}$
$L$	dimensionless angular momentum	$\theta$	dimensionless temperature
$\mathcal{P}_{rad}$	dimensionless radiative power	$\Omega$	direction
$S$	exchange area, $m^2$	<i>Index and exponent</i>	
$T$	temperature, K	$\nu$	monochromatic
$u$	dimensionless velocity	<i>Dimensionless quantities</i>	
$x$	dimensionless position	Ra	Rayleigh number
<i>Greek symbols</i>		Pr	Prandtl number
$\beta$	thermal expansion coefficient, $K^{-1}$		

## 1. Introduction

It is now well established that radiative transfer has a strong effect on fluid flows in thermally driven natural convection, encountered in various applications such as atmospheric flows, flows in buildings or the cooling of electronical components. The presence of radiation affects the temperature field in the system, which controls the local buoyancy and the motion of the fluid. Since the first numerical studies of the Rayleigh-Bénard flow [1, 2], radiation is known to smooth the temperature field and delay the onset of convection at low Rayleigh numbers. At higher Rayleigh numbers, between  $10^6$  and  $10^9$ , Rayleigh-Bénard flows in confined cubical cavities are characterised by a Large Scale Circulation (LSC) settling either in a drum-like formation, with stream lines in planes parallel to a lateral wall, or in a diagonal plane across the cavity. Intermittent reorientations of the flow are sometimes occurring from one plane to another [3, 4]. However, studies on coupled radiation and convection are scarce in Rayleigh-Bénard configuration, and mostly limited to a gray gas model [5]. Taking into account radiation, and moreover with a real emitting gas model, bears the problem of the dimensionless numbers used to characterize the flow: when radiation is not considered, there are only two parameters (the Rayleigh and Prandtl numbers) controlling the solutions of the Navier-Stokes equations, under the Boussinesq approximation. But when real gas radiation is taken into account, more parameters appear in the equations, among them the optical thickness at different wavenumbers for real molecular gases and, for a given gas mixture and mean temperature, the size of the cavity.

Previous work analysed the influence of radiation in a one-meter-large cubical cavity, filled with a mixture of air and small amount of  $H_2O$  and  $CO_2$  as radiating gas [6, 7]. The present work aims a better understanding of the effects of radiation by enlarging the size of the cavity to a three-meter large cube (more representative of inhabitations), thus increasing the *optical thickness* of the medium.

## 2. Studied configuration and numerical methods

We consider a cubical cavity, heated from the bottom and cooled from the top walls, both being considered isothermal, and black from a radiative perspective. The lateral walls are assumed adiabatic and perfectly reflecting. The cavity is filled with a mixture of air, carbon dioxide ( $X_{CO_2} = 0.001$ ) and water vapour ( $X_{H_2O} = 0.02$ ) at a mean temperature of  $T_0 = 300K$  and at atmospheric pressure ( $\lambda = 6.63 \times 10^{-2} W m^{-1} K^{-1}$ ,  $a = 2.25 \times 10^{-5} m^2 s^{-1}$ ,  $Pr = 0.707$ ). This system is governed by the Navier-Stokes equations under the Boussinesq approximation. In the energy balance, a radiative source term appears, which is obtained by solving the equation of radiative transfer. In the absence of radiative transfer, the solutions of the system only depend on two parameters the Rayleigh (Ra) and Prandtl (Pr) numbers, defined by:

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu_f a} \quad ; \quad Pr = \frac{\nu_f}{a} \quad (1)$$

The system of equations is solved using a Chebychev spectral method for the Navier-Stokes equations, coupled with a ray-tracing method for radiation. To limit the computational cost of the ray-tracing method, the ADF model is used to describe the radiative properties of the gas [8] and a subgrid model is used to account for the radiation of small spatial scales [9, 10]. Parallelisation of the code is ensured via domain decomposition along the vertical axis for convection, and via the distribution of the rays for radiation.

The reference velocity and time are chosen accordingly to the work of Patterson and Im-

berger [11], and the dimensionless temperature  $\theta$  is defined as follow:

$$u_{ref} = \frac{a\sqrt{Ra}}{L} \quad ; \quad t_{ref} = \frac{L^2}{a\sqrt{Ra}} \quad ; \quad \theta = \frac{T - T_0}{\Delta T} \quad (2)$$

In absence of radiation, these settings allow the dimensionless velocity  $u$  to remain at the same order of magnitude from  $Ra = 10^6$  and higher. However, when radiation is taken into account, the complex spectrum of the real gas leads to consider a large range of optical thicknesses and the radiative power no longer depends only on dimensionless parameters. For a given molecular composition of the gas, the dimension of the cavity matters.

Three configurations are studied:

- The air is considered dry and radiation is not taken into account. In this case, the size of the cavity doesn't matter and the results only depend on the Rayleigh and Prandtl numbers. This will be referred as the no-radiation case,
- The radiation of the humid air is taken into account, in a cavity with one-meter long edges. This will be referred as the radiation 1m case,
- The radiation of the humid air is taken into account, in a cavity with three-meters long edges. This will be referred as the radiation 3m case.

Direct numerical simulations are carried out for these three cases, for three different Rayleigh numbers:  $Ra = 10^7$ ,  $Ra = 10^8$  and  $Ra = 10^9$ . It is worth noting that, for a given Rayleigh number, increasing the size of the cavity corresponds to a reduction of the temperature difference  $\Delta T$  between the upper and lower walls. After reaching a statistically steady state, numerical integration is carried out for a certain dimensionless time ( $t^+ = t/t_{ref} = 5000$  for  $Ra = 10^7$  and  $Ra = 10^8$ , and  $t^+ = 100$  for  $Ra = 10^9$ ). The results are analysed in terms of statistical average, defined as the combination of averaging over time and over the symmetries of the problem. The complete description of the methodology and numerical details can be found in [7].

### 3. Statistical analysis

Figure 1 shows the temperature, kinetic energy and radiative power (defined as  $\mathcal{P}_{rad} = \mathcal{P}_{absorbed} - \mathcal{P}_{emitted}$ ) vertical profiles at different Rayleigh numbers, for the three cases studied (no-radiation, radiation in 1-meter cavity and radiation in 3-meter cavity), averaged over horizontal planes. In Rayleigh-Bénard convection, the averaged temperature is nearly uniform in the cavity, except in a thin layer of the fluid near the upper and lower walls where a strong temperature gradient is found. Let's consider the lower half of the cavity and, from the lower wall, travel upwards along the vertical axis. When radiation is taken into account, the fluid near the lower wall is strongly emitting, leading to negative radiative power. Because of the convection mixing in the cavity, the temperature gradient is strong near the wall and the fluid is rapidly becoming colder, close to the mean temperature. This colder fluid absorbs a lot of radiation coming from the wall and the fluid near the wall, which corresponds to the hump in radiative power seen in the lower half of the cavity. This heat transfer contributes to increase the thermal gradient in the core of the cavity, in radiative cases, as particularly seen in the radiation 3m case.

This modification of the thermal gradient in the core of the cavity leads to an increase of the potential energy in the radiation case, which contributes to increase the kinetic energy as well. This phenomenon is amplified in the radiation 3m case and will be discussed later (figure 3).

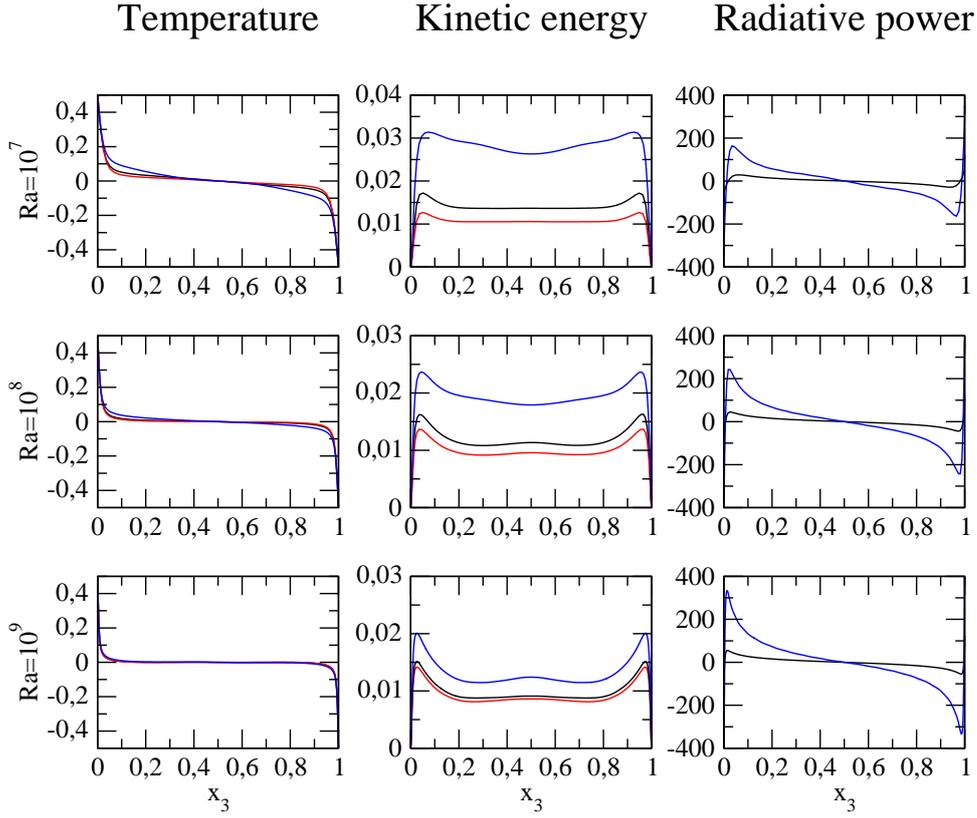


Figure 1 : Temperature, kinetic energy and radiative power profiles along the vertical axis, averaged over horizontal planes. No radiation (red line), radiation in 1-meter cavity (black line), radiation in a 3-meter cavity (blue line).

Figure 2 shows the conductive, convective and radiative flux profiles along the vertical axis, averaged over horizontal planes. As the lateral walls are adiabatic, the sum of the different fluxes is constant. In the no-radiation case, there is an equilibrium between conductive and convective fluxes in the cavity. As the temperature gradient is close to zero near the center of the cavity, the conductive flux is close to zero as well, and the convective flux is constant. But the presence of radiation modifies this equilibrium, adding a new term to the balance, which allows a higher convective flux in the center.

Figure 3 displays the kinetic energy ( $e_k = \frac{1}{2}\overline{u_i u_i}$ ), the potential energy ( $e_p = -\text{Pr}\overline{\theta}(x_3 - 0.5)$ ) and the “thermal energy” ( $e_\theta = \frac{1}{2}\overline{\theta^2}$ ), averaged over the whole domain, for the three considered Rayleigh numbers. In all three cases, radiation amplifies the energy level, and the effect is enhanced as the cavity size increases.

As seen in Figures 1, 2 and 3, the effects of radiation increase with the cavity size and decrease with the Rayleigh number. The energy balance writes indeed:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}}} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i \partial x_i} + \mathcal{P}_{\text{rad}} \right), \quad (3)$$

with the dimensionless radiative power defined by

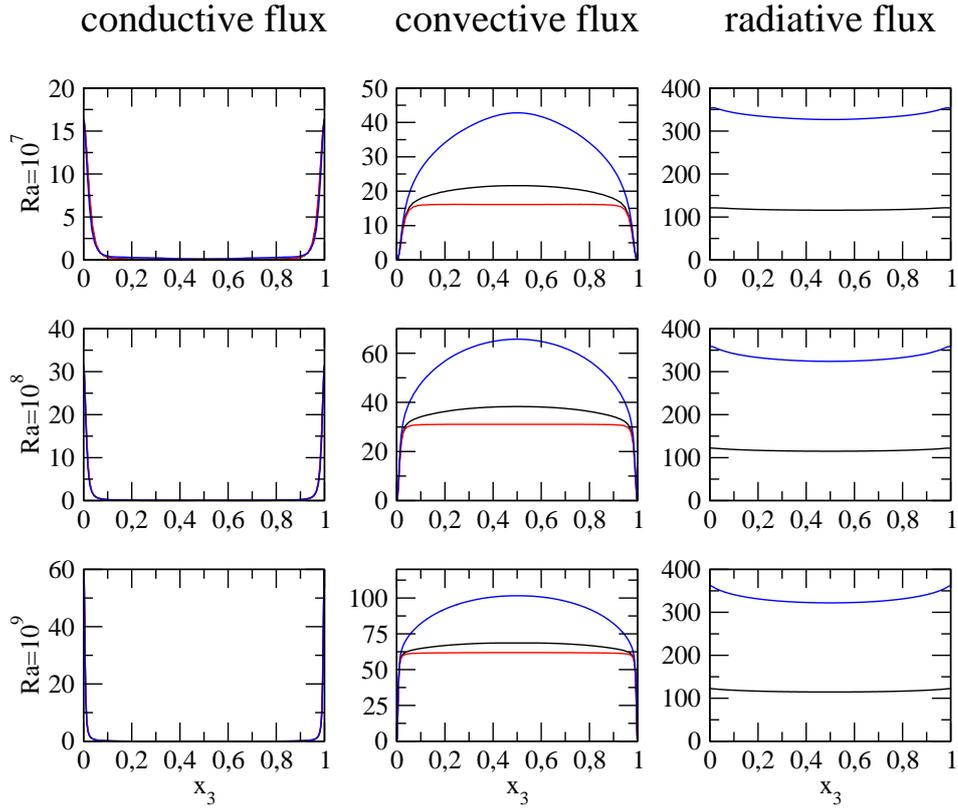


Figure 2 : Conductive, convective and radiative flux profiles along the vertical axis, averaged over horizontal planes. No radiation (red line), radiation in 1-meter cavity (black line), radiation in a 3-meter cavity (blue line).

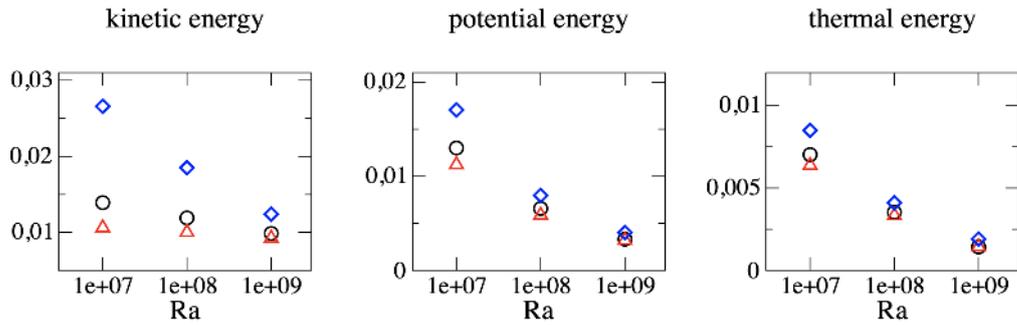


Figure 3 : Total kinetic energy  $\langle e_k \rangle_\nu$ , potential energy  $\langle e_p \rangle_\nu$  and “thermal energy”  $\langle e_\theta \rangle_\nu$  as a function of the Rayleigh number. No radiation (red symbols), radiation in 1-meter cavity (black symbols), radiation in a 3-meter cavity (blue symbols).

$$\frac{1}{\sqrt{Ra}} \mathcal{P}_{\text{rad}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{Ra}} \frac{L^2}{\lambda \Delta T} \int_\nu \kappa_\nu \left( \int_{4\pi} I_\nu(\mathbf{x}, \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega} - 4\pi I_\nu^\circ(T(\mathbf{x})) \right) d\nu \quad (4)$$

In the energy budget, the contribution of radiation roughly scales as:

$$\frac{1}{\sqrt{\text{Ra}}} \mathcal{P}_{\text{rad}} = \mathcal{O} \left( \frac{1}{\sqrt{\text{Ra}}} \frac{\kappa_P \sigma T_0^3 L^2}{\lambda} \right) \quad (5)$$

where  $\kappa_P = \int \kappa_\nu I_\nu^0(T_0) d\nu \times \pi / (\sigma T_0^4)$  is the Planck mean absorption coefficient. As the Rayleigh number increases, the relative effect of radiation compared to convection is dampened by the  $\frac{1}{\sqrt{\text{Ra}}}$  factor. However, at a fixed Rayleigh number, the size of the cavity can partly compensate this phenomenon, as the radiative power also scales as  $L^2$ .

Let us consider the kinetic energy: in the no-radiation case, the kinetic energy does not vary significantly. This shows that the reference velocity used to make the velocity dimensionless ( $u_{\text{ref}} = \frac{a\sqrt{\text{Ra}}}{L}$ ), corresponding to a balance between the buoyancy and inertial forces, is well suited for this case. It is not the case, however, when radiation is taken into account, even more when the cavity size increases.

Comparing the 3-meter cavity to the 1-meter cavity, the dimensionless velocity stays at the same order of magnitude: the kinetic energy is less than twice as big at  $\text{Ra} = 10^7$  and about a quarter bigger at  $\text{Ra} = 10^9$ . However, considering the reference velocity  $u_{\text{ref}} = \frac{a\sqrt{\text{Ra}}}{L}$ , which decreases with the cavity size, it means that the corresponding real velocities are smaller in the bigger cavity.

#### 4. Temporal analysis

In cubical Rayleigh-Bénard convection, the Large Scale Circulation (LSC) settles, depending on the Rayleigh number, in a plane parallel to two vertical walls (drum-like flow) or in a diagonal plane of the cube. This can be detected by observing the angular momentum:  $\mathbf{L} = \int (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \times \mathbf{u} d\mathbf{x}$  of the flow, with respect to the cavity center  $\mathbf{x}_0$ . Figure 4 shows the temporal evolution of the  $x_1$  and  $x_2$  components of the angular momentum. When both  $L_{x_1}$  and  $L_{x_2}$  are non-zero, the flow is in a diagonal plane and, when one of them is zero (in average), it means that the flow is in a drum-like configuration. The usual evolution of the LSC, as the Rayleigh number increases, is from a drum-like circulation (around  $\text{Ra} = 3 \cdot 10^5$  in the no-radiation case) to a diagonal circulation ( $\text{Ra} \geq 10^6$ ) [6]. At  $\text{Ra} = 10^7$  and  $\text{Ra} = 10^8$ , reorientations of the circulation in another diagonal can be observed, but that have not been observed at  $\text{Ra} = 10^9$ : The flow stabilizes in a diagonal plane. However, this may be due to shorter integration time at higher Rayleigh numbers, caused by the computational cost of the simulation.

When radiation is taken into account, the LSC is delayed in its evolution, compared to the radiation case: at  $\text{Ra} = 10^7$ , in the no-radiation case, the flow is in a diagonal plane, with reorientations. In the 3-meter cavity, the flow is drum-like, as it can be observed at low Rayleigh numbers in no-radiation cases, and in the 1-meter cavity there seems to be an intermediate state between diagonal and drum-like configurations. At  $\text{Ra} = 10^8$ , in the no-radiation case, the flow is also diagonal but with fewer reorientations. In the 3-meter cavity, the flow is mostly drum-like, with short diagonal episodes around  $t^+ = 2000$  and  $t^+ = 2800$ . In the 1-meter cavity, the circulation is diagonal, with some reorientations. At  $\text{Ra} = 10^9$ , the LSC is diagonal and no reorientation are observed in all three cases, maybe due to a too short integration time. Further investigation is required in that area.

The unsteady flow dynamics in the three cases can be further illustrated by snapshots of the

flow fields. Figure 5 displays instantaneous temperature fields close to the bottom wall of the cavity, at  $Ra = 10^9$  and for the three different cases. The presence of radiation does not seem to significantly influence the nondimensional size of the structures of the flow.

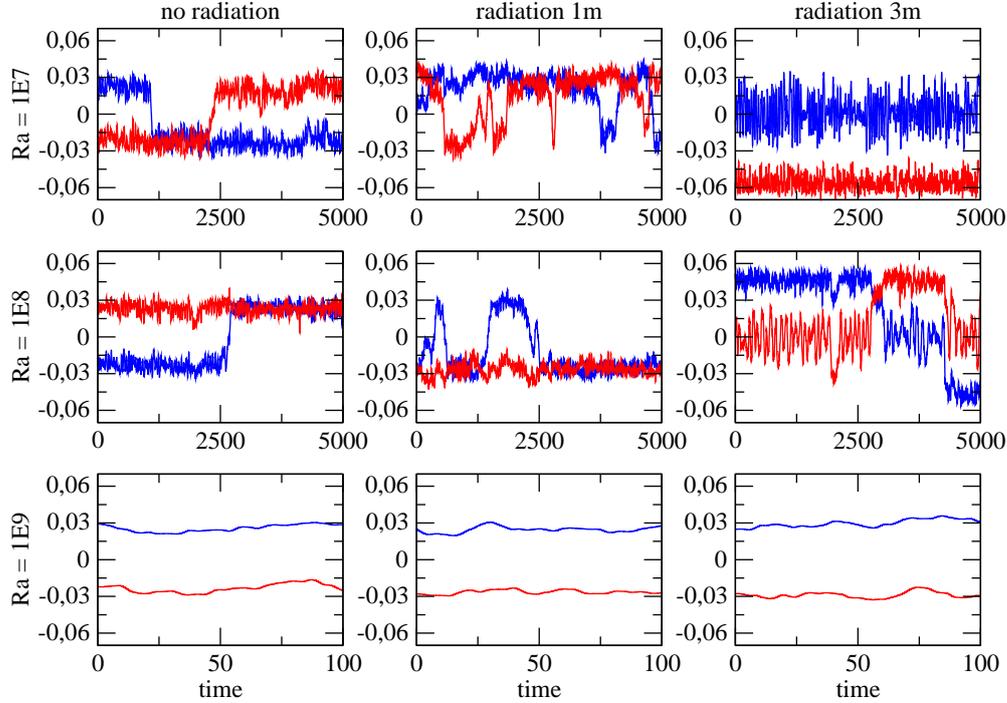


Figure 4 : Time evolution of  $x$  and  $y$  component of the angular momentum  $L_{x_1}$  (blue line) and  $L_{x_2}$  (red line), for different Rayleigh numbers. No radiation (left), radiation in a 1-meter cavity (center), radiation in a 3-meter cavity (right).

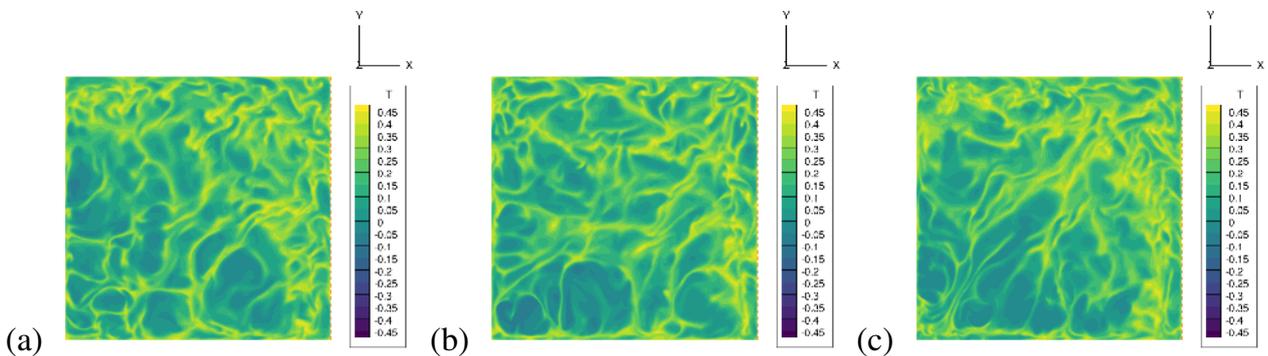


Figure 5 : Snapshots of the temperature field on a plane  $z = 0.007$ , at  $Ra = 10^9$ . No radiation (left), radiation in a 1-meter cavity (center), radiation in a 3-meter cavity (right).

## 5. Conclusion

Taking into account molecular radiative transfer in natural convection requires to introduce several additional parameters, such as optical thickness or the molecular composition of the

fluid, to grasp the complexity of the phenomenon going on. The flow can no longer be characterized only by the Rayleigh and Prandtl numbers, as it is the case in the no-radiation case. When the cavity size increases, the effects of radiation are amplified: the dimensionless radiative source term roughly scales as  $L^2$ . Radiation seems to have two major effects on the flow. At a statistical level, it increases the kinetic energy and the convective flux in the domain. At the LSC level, it seems that it delays the evolution of the circulation regarding the Rayleigh number. Further work will focus on using Proper Orthogonal Decomposition analysis to better understand the effect of radiation, and of the size of the cavity, on the LSC.

## References

- [1] R. M. Goody, The influence of radiative transfer on cellular convection, *Journal of Fluid Mechanics*, 1 (1956) 424-435
- [2] E. A. Spiegel, The smoothing of temperature fluctuations by radiative transfer, *Astrophysical Journal* 126 (1957) 202-207
- [3] N. Foroozani and J. J. Niemela and V. Armenio and K. R. Sreenivasan, Reorientations of the large-scale flow in turbulent convection in a cube, *Physical Review E*, 95 (2017) 033107
- [4] A. Vasiliev and A. Sukhanovskii and P. Frick and A. Budnikov and V. Fomichev and M. Bolshukhin and R. Romanov, High Rayleigh number convection in a cubic cell with adiabatic sidewalls, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 102 (2016) 201-212
- [5] A. Sakurai and R. Kanbayashi and K. Matsubara and S. Maruyama, Radiative Heat Transfer Analysis in a Turbulent Natural Convection Obtained from Direct Numerical Simulation, *Journal of Thermal Science and Technology*, 6 (3) (2011) 449-462
- [6] L. Soucasse and B. Podvin and Ph. Rivière and A. Soufiani, Low-order models for predicting radiative transfer effects on Rayleigh-Bénard convection in a cubic cell at different Rayleigh numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, 917 (A5) (2021)
- [7] M. Delort-Laval and L. Soucasse and Ph. Rivière and A. Soufiani, Rayleigh-Bénard convection in a cubic cell under the effects of gas radiation up to  $Ra=10^9$ , *International Journal of Heat and Mass Transfer*, volume (2022 in press) pages
- [8] L. Pierrot and Ph. Rivière and A. Soufiani and J. Taine, A fictitious-gas-based absorption distribution function global model for radiative transfer in hot gases, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 62 (1999) 609-624
- [9] L. Soucasse and Ph. Rivière and A. Soufiani, Subgrid-scale model for radiative transfer in turbulent participating media, *Journal of Computational Physics*, 257, Part A (2014) 442-459
- [10] L. Soucasse and Ph. Rivière and A. Soufiani, Natural convection in a differentially heated cubical cavity under the effects of wall and molecular gas radiation at Rayleigh numbers up to  $3 \times 10^9$ , *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 61-B (2016) 510-530
- [11] J. Patterson and J. Imberger, Unsteady natural convection in a rectangular cavity, *Journal of Fluid Mechanics*, 100 part 1 (1980) 65-86

## Acknowledgements

This work benefited from the financial support of the “Agence de l’environnement et de la maîtrise de l’énergie” (ADEME, France). This work was granted access to the HPC resources of IDRIS under the allocation 2020-A0062B00209 attributed by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif). This work was also performed using HPC resources from the Mésocentre computing center of CentraleSupélec and École Normale Supérieure Paris-Saclay supported by CNRS and Région Île-de-France (<http://mesocentre.centralesupelec.fr/>).

# Caractérisation des cinétiques de cristallisation du poly(éther éther cétone) (PEEK) par mesure de la chaleur spécifique en calorimétrie différentielle à balayage rapide

Théo BAUMARD<sup>1</sup>, Elissa EL RASSY<sup>1</sup>, Nicolas BOYARD<sup>1</sup>, Steven LE CORRE<sup>1</sup>, Jean-Luc BAILLEUL<sup>1\*</sup>, Jérôme BIKARD<sup>2</sup>, Lise TROUILLET-FONTI<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Nantes Université, CNRS, Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes, LTeN, Site de la Chantrerie – rue Christian Pauc – 44306 Nantes

<sup>2</sup>Solvay – Centre de Recherche et Innovation de Lyon 85, rue des Frères Perret – 69192 Saint-Fons

\*(auteur correspondant : [jean-luc.bailleul@univ-nantes.fr](mailto:jean-luc.bailleul@univ-nantes.fr))

**Résumé** - Les cinétiques de cristallisation isotherme et non-isotherme du PEEK sont caractérisées expérimentalement par DSC Flash. Une méthode discrète permettant de reconstruire les cinétiques à partir d'essais de cristallisation interrompus est présentée. L'analyse basée sur la mesure directe de la capacité thermique massique pour évaluer la cristallisation est détaillée, et évite les erreurs induites par la prise en compte de phénomènes de fusion-recristallisation lors de l'intégration usuelle de l'enthalpie apparente de fusion. Le modèle de Marand est utilisé pour décrire la cinétique de cristallisation isotherme. Un diagramme TRC du PEEK est présenté pour des vitesses de refroidissement proches de celles des procédés industriels.

## Nomenclature

$C$	taux d'épaississement des lamelles	$T$	température, K
$C_p$	capacité thermique massique, J.K <sup>-1</sup> . kg <sup>-1</sup>	$t$	temps, s
$H$	enthalpie, J	<i>Symboles grecs</i>	
$k$	fonction d'Avrami, s <sup>-n</sup>	$\alpha$	cristallinité relative
$m$	masse, kg	$\phi$	flux de chaleur, W
$n$	exposant d'Avrami	$\tau$	temps caractéristique de Marand, s

## 1. Introduction

L'utilisation de composites thermoplastiques est en plein essor dans l'industrie du transport pour répondre notamment à des réglementations d'émissions plus strictes qui rendent nécessaire l'allègement des structures. Pour atteindre les cadences requises par ce marché à fort volume de production, des procédés de mise en forme et d'assemblage permettant des temps de cycle courts (injection, thermoformage, soudage thermoplastique) sont utilisés. Ces procédés, en général non-isothermes, reposent sur une mise en œuvre au-dessus de la température de fusion de la matrice thermoplastique. La microstructure de la pièce finale dépend donc des conditions de refroidissement depuis l'état fondu. La caractérisation de la cristallisation de ces polymères semi-cristallins est nécessaire pour comprendre les relations entre paramètres procédés et propriétés finales des pièces. Dans les procédés de soudage de pièces thermoplastiques par exemple, l'interaction entre la diffusion des chaînes à l'interface et la cristallisation peut entraîner des variations significatives de la qualité de l'adhésion en fonction du cycle de température imposé [1].

Le poly(éther éther cétone) (PEEK) est un polymère thermoplastique semi-cristallin haute performance présentant d'excellentes propriétés mécaniques et une bonne stabilité thermique, utilisé notamment pour des applications structurales dans l'industrie aérospatiale et automobile. La cristallisation du PEEK en conditions isothermes et non-isothermes à des vitesses allant jusqu'à 30K/min a fait l'objet de nombreuses études en calorimétrie différentielle à balayage (DSC) [2,3,4]. Cependant, aucune étude ne présente de résultats en conditions non-isothermes pour des vitesses de refroidissement proches de celles des procédés industriels (10-100K/s).

## 2. Méthodologie expérimentale

### 2.1. Calorimétrie différentielle à balayage rapide (FSC)

La calorimétrie différentielle à balayage rapide (FSC ou DSC Flash) est une extension récente de la calorimétrie différentielle standard, permettant d'atteindre des vitesses de chauffage et refroidissement jusqu'à  $10^6$  K/s [5]. Cette technique permet notamment d'investiguer des phénomènes de changement de phase très rapides, souvent inaccessibles pour les appareils conventionnels. Les essais ont été réalisés à l'aide d'un appareil Mettler Toledo Flash DSC1 à compensation de puissance, équipé de capteurs à puce UFS1 permettant une vitesse de chauffage jusqu'à 10000K/s et de refroidissement jusqu'à 5000K/s.

Le matériau de l'étude est un grade de PEEK faible viscosité développé par Solvay et fourni sous forme de granulés. Après étuvage, un échantillon du matériau est prélevé à l'aide d'un scalpel et positionné au centre de la zone de mesure du capteur, puis fondu à une vitesse de 10K/s pour permettre un bon contact thermique avec la puce (Figure 1). Une masse relativement élevée d'échantillon en comparaison d'autres études de la littérature (environ 500ng) est utilisée pour assurer que les phénomènes de cristallisation sont représentatifs de ceux du matériau massif.

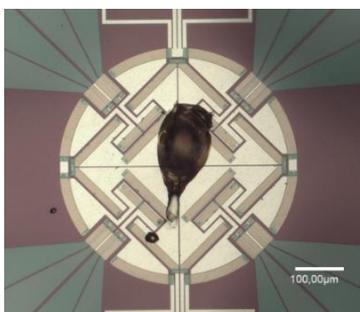


Figure 1 – Echantillon de PEEK sur un des micro-fours d'une puce UFS1

### 2.2. Caractérisation des cinétiques de cristallisation par méthode discrète

#### 2.2.1. Cristallisation isotherme

Des essais préliminaires ont montré que la caractérisation des cinétiques de cristallisation directement à partir de l'intégration du pic de cristallisation pendant le refroidissement n'est pas possible à cause d'un ratio signal/bruit trop faible. Une méthode discrète basée sur une approche séquentielle est par conséquent appliquée pour caractériser la cristallisation. Le protocole isotherme, développé lors d'une précédente étude [6] et décrit en Figure 2a., consiste à (1) effacer l'historique thermique du matériau en passant au dessus de la température de fusion, (2) refroidir à vitesse élevée (2000K/s, ce qui est largement suffisant pour assurer une trempe du matériau) jusqu'à la température de cristallisation isotherme, (3) effectuer un palier isotherme d'une durée définie, (4) refroidir à 2000K/s jusqu'à température ambiante et (5) chauffer à 2000K/s jusqu'à 380°C. Ce protocole est répété en faisant varier le temps et la

température du palier isotherme. La cristallinité induite est évaluée directement à partir de l'analyse de la courbe de chauffage : chaque point sur la courbe de l'évolution temporelle de la cristallinité correspond donc à un essai de cristallisation isotherme donné. La cristallisation isotherme est étudiée ici entre 160°C et 320°C (soit une plage de température entre  $T_g+10^\circ\text{C}$  et  $T_m-20^\circ\text{C}$  approximativement), et pour des temps de palier variant entre 0.01s et 3600s.

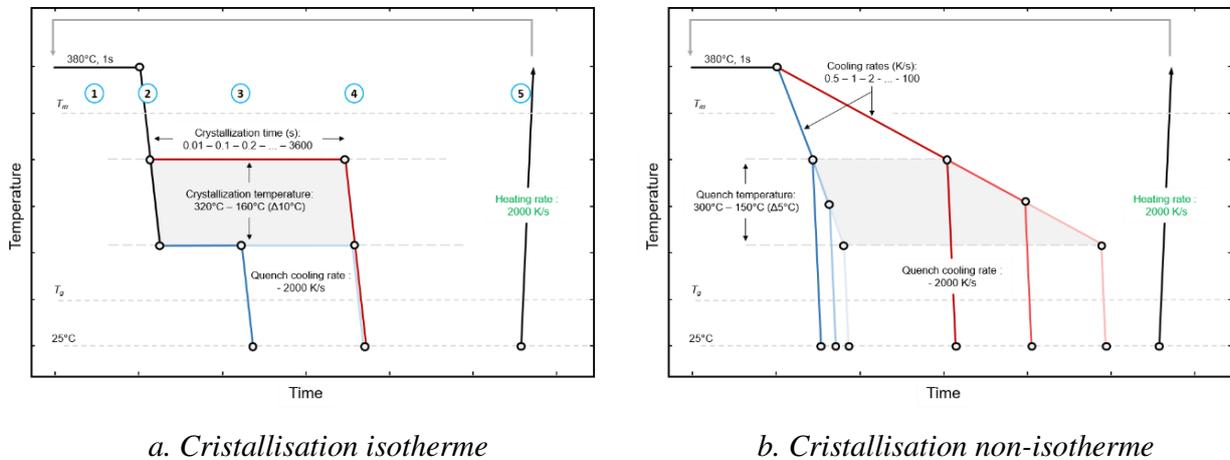


Figure 2 – Cycle thermique appliqué en FSC

### 2.2.2. Cristallisation non isotherme

La méthode discrète présentée ci-dessus est étendue à l'étude de la cristallisation non-isotherme (Figure 2b.). Après l'étape d'effacement de l'historique thermique, l'échantillon est refroidi à la vitesse d'intérêt jusqu'à une température fixée  $T_{\text{quench}}$  avant de tremper la microstructure obtenue à 2000K/s. L'échantillon est ensuite chauffé à 2000K/s pour fondre les cristaux formés lors du refroidissement. L'essai est ensuite répété pour plusieurs valeurs de  $T_{\text{quench}}$  (entre 150°C et 300°C) et plusieurs valeurs de vitesse de refroidissement (de 0.5 à 100K/s) pour reconstruire de manière discrète la cinétique de cristallisation.

## 3. Résultats expérimentaux

### 3.1. Cristallisation isotherme

Un exemple de courbes correspondant au flux de chaleur brut mesuré lors de l'étape de chauffage suivant la cristallisation isotherme, obtenues en faisant varier le temps de palier pour une température de 220°C, est présenté en Figure 3.

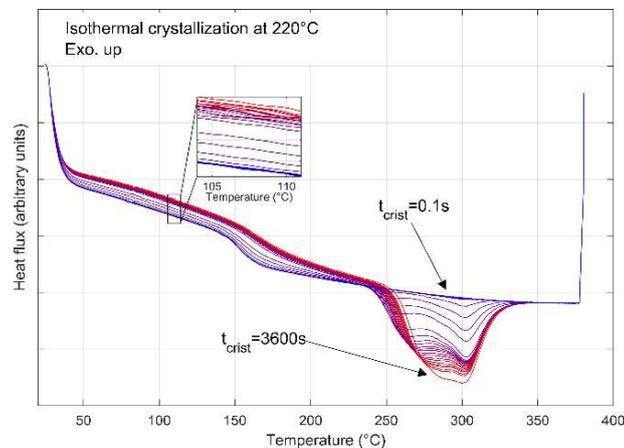


Figure 3 – Flux de chaleur enregistré lors du chauffage suivant une cristallisation à 220°C pour différentes durées d'isotherme

Les courbes présentent une transition marquée au voisinage de 160°C, correspondant à la transition vitreuse de la phase amorphe, puis un pic de fusion d'amplitude variable suivant la durée du palier de cristallisation isotherme. Deux pics de fusion distincts sont apparents ; ce phénomène de double fusion, classique pour les PEEK, correspond à la fusion de deux populations cristallines. Il a cependant été montré dans la littérature que le pic correspondant à la température de fusion la plus élevée est dû à un phénomène de fusion-recristallisation pendant le chauffage [5,6] : dès que la phase cristalline commence à fondre, les chaînes orientées peuvent recristalliser en lamelles plus stables. Ce phénomène se produit en continu jusqu'à ce que la recristallisation ne soit plus possible. Par conséquent, la méthode consistant à mesurer la cristallisation générée pendant le palier isotherme à partir de l'intégration directe du pic de fusion global n'est pas directement applicable : ce pic étant la somme de l'enthalpie de fusion associée aux cristaux générés pendant l'isotherme, et de l'enthalpie de fusion/recristallisation. Par ailleurs, le phénomène étant continu, la déconvolution des pics de fusion qui permettrait de considérer uniquement l'enthalpie associée au premier pic n'est également pas adaptée.

Pour éviter l'erreur liée à la prise en compte de ce phénomène, la mesure directe de la variation de la capacité thermique massique de l'échantillon est proposée. En effet, la capacité thermique dépend linéairement du taux de cristallinité  $\alpha$  par l'équation (1), et le flux de chaleur mesuré par calorimétrie est proportionnel à la capacité thermique massique (équation 2).

$$C_p^{tot}(\alpha, T) = (1 - \alpha)C_p^{am.}(T) + \alpha C_p^{cr.}(T) \quad (1)$$

$$\phi = \frac{dH}{dt} = m C_p^{tot} \frac{dT}{dt} \quad (2)$$

La nouvelle approche consiste donc à observer la variation du flux de chaleur  $\phi$  mesuré par la DSC pendant le chauffage après cristallisation isotherme en fonction du temps de palier, et pour une température inférieure à la température de transition vitreuse de façon à empêcher toute modification de la structure cristalline. En pratique la variation observée est moyennée sur la plage 105°C - 110°C (voir encart sur la Figure 3). La Figure 4 présente l'évolution de la cristallinité relative de l'échantillon en fonction du temps, calculée avec les deux méthodes présentées (intégration du pic de fusion global et variation de la capacité thermique) et pour des températures de palier entre 230°C et 290°C.

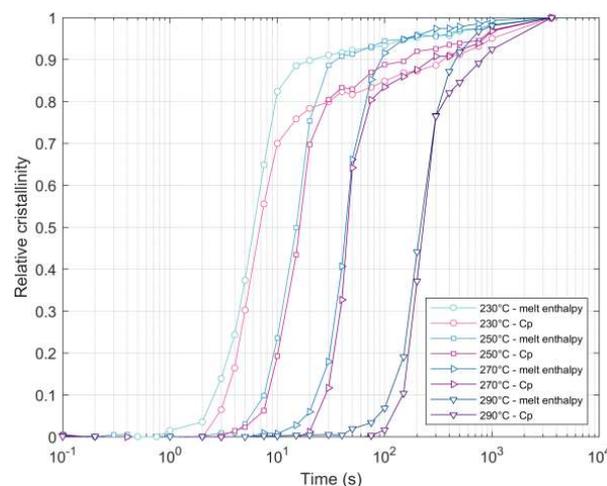


Figure 4 – Evolution de la cristallinité relative mesurée par enthalpie de fusion totale et capacité thermique massique

Les courbes obtenues (indépendamment de la méthode) montrent dans un premier temps une évolution sigmoïdale de la cristallinité attribuée à la cristallisation primaire, puis une évolution linéaire avec le logarithme du temps attribuée à l'épaississement des lamelles cristallines (cristallisation secondaire). Les deux approches conduisent à des temps de demi-cristallisation

équivalents. L'approche basée sur l'intégration directe du pic de fusion conduit à une surestimation de la cristallinité, liée à la prise en compte de l'enthalpie de fusion/recristallisation.

La cristallisation isotherme du matériau est décrite par un modèle proposé par Marand [7], développé initialement pour décrire la cristallisation des polyéthylènes linéaires (équation 3).

$$\alpha(t) = \alpha^P(t) + \alpha^S(t) \quad (3)$$

La cristallinité est modélisée comme la somme de deux termes : la cristallisation primaire, décrite par une loi d'Avrami (équation 4), et la cristallisation secondaire supposée comme dépendant uniquement d'un mécanisme lié à l'épaississement des lamelles cristallines du matériau (équation 5). Une loi logarithmique est proposée pour ce mécanisme, de façon analogue aux travaux de Weeks [8].

$$\alpha^P(t) = \alpha^P(\infty)[1 - e^{-kt^n}] \quad (4)$$

$$\alpha^S(t) = -C \int_0^t \alpha^P(t') \frac{d \log\left(1 + \frac{t-t'}{\tau}\right)}{dt'} dt' \quad (5)$$

Le paramètre  $\alpha^P(\infty)$  représente la cristallinité limite associée à la cristallisation primaire ;  $k$  et  $n$  représentent la fonction cinétique (thermodépendante) et l'exposant d'Avrami respectivement ;  $C$  est un paramètre décrivant la vitesse d'épaississement des lamelles, et  $\tau$  est une constante de temps.

Les paramètres du modèle sont identifiés pour chaque température à l'aide d'une routine d'optimisation développée sur MATLAB. La comparaison entre cristallinité relative expérimentale et modélisée est présentée en Figure 5 pour deux températures isothermes à 200°C et 250°C. Un très bon accord entre les données expérimentales et la cristallinité prédite par le modèle est observé sur la majorité de la plage de températures de cristallisation isotherme étudiée (160°C à 300°C). Aux températures les plus élevées, un temps de cristallisation supérieur à 1h serait nécessaire pour assurer une cristallisation primaire complète. Les valeurs de l'exposant d'Avrami obtenues sont comprises entre 2.8 et 3.4, ce qui est cohérent avec une germination instantanée et une croissance sphérolitique des cristaux et suggère que les mécanismes de cristallisation observés sont représentatifs du matériau massif.

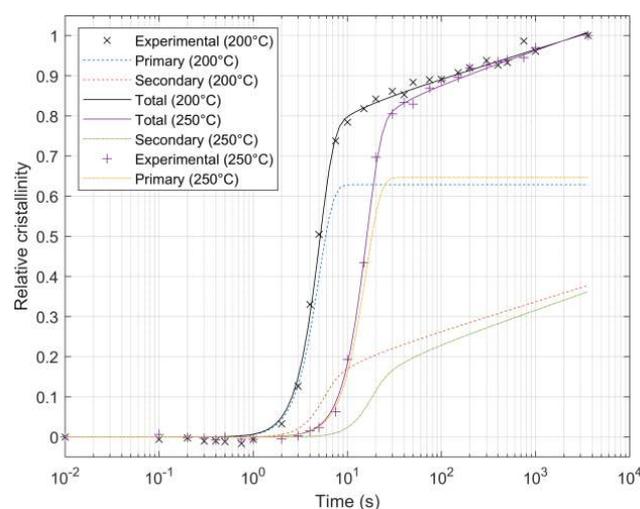


Figure 5 – Evolution de la cristallinité relative expérimentale et modélisée

### 3.2. Cristallisation non-isotherme

Un exemple de de courbes correspondant au flux de chaleur brut mesuré lors de l'étape de chauffage suivant la cristallisation non isotherme, obtenues en faisant varier la température

avant la trempe, est présenté en Figure 6 pour une vitesse de refroidissement de 5K/s. Un double pic de fusion peut être observé ; l'enthalpie associée à la fusion augmente avec la diminution de la température  $T_{\text{quench}}$ .

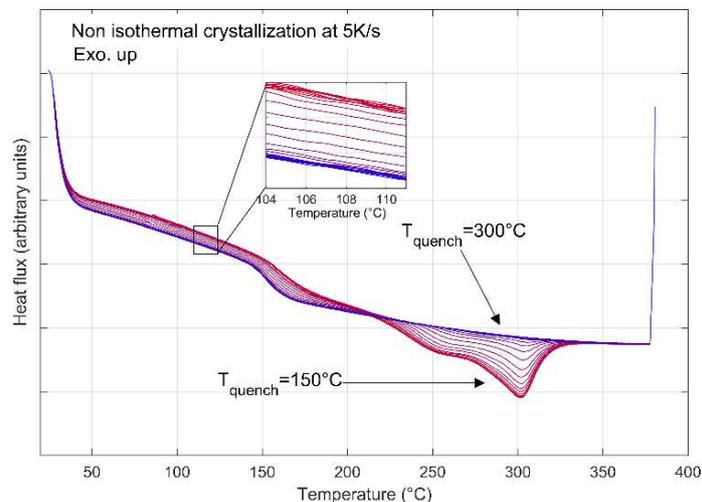


Figure 6 – Flux de chaleur mesuré au chauffage après cristallisation non isotherme à 5K/s interrompue à différents instants

Le double pic de fusion est également dû à un phénomène de fusion/recristallisation pendant la chauffe. Par conséquent, l'analyse de la cinétique de cristallisation est effectuée à partir de l'observation de l'évolution de la capacité thermique massique comme présenté précédemment. L'évolution de la cristallinité relative maximale en conditions non isothermes est présentée Figure 7 en fonction de la vitesse de refroidissement. On observe une diminution marquée de la cristallinité pour des vitesses de refroidissement supérieures à 10K/s avec une amorphisation complète au dessus de 100K/s. Ceci valide le choix d'une vitesse de refroidissement de 2000K/s dans le protocole employé comme adéquate pour tremper la microstructure cristalline.

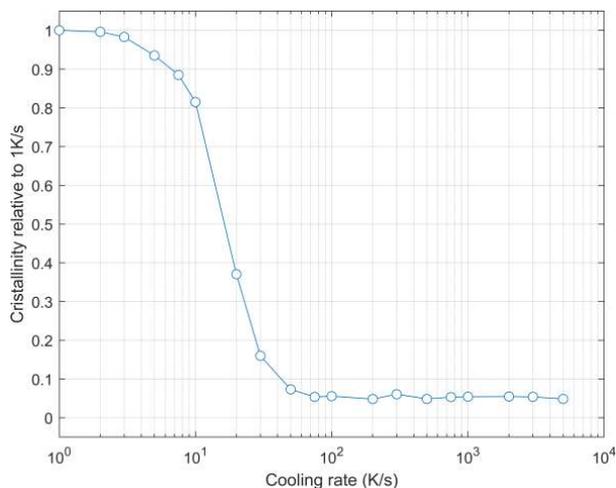


Figure 7 – Evolution de la cristallinité en fonction de la vitesse de refroidissement

L'évolution de la capacité thermique massique en fonction de la température pour les différentes vitesses de refroidissement évaluées présente une allure sigmoïdale classique de la cristallisation non isotherme. La dérivation des courbes permet de reconstruire l'évolution du flux de chaleur endothermique lié à la cristallisation (Figure 8). Le protocole expérimental proposé permet donc d'obtenir la forme du pic de cristallisation, qui n'est pas accessible en FSC par méthode directe, et ce pour des vitesses de refroidissement jusqu'à 5000 fois plus élevées qu'en DSC. On observe une diminution de l'amplitude du pic de cristallisation avec

l'augmentation de la vitesse de refroidissement, ainsi qu'un décalage de l'extremum vers les températures plus basses : de 270°C à 0.5K/s jusqu'à 220°C à 15K/s.

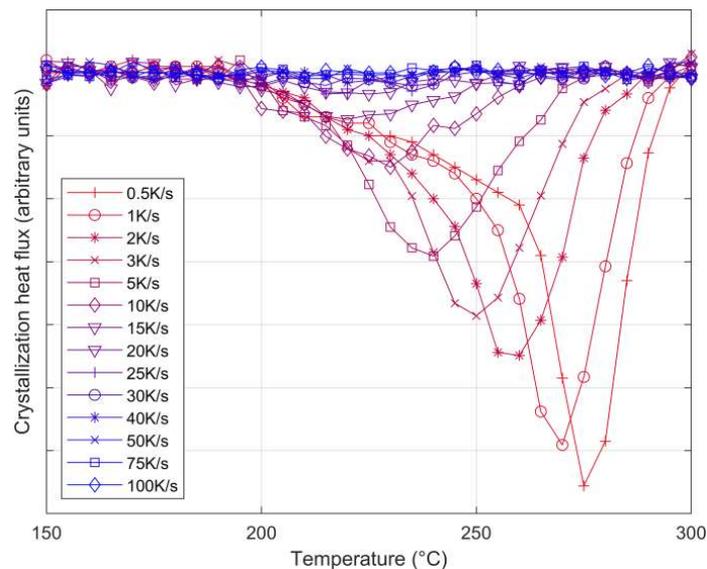


Figure 8 – Flux de chaleur lié à la cristallisation reconstruit par méthode discrète

Cette campagne expérimentale permet également d'éditer un diagramme procédé TRC (diagramme de transformation en refroidissement continu, Figure 9) du PEEK, dans une gamme de vitesses de refroidissement correspondant à celle des procédés de mise en forme industriels. Ce diagramme permet de déterminer la cristallinité relative du matériau en conditions non isothermes, et donc de définir les vitesses de refroidissement adéquates en fonction de la structure cristalline recherchée. Ce graphique fait notamment apparaître que le phénomène de cristallisation a lieu majoritairement entre 270°C et 200°C, température en dessous de laquelle la mobilité moléculaire est trop limitée. Un modèle analytique permettant de décrire la cinétique de cristallisation non isotherme du PEEK à partir des résultats expérimentaux obtenus reste à développer.

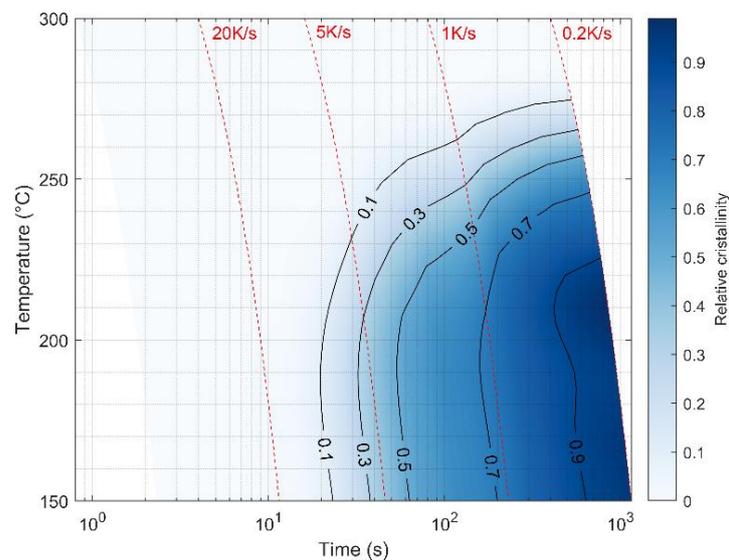


Figure 9 – Diagramme TRC du PEEK

## 4. Conclusion

Ce travail expérimental et de modélisation a permis de caractériser les cinétiques de cristallisation isothermes et non isothermes du PEEK par calorimétrie différentielle à balayage rapide. Le protocole basé sur l'analyse d'essais de cristallisation interrompus permet de passer

outre la lenteur relative des mécanismes de cristallisation du matériau étudié. L'utilisation de la capacité thermique massique comme mesure de la cristallinité permet également d'éviter l'erreur induite par la prise en compte du phénomène de fusion-recristallisation dans le calcul de l'enthalpie de fusion des cristaux.

L'étude en cristallisation isotherme fait apparaître un mécanisme de cristallisation secondaire avec une évolution logarithmique en temps, attribué à l'épaississement des lamelles. Le modèle de Marand est utilisé et décrit adéquatement la cinétique de cristallisation. Les essais de cristallisation non isothermes interrompus permettent d'obtenir pour la première fois une description de la cinétique de cristallisation du PEEK dans une gamme de vitesses de refroidissement comparable à celle des procédés industriels.

Un modèle permettant de décrire la cinétique non isotherme est en cours de développement. Par ailleurs, la méthodologie expérimentale proposée est utilisée actuellement pour étendre l'étude à la dégradation du matériau, afin de caractériser l'impact de phénomènes de thermo-oxydation sur la capacité du PEEK à cristalliser.

### Références

- [1] J. Avenet, T. Cenders, S. Le Corre, J-L. Bailleul, A. Levy, Experimental correlation of rheological relaxation and interface healing times in welding thermoplastic PEKK composites, *Composites: Part A.*, 149 (2021), 1064-1089.
- [2] C. Bas, P. Battesti, N. Albérola, Crystallization and melting behaviors of poly(aryletheretherketone) (PEEK) on origin of double melting peaks, *Journal of Applied Polymer Science*, 53-13(1994), 1745-1757.
- [3] P. Cebe, Non-isothermal crystallization of poly(etheretherketone) aromatic polymer composite, *Polymer Composites*, 9-4 (1988), 271-279
- [4] E. Bessard, O. De Almeida, G. Bernhart, Unified isothermal and non-isothermal modelling of neat PEEK crystallization, *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 115 (2014), 1669-1678
- [5] A. Toda, R. Androsch, C. Schick, Insights into polymer crystallization and melting from fast scanning chip calorimetry, *Polymer*, 91 (2016), 239-263
- [6] X. Tardif, B. Pignon, N. Boyard, J. Schmelzer, V. Sobotka, D. Delaunay, C. Schick, Experimental study of crystallization of PolyEtherEtherKetone (PEEK) over a large temperature range using a nano-calorimeter, *Polymer Testing*, 36 (2014), 10-19.
- [7] H. Marand, Z. Huang, Isothermal lamellar thickening in linear polyethylene: correlation between the evolution of the degree of crystallinity and the melting temperature, *Macromolecules*, 37 (2004), 6492-6497
- [8] J. Weeks, Melting temperature and change of lamellar thickness with time for bulk polyethylene, *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 67-5 (1963), 441-451.

# Modélisation de la cinétique de cristallisation d'un matériau à changement de phase dopé en conductivité par méthode inverse.

Mariam JADAL<sup>a,b,c</sup>, Jérôme SOTO<sup>a,b</sup>, Didier DELAUNAY<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Université de Nantes, CNRS, Laboratoire de Thermique et d'Energie de Nantes, UMR 6607, La Chantrerie, rue Christian Pauc, BP 50609, 44306 Nantes Cedex 3, France

<sup>b</sup>Icam Ouest, 35 avenue du Champ de Manœuvres, 44470 Carquefou, France

<sup>c</sup>LERMA Lab, College of Engineering and Architecture, International University of Rabat, ParcTechnopolis, Rocade de Rabat-Salé, Sala Al Jadida 11100, Morocco

\*[mariam.jadal@uir.ac.ma](mailto:mariam.jadal@uir.ac.ma)

**Résumé** - Un matériau composite à base d'une structure conductrice de Graphite Naturel Expansé (GNE), et de Matériau à Changement de Phase (MCP) de type paraffine RT70 HC, dédié pour le stockage de la chaleur latente est présenté dans cette communication. La particularité de ce MCP est qu'il possède une surfusion et une cristallisation présentant deux transformations différentes. Et, afin de modéliser le changement de phase, un terme source exprimé avec la forme différentielle de Nakamura, est ajouté à l'équation de l'énergie. Un dispositif expérimental et son modèle numérique couplé à une méthode inverse sont utilisés pour valider le comportement thermique du matériau, en particulier pendant la phase de solidification.

## Nomenclature

$T$	Température, °C	$K_{Avrami}$	Coefficient d'Avrami, $s^{(-n)}$
$\alpha$	Fraction solidifiée	$K_{Nakamura}$	Coefficient de Nakamura, $s^{(-n)}$
$\Delta H$	Variation d'enthalpie, $kJ.kg^{-1}$	$n$	Exposant d'Avrami

## 1. Introduction

Le stockage thermique par chaleur latente constitue une solution prometteuse pour améliorer l'efficacité énergétique des procédés industriels. Les matériaux utilisés pour ce type de stockage sont appelés, MCP. Ces derniers sont très connus pour leur forte densité énergétique et leur stockage ou restitution d'une grande quantité de chaleur à température quasi-constante. Néanmoins, la plupart des MCP présentent une conductivité thermique faible ( $0,1 - 0,4 W.m^{-1}.K^{-1}$ ). Ceci limite les puissances d'échange de chaleur.

Dans le cadre de nos travaux, nous nous sommes principalement focalisés sur le stockage de chaleur pour les procédés industriels avec un nombre important de cycles par jour et un temps caractéristique de charge et décharge faible (de l'ordre de quelques minutes). Par conséquent, la conception d'un matériau de stockage efficace requiert le développement de techniques d'amélioration des transferts thermiques. Pour cela, un matériau composite composé d'un MCP de type paraffine RT70 HC et une structure conductrice de type GNE compressé a été développé [1] [2]. La particularité de ce MCP est qu'il possède une surfusion et une cristallisation présentant deux transformations différentes [3].

L'objectif de cette communication est de modéliser le changement de phase de ce type de MCP en particulier pendant la phase de solidification. Pour ce faire, les fonctions de cinétiques pour chaque transformation ont été identifiées à l'aide du modèle de Nakamura. Ce dernier permet de prédire la cinétique de cristallisation, prendre en compte les retards à la nucléation, et aussi de déterminer le taux de transformation en faisant l'hypothèse que la cristallisation a lieu à une vitesse de refroidissement quelconque. Pour la première transformation,

l'identification des paramètres de ce modèle a été obtenue à l'aide de la DSC. Pour la deuxième transformation, seule une plage de températures restreinte et incomplète a pu être étudiée par DSC. En dehors de cet intervalle de température, la transformation était observée hors isotherme empêchant la détermination des paramètres de cinétique. Pour contourner cet écueil, ces paramètres sont identifiés à l'aide d'une méthode inverse basée sur des résultats expérimentaux. Pour cela, un dispositif expérimental qui permet de chauffer et refroidir un échangeur-stockeur de type lit fixe a été développé. Le lit fixe est composé de cylindres de GNE-MCP, encapsulés d'aluminium dont deux cylindres ont été instrumentés. Un modèle numérique du changement de phase d'un cylindre développé sous Comsol Multiphysics est utilisé pour la simulation du transfert thermique, et une méthode inverse est développée sous Matlab pour l'identification des inconnues du système. Enfin, ce dispositif et son modèle numérique sont utilisés pour valider le comportement thermique du matériau, en particulier pendant la phase de solidification.

## 2. Etude des propriétés cinétiques du matériau à changement de phase

Les propriétés cinétiques du MCP ont été identifiées à l'aide de la DSC de type TA. Pour cela, un cycle de température a été imposé sur un échantillon de quelques milligrammes de paraffine RT70 HC. L'échantillon est chauffé d'une température de 30°C à une température 90°C supérieure à la température de fusion (environ 70°C pour la RT70 HC), avec une vitesse de chauffage constante. Ensuite, cette température est maintenue pendant 5 minutes de façon à effacer l'histoire thermique du MCP. Puis, l'échantillon est ensuite refroidi à vitesse de refroidissement constante jusqu'à la température de cristallisation (Figure 1).

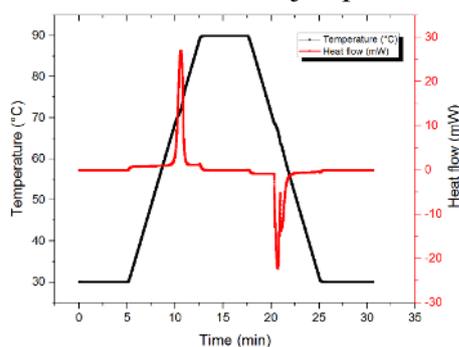


Figure 1 : Flux de chaleur et température de la RT70 HC en fonction du temps

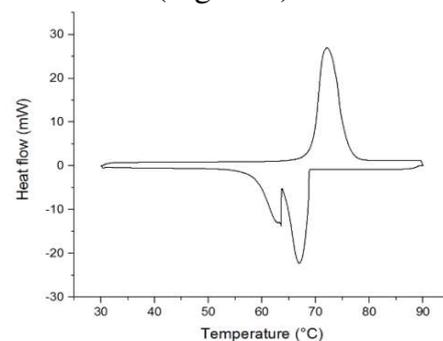


Figure 2 : Flux de chaleur de la RT70 HC en fonction de la température

L'intégration du flux de chaleur obtenu à l'aide de la DSC, permet d'obtenir la variation d'enthalpie totale du MCP. Par différence d'enthalpie entre le début et la fin du changement de phase, on détermine la valeur de chaleur latente, égale à 258 KJ.kg<sup>-1</sup> en phase de solidification.

Pendant la phase de solidification, deux pics exothermiques sont apparus (Figure 2). Deux raisons pourraient expliquer ce phénomène. Soit, une solidification de deux populations différentes. Soit, la présence de deux transitions (transition liquide/solide, et transition solide/solide) [4]. Et, afin de trancher entre ces deux hypothèses, une étude de chaque transformation a été établie. Pour cela, une séparation des deux pics a été réalisée. Dans ce cadre, un cycle thermique isotherme a été appliqué sur un la paraffine RT70 HC. Cette dernière a été chauffée d'une température initiale de 30°C à 90°C. Cette température a été maintenue pendant cinq minutes. Ensuite, le MCP à l'état liquide, a été refroidi jusqu'à la température de début de cristallisation du premier pic (68°C), et est maintenu pendant 30 minutes à cette température. L'apparition du premier pic de cristallisation doit être observée au cours de l'isotherme (Figure 3). Ensuite un deuxième refroidissement a été imposé jusqu'à la température de début de cristallisation du deuxième pic (63.5°C). Encore une fois, la

température est maintenue pendant 30 minutes pour pouvoir observer l'apparition du deuxième pic au cours de l'isotherme (Figure 4).

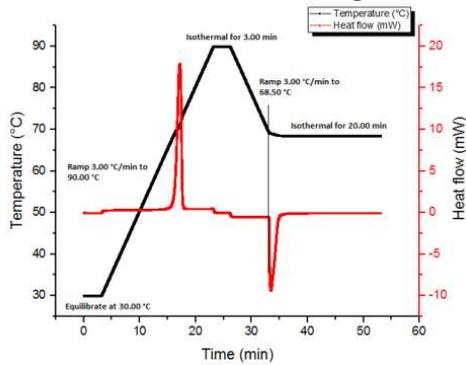


Figure 3 : Flux de chaleur et température en fonction du temps (premier pic).

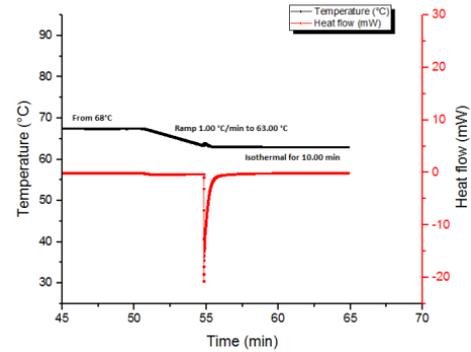


Figure 4 : Flux de chaleur et température en fonction du temps (deuxième pic).

On remarque une séparation des deux transformations (premier et deuxième pic) et leurs apparitions pendant les isothermes. Le premier pic représente une enthalpie de  $180 \text{ KJ.kg}^{-1}$ , et le deuxième pic montre une enthalpie de  $74 \text{ KJ.kg}^{-1}$ . La somme d'enthalpie des deux pics,  $254 \text{ kJ.kg}^{-1}$ . Cette valeur est proche de celle obtenue précédemment, dans le cas anisotherme ( $258 \text{ kJ.kg}^{-1}$ ), avec une différence de 2%. On estime que cet écart est faible, et que les deux transformations sont bien prises en comptes.

De nombreux essais ont été réalisés. Le premier pic est apparu lors des paliers de température sur une plage variant entre  $67.5^\circ\text{C}$  et  $69.3^\circ\text{C}$ . Les températures étudiées sont :  $67.5^\circ\text{C}$ ,  $67.8^\circ\text{C}$ ,  $68^\circ\text{C}$ ,  $68,3$ ,  $68,5^\circ\text{C}$ ,  $68,8$ ,  $69$  et  $69,3^\circ\text{C}$ . Le deuxième pic est apparu sur une plage de paliers de température variant entre  $62.5^\circ\text{C}$  et  $63.5^\circ\text{C}$ . Les températures étudiées sont :  $62,5^\circ\text{C}$ ,  $63^\circ\text{C}$ ,  $63,3$  et  $63,5^\circ\text{C}$ . Au-delà de cette plage de température, les pics de cristallisation apparaissent au cours du refroidissement (pendant la rampe de température), et n'ont pas été exploités.

## 2.1 Modèle d'Avrami

La fraction solidifiée pour chaque transformation, et pour chaque température, a été calculée dans l'objectif de déterminer l'évolution des coefficients d'Avrami en fonction de la température [5]. Celle-ci a été calculée par l'intégration partielle du flux de chaleur pour chaque température, pour le premier pic (Figure 5), et pour le deuxième pic (Figure 6).

$$\alpha(t) = 1 - \exp(-K_{AV}t^n) \quad \text{Équation 1}$$

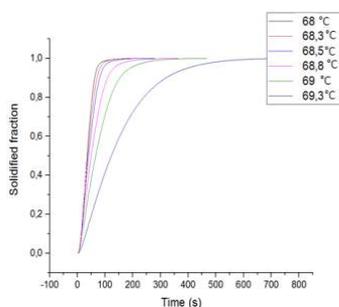


Figure 5 : Fraction solidifiée du premier pic en fonction du temps

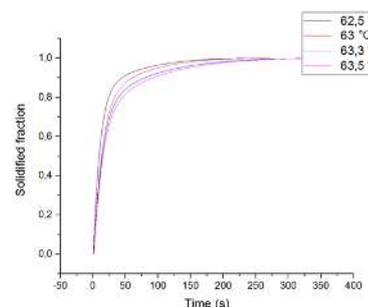


Figure 6 : Fraction solidifiée en fonction du temps pour le deuxième pic

L'identification des paramètres de ce modèle est obtenue en traçant  $\ln(-\ln(1-\alpha))$  en fonction de  $\ln(t)$  [5]. La droite ainsi formée donne  $n$ , sa pente, et  $\ln(K_{AV})$  son ordonnée à

l'origine. La Figure 7 et Figure 8 montrent respectivement un exemple des droites de  $\ln(-\ln(1-\alpha))$  en fonction de  $\ln(t)$  pour le premier pic et pour le deuxième pic.

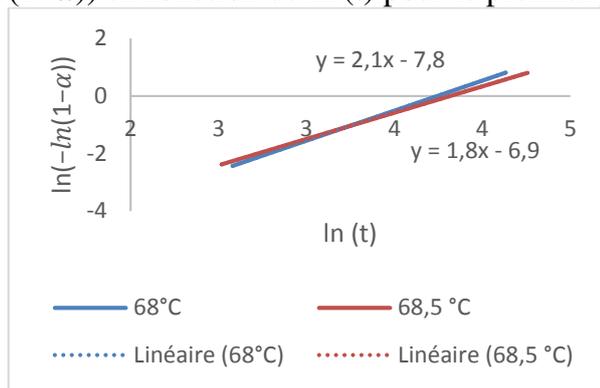


Figure 7 : Evolution de  $\ln(-\ln(1-\alpha))$  en fonction de  $\ln(t)$  pour le premier pic.

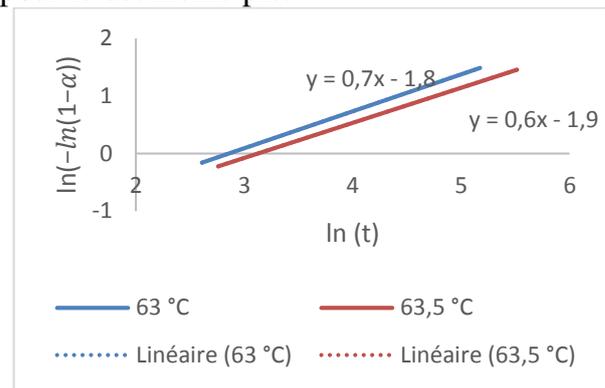


Figure 8 : Evolution de  $\ln(-\ln(1-\alpha))$  en fonction de  $\ln(t)$  pour le deuxième pic.

Une valeur moyenne de  $n$  proche de 2 a été obtenue pour le premier pic et une valeur moyenne de  $n$  proche de 1 a été trouvée pour le second pic. Et, en se basant sur les données de la littérature scientifique [6], une valeur de  $n$  proche de 2 peut signifier soit une germination sporadique avec des entités sous forme de bâtonnets, soit une germination instantanée avec des entités sous forme de disques. Et, une valeur de  $n$  proche de 1 signifie que la structure des entités est sous forme de bâtonnets, mais avec une germination instantanée, indiquant que tous les germes sont activés dès le début de la cristallisation.

Dans le cadre de déterminer la géométrie et le type de germination pour la première transformation, une étude sous microscope a été réalisée [1]. Cette étude a confirmé la présence des entités sous forme de bâtonnets avec une germination instantanée pour la première transformation et une germination sporadique sous forme de bâtonnets pour la seconde transformation. Ceci nous permet de confirmer qu'on est dans le cas de deux populations différentes ayant une température de début de cristallisation différentes, signant le processus de cristallisation successif. L'évolution du coefficient de  $K_{Avrami}$  en fonction de la température pour le premier pic est montrée sur la Figure 9, et pour le deuxième pic est montrée sur la Figure 10.

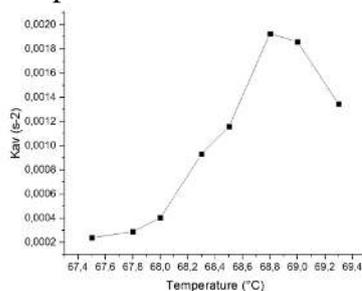


Figure 9 : Coefficient de  $K_{Avrami}$  en fonction de la température pour le premier pic.

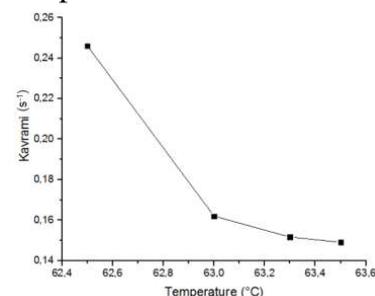


Figure 10 : Coefficient de  $K_{Avrami}$  en fonction de la température pour le deuxième pic.

L'évolution du coefficient  $K_{Avrami}$  en fonction de la température pour le premier pic, prend la forme d'une cloche avec un maximum situé à  $68.8^{\circ}\text{C}$ . Pour le deuxième pic, l'évolution du coefficient  $K_{Avrami}$  en fonction de la température se limite à la fin de la cloche. En effet, ces températures sont en dehors de la plage atteignable expérimentalement à l'aide de notre méthode ; le pic apparaissant pendant la rampe de refroidissement. Pour contourner cet écueil, nous avons pensé à identifier ces températures à l'aide d'une méthode inverse (paragraphe 3.2).

## 2.2 Modèle de Nakamura

Les résultats trouvés à partir du modèle de cinétique de cristallisation d'Avrami permettent aussi d'identifier l'évolution du coefficient de Nakamura en fonction de la température qui permet de prédire la cinétique de cristallisation dans le cas où la vitesse de refroidissement est quelconque [7].

$$K_{Nakamura} = K_{Avrami}^{1/n} \quad \text{Équation 2}$$

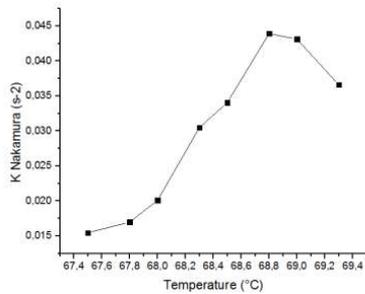


Figure 11 : Coefficient de  $K_{Nakamura}$  en fonction de la température pour le premier pic.

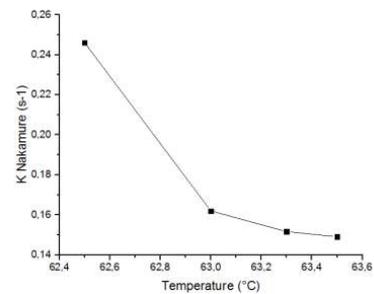


Figure 12 : Coefficient de  $K_{Nakamura}$  en fonction de la température pour le deuxième pic.

## 3. Modélisation du changement de phase pendant la phase de solidification

Un dispositif expérimental équipé d'un module permettant une génération de froid au moyen d'un thermorégulateur, de chaud à l'aide d'une résistance chauffante de 10 kW et d'un échangeur-stockeur composés de 600 cylindres de matériau composite, de diamètre 18mm, de hauteur de 22mm et encapsulés de 0.5mm d'aluminium a été développé. Une instrumentation au moyen de micro-thermocouples a été réalisée dans les cylindres. Deux cylindres ont été instrumentés à la surface de la capsule d'aluminium ( $T_1$ ), et à cœur ( $T_2$ ) dans du matériau composite (Figure 13). Ces derniers ont été positionnés au milieu de l'échangeur stockeur, afin d'analyser le transfert de chaleur dans les cylindres, et seront utilisés pour valider le modèle numérique.

Lors de la charge, le matériau est initialement à une température de 25°C. Une température de 90°C est ensuite imposée à l'entrée du stock. Lors de la décharge, le matériau est initialement à une température de 88°C et une température de 20°C a été imposée (Figure 14).



Figure 13 : Photos des cylindres instrumentés dans le stockeur

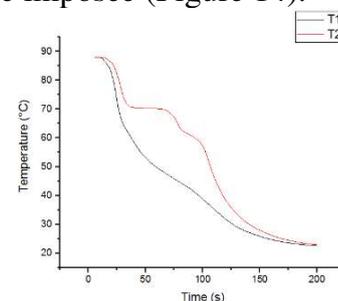


Figure 14 : Températures  $T_1$  et  $T_2$  obtenues expérimentalement, en phase de solidification

### 3.1 Modélisation numérique

Un modèle numérique 2D axisymétrique de changement de phase de la capsule a été réalisé sous Comsol Multiphysics. Les propriétés thermiques du matériau composite, telles que, la conductivité thermique plane et transverse, la capacité thermique massique, la masse volumique et la variation d'enthalpie ont été introduits dans le modèle numérique. La température  $T_1$  est la condition à la limite à la surface de la capsule en aluminium, associée à une résistance thermique entre la capsule en aluminium et le matériau composite. Cette dernière a été estimée avec une épaisseur de pate thermique, de conductivité de  $4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  entre la capsule en aluminium et le composite de  $0.4\text{mm}$ . Une valeur de  $1.10^{-4} \text{ m}^2.\text{K}.\text{W}^{-1}$  a été obtenue [1].

Afin de modéliser la solidification du MCP, la méthode de cinétique de cristallisation a été utilisée, qui consiste à ajouter un terme source à l'équation de l'énergie.

$$\rho(T, \alpha) \cdot C_p(T, \alpha) \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda(T, \alpha) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho(T, \alpha) \cdot \Delta H_T \left( \omega_1 \frac{d\alpha_1}{dt} + \omega_2 \frac{d\alpha_2}{dt} \right) \quad \text{Équation 3}$$

$$\Delta H_T = \Delta H_1 + \Delta H_2 \quad \text{Équation 4}$$

$$\omega_2 = \frac{\Delta H_2}{\Delta H_T} \quad \text{Équation 6} \qquad \omega_1 = \frac{\Delta H_1}{\Delta H_T} \quad \text{Équation 5}$$

$$\frac{d\alpha_1}{dt} = n_1 \times K_{Avrami}(T)^{\frac{1}{n_1}} \times (1 - \alpha_1) \times \left[ \ln\left(\frac{1}{1 - \alpha_1}\right) \right]^{\frac{n_1-1}{n_1}} \quad \text{Équation 7}$$

$$\frac{d\alpha_2}{dt} = n_2 \times K_{Avrami}(T)^{\frac{1}{n_2}} \times (1 - \alpha_2) \times \left[ \ln\left(\frac{1}{1 - \alpha_2}\right) \right]^{\frac{n_2-1}{n_2}} \quad \text{Équation 8}$$

Avec  $m$  la masse de l'échantillon,  $\Delta H_T$  l'enthalpie globale,  $\Delta H_1$  l'enthalpie du premier pic,  $\Delta H_2$  l'enthalpie du deuxième pic,  $\omega_1$  le rapport d'enthalpie du premier pic par rapport à l'enthalpie totale,  $\omega_2$  le rapport d'enthalpie du deuxième pic par rapport à l'enthalpie totale,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont respectivement la fraction transformée correspondant au premier pic et au deuxième pic,  $K_{Nakamura}$  le coefficient de cinétique de cristallisation obtenu à l'aide de la théorie de Nakamura et  $n_1$  et  $n_2$  sont respectivement les exposants d'Avrami du premier pic et du deuxième pic.

### 3.2 Méthode inverse

Dans le cadre d'identifier l'évolution de  $K_{Nakamura}$  en fonction de la température pour la seconde transformation, une méthode inverse est utilisée. Nous avons fait le choix d'utiliser l'algorithme de Levenberg-Marquardt [8] en minimisant un critère quadratique représentatif de l'écart entre les valeurs de températures mesurées numériquement et expérimentalement à cœur dans le cylindre de matériau composite.

$$J(K_{Nakamura}(T), j) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} [T_{\text{expérimentale}}(t_i) - T_{\text{numérique}}(t_i, K_{nak}^j(T))]^2 \quad \text{Équation 9}$$

Avec :  $j$  l'indice d'itération,  $K_{Nakamura}(T)$  défini par 10 températures entre  $30$  et  $70^\circ\text{C}$ , et  $N$  nombre de pas de temps. La fonction  $K_{Nakamura}$  est imposée nulle à  $70^\circ\text{C}$  correspondant à la température de fusion. C'est aussi le cas à  $30^\circ\text{C}$  correspondant à une température à laquelle la

cristallisation est complète. Les valeurs de  $K_{\text{Nakamura}}(T)$  est définie sur tout l'intervalle par interpolation linéaire.

L'algorithme Levenberg-Marquardt implémentée sous Matlab, utilise le modèle 2D développé sous Comsol Mutilphysics pour la résolution du modèle direct. Il permet de déterminer les valeurs de  $K_{\text{Nakamura}}$  par itération sur les 8 valeurs restant à déterminer. A la première itération, les 8 valeurs de  $K_{\text{Nakamura}}$  sont prises égales à 0,08. Le calcul converge en moins de 10 itérations (15 minutes sur ordinateur de bureau) avec un écart quadratique moyen de  $10^{-2} \text{ K}^2$ . La Figure 15 montre l'évolution des coefficients de  $K_{\text{Nakamura}}$  obtenues par méthode inverse et à l'aide de la DSC.

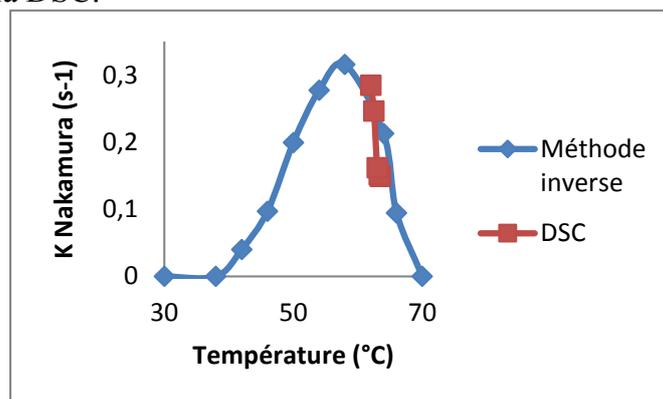


Figure 15 : Evolution de  $K_{\text{Nakamura}}$  en fonction de la température pour la seconde transformation

La courbe obtenue par méthode inverse permet d'avoir la valeur de  $K_{\text{Nakamura}}$  sur tout le domaine. Sur le domaine examiné par DSC, les valeurs sont assez proches. Compte tenu de la méthodologie de mesure de la DSC avec un recouvrement des deux cinétiques dans une plage réduite de température, et le passage d'un plateau de température à l'autre (voir Figure 4), on peut estimer que les deux méthodes sont cohérentes compte tenu des importantes incertitudes en DSC.

### 3.3 Comparaison expérimentale et numérique

Les résultats obtenus des fonctions de cinétiques de cristallisation pour chaque transformation ont été implémentées dans le modèle numérique. Une comparaison entre les courbes obtenues expérimentalement et les courbes obtenues numériquement est illustrée sur la Figure 16.

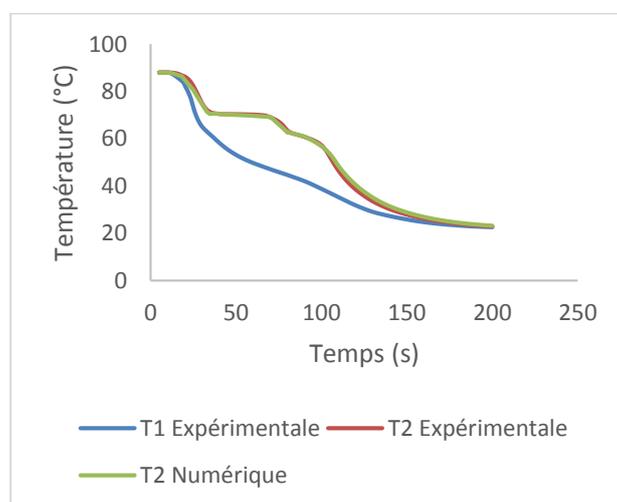


Figure 16: Comparaison de la température à cœur en fonction du temps

Les résultats montrent un très bon accord en comparant entre les courbes expérimentales et numériques pour ces paramètres. Ceci confirme la validité du modèle numérique et des propriétés identifiées en phase de solidification, et affirme que la présence du GNE n'a aucune influence sur la nucléation du MCP.

#### 4. Conclusion

Dans cette étude, la caractérisation des propriétés cinétique d'un matériau à changement de phase de type RT70 HC a été effectuée. Ce dernier présente deux transformations exothermiques différentes et successives. Et, afin de modéliser le changement de phase du matériau, une étude du comportement thermique de chaque transformation a été réalisée en se basant sur la théorie de Nakamura. Pour cela, un terme source comportant sa forme différentielle a été ajoutée dans l'équation de l'énergie. Cette étude a permis aussi de fixer la forme des entités cristallines et le type de germination pour chaque transformation. L'évolution des coefficients de Nakamura pour la première transformation a été identifiée à l'aide de la DSC. Et, pour la seconde transformation, celle-ci a été identifiée à l'aide d'une méthode inverse basée sur des résultats expérimentaux. Le dispositif expérimental est équipé d'un échangeur-stockeur rempli de plusieurs cylindres de matériau composite encapsulé d'aluminium. Les résultats numériques ont été confrontés aux résultats expérimentaux. La comparaison a montré un très bon accord, confirmant que la présence du GNE ne change pas la nucléation du MCP et aussi la validité du modèle numérique.

#### Références

- [1] M. JADAL, Caractérisation thermique d'un échangeur-stockeur composé d'un matériau à changement de phase dans une structure conductrice, Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2020.
- [2] K. Merlin, D. Delaunay, J. Soto, L. Traonvouez, Heat transfer enhancement in latent heat thermal storage systems : Comparative study of different solutions and thermal contact investigation between the exchanger and the PCM, *Appl. Energy*. 166 (2016) 107–116. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2016.01.012>.
- [3] M. JADAL; J. SOTO; D. DELAUNAY;, Validation expérimentale d'un modèle cinétique de solidification d'une plaque MCP/GNE, in: Congrès Français Therm. Belfort, 2021.
- [4] C. Vélez, M. Khayet, J.M.O. De Zárate, Temperature-dependent thermal properties of solid / liquid phase change even-numbered n- alkanes : n- Hexadecane , n- octadecane and n- eicosane, 143 (2015) 383–394.
- [5] M. AVRAMI, Kinetics of phase change. III : Granulation, phase change, and microstructure., *J. Chem. Phys.* 9 (1941) 177–184.
- [6] B. PIGNON, Cristallisation des polymères semi-cristallins en condition thermique extrême, Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2015.
- [7] K. NAKAMURA; T. AMANO, Some aspects of nonisothermal crystallization of polymer II: consideration of the isokinetic condition., *J. Appl. Polym. Sci.* 17 (1973) 1031–1041.
- [8] D. Maillet; M Sablier, Principe Problèmes inverses diffusion thermique - Formulation et résolution du et appareillage problème des moindres carrés Par : Problèmes inverses en diffusion thermique Formulation et résolution du problème des moindres carrés., (2015).

# Premiers résultats d'échauffement et d'usure d'un banc représentatif du contact électrique glissant caténaire-pantographe

Théo KZIAZYK<sup>1\*</sup>, Eric GAVIGNET<sup>1</sup>, Philippe BAUCOUR<sup>1</sup>, Didier CHAMAGNE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS  
Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, F-90000 Belfort, France.  
\*theo.kziazyk@femto-st.fr

**Résumé** - L'usure et l'échauffement lors du contact électrique glissant pantographe-caténaire sont des problématiques encore mal comprises. Un banc d'essai représentatif de ce contact a récemment été développé et réalisé. Les caractéristiques, les solutions techniques et la configuration de ce banc d'essai sont ici présentés en comparaison avec la liaison étudiée. Les premiers résultats d'échauffement et d'usure observés sur deux types de bande de captage sont présentés. Une critique de ces résultats est ensuite réalisée. Le matériau des bandes de captage étant anisotropique, l'analyse des résultats s'appuie sur des mesures de diffusivité thermique selon les trois dimensions.

## 1. Introduction

Dans une précédente communication [1], nous avons présenté un banc d'essai représentatif d'un contact électrique glissant, et plus précisément d'une Liaison Pantographe Caténaire (LPC). Ce banc a pour but de caractériser l'échauffement et l'usure des bandes de captage que l'on retrouve sur les pantographes des trains, tramways ou métros. En effet, en captant le courant par frottement sur le fil de contact de la caténaire, les bandes de captage sont soumises à de nombreuses contraintes, ce qui engendre de multiples problèmes (casse par exemple) et nécessite une maintenance importante. Le contact électrique glissant entre une bande de captage et le fil de contact est régi par de nombreux phénomènes physiques qui en fait un sujet complexe. Dans ce cadre, des outils de simulations ont également été développés afin d'étudier une liaison pantographe-caténaire lorsque le train est à l'arrêt [2] ou en mouvement [3] et ont notamment mis en évidence l'importance de la thermique du contact. Cette importance se retrouve dans la corrélation entre la température de contact et l'usure d'une bande observée par Chen.G.X [4]. L'échauffement et l'usure sont influencés principalement par le courant, provoquant un effet Joule [5] et des arcs électriques [6], par la vitesse [7], la force de contact [8], et par les conditions environnementales comme l'humidité [9] ou la température ambiante [10]. Les résultats présentés ici sont le fruit d'un partenariat entre le laboratoire FEMTO-ST et le Centre d'Ingénierie du Matériel (CIM) de la SNCF. Ils décrivent l'usure, l'échauffement ainsi que des mesures de diffusivité thermique observés sur deux nuances de bande de captage différentes.

## 2. Description du banc d'essai

Le schéma synoptique du banc d'essais est représenté figure 1. Il repose sur la mise en rotation d'un disque en cuivre (de diamètres intérieur et extérieur 250 et 1000 mm) représentant la caténaire sur lequel vient s'appuyer un échantillon de bande de captage en carbone. Cet échantillon, appelé pion, est découpé directement dans une bande de captage réelle et la face en contact avec le disque est la face normalement en contact avec la caténaire dans une LPC.

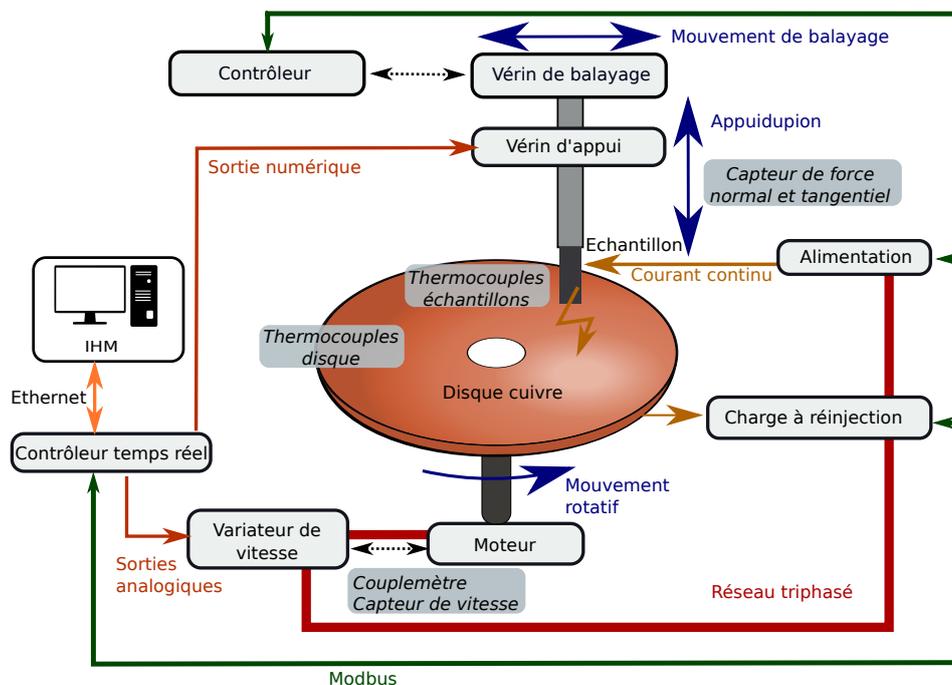


Figure 1 : Synoptique du banc d'essai. En rouge le réseau triphasé, en orange la circulation du courant continu, en bleu les mouvements observés et en vert les raccords par connexions ModBus.

L'ensemble du banc est piloté à l'aide d'un contrôleur temps réel de type Compact RIO (Reconfigurable Input Output) et du logiciel LabVIEW. Les différents capteurs et actionneurs mis en place pour représenter au mieux la liaison glissante entre la bande de captage et le fil de contact sont décrits ci-dessous :

**Force de contact :** La force de contact entre le pion de carbone et le disque en cuivre est imposée en début d'essai grâce à un vérin de pression commandé en tout ou rien. Un ressort de compression modifiable, de raideur connue, est inséré dans un cylindre métallique entre le vérin et le pion. Il permet d'approcher la raideur du pantographe, d'encaisser les vibrations du banc et d'éviter la mise en résonance du pion. De plus, un capteur de force traction compression est installé entre le vérin de pression et le pion afin de mesurer la valeur de la force de pression exercée. La gamme de force obtenue varie de 30 à 120 N.

**La vitesse linéaire,** allant jusqu'à  $100 \text{ km.h}^{-1}$ , est atteinte par rotation du disque grâce à un moteur asynchrone de puissance 9,4 kW commandé à l'aide d'un variateur de vitesse de type ATV320. Une boucle PID implantée dans le variateur permet d'obtenir une vitesse linéaire constante en modifiant la vitesse de rotation du disque en fonction de la position du pion estimée par le logiciel. La vitesse angulaire et le couple développés sont mesurés à l'aide d'un couplemètre inséré en sortie du moteur.

**Le mouvement de balayage** est réalisé par un vérin de translation piloté à l'aide d'un contrôleur de position PCON et d'un protocole réseau de type MODBUS RS485. Le temps d'aller retour est calculé numériquement et la position du pion est vérifiée par le contrôleur de position à chaque changement de sens. L'amplitude de balayage maximale est de 300 mm en tenant compte des caractéristiques physiques du disque et en prenant des marges de sécurité. La vitesse de déplacement obtenue varie de 8 à  $80 \text{ mm.s}^{-1}$ .

**Alimentation du contact :** une alimentation, d'une puissance allant jusqu'à 30 kW, permet d'injecter un courant dans le pion variant entre 0 et 300 A. Le courant collecté au niveau du disque en cuivre est réintroduit sur le réseau grâce à une charge à réinjection, permettant ainsi

de le réutiliser et de ne pas échauffer l'environnement du banc.

Deux échantillons de bande de captage de surface  $10 \text{ cm}^2$  sont mis en contact avec la périphérie du disque en cuivre. Ces échantillons permettent de faire circuler le courant de l'alimentation jusqu'au disque en cuivre. Leur position est équidistante à celle du pion afin d'obtenir une densité de courant similaire entre les deux échantillons.

**La surface de contact** entre le pion en carbone et le disque est relativement similaire en terme de forme et de dimension à celle d'une LPC. Elle est d'environ  $1 \text{ cm}^2$ , surface de contact mesurée dans les travaux d'une thèse menés par T. Bausseron [11]. Plus précisément, la surface de contact peut être approximée par un rectangle de  $0,5 \text{ cm}$  de largeur et  $2 \text{ cm}$  de longueur ce qui équivaut à une densité de courant de  $80 \text{ A/cm}^2$ , valeur très inférieure aux valeurs mises en jeux sur les lignes ferroviaires.

La représentativité de ce banc a ses limites. D'une part les conditions environnementales ne sont pas prises en compte (température ambiante, taux d'humidité, phénomènes de convection et de rayonnement). D'autre part, les vibrations engendrées sur le fil de contact lors du passage du train ne sont pas fidèlement reproduites. Ces vibrations sont responsables d'arcs électriques échauffant localement le fil de contact et conduisant à différents phénomènes d'usure de la bande de captage. Enfin, la structure propre du banc d'essai met en évidence des fréquences de vibration et un comportement mécanique différents d'une liaison caténaire pantographe. L'impact de ces différences de représentativité reste à ce stade difficile à évaluer mais une augmentation du banc est tout à fait envisageable pour la suite des travaux.

### 3. Résultats des premiers essais

#### 3.1. Conditions d'essais

L'objet des essais est d'observer et de caractériser l'usure et l'échauffement de deux nuances de bande de captage différentes utilisées sur les lignes ferroviaires exploitées par la SNCF. Dans chacune d'entre elles a été découpé un pion dont les dimensions sont indiquées dans la figure 2. Trois essais ont été réalisés sur chaque pion dans les mêmes conditions expérimentales : une vitesse linéaire de  $60 \text{ km.h}^{-1}$ , un courant de  $80 \text{ A}$  et une force de contact de  $60 \text{ N}$ . La première nuance, appelée 'A', est un carbone imprégné à  $50 \%$  de cuivre tandis que la deuxième nuance 'B' est un carbone imprégné à plus de  $25 \%$  de cuivre. Pour des raisons de confidentialité, les méthodes de fabrications, le type de carbone, la méthode d'imprégnation en cuivre et les caractéristiques thermiques et électriques sont inconnues. Afin de mesurer l'échauffement du pion, et pour les deux nuances, trois thermocouples de type K et de diamètre de fils  $125 \mu\text{m}$  sont insérés dans l'échantillon selon la répartition indiquée figure 2. Ceux-ci sont introduits dans des trous, remplis préalablement d'une pâte thermique conductrice, d'une profondeur de  $10 \text{ mm}$  et de diamètre  $1 \text{ mm}$ . Les tensions prélevées aux bornes des thermocouples sont ensuite amplifiées à l'aide d'amplificateurs d'instrumentation avec compensation de soudure froide (type AD8495) puis isolées de la partie puissance par l'intermédiaire de circuits d'isolement (AMC1211) afin d'être connectées sur le module d'acquisition du contrôleur temps réel.

Le disque en cuivre est également instrumenté à l'aide de  $24$  thermocouples de type K et de diamètre  $125 \mu\text{m}$  insérés à une profondeur de  $6 \text{ mm}$  de la surface et répartis sur  $3$  cercles distincts à  $5$ ,  $20$  et  $30 \text{ mm}$  du bord extérieur du disque comme représenté sur la figure 3. Le disque étant en rotation, un module de mesure sans fil développé spécifiquement au laboratoire, est placé au centre du disque afin d'enregistrer les valeurs des températures. Le principe de ce système est représenté figure 3 et repose sur la mise en œuvre d'un microcontrôleur ESP32 dont les entrées analogiques sont connectées aux différents thermocouples par l'intermédiaire

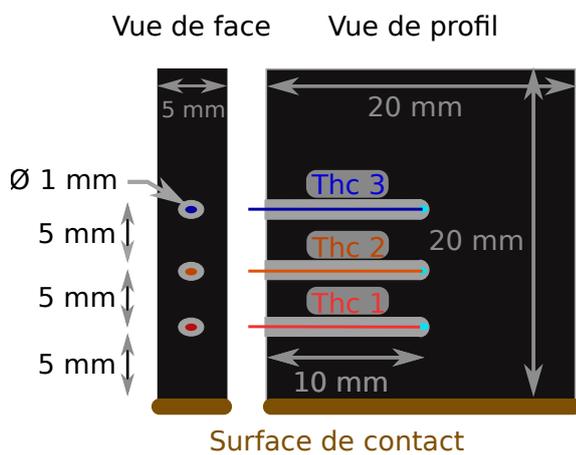


Figure 2 : Implantation des thermocouples dans un échantillon d'une bande captage.

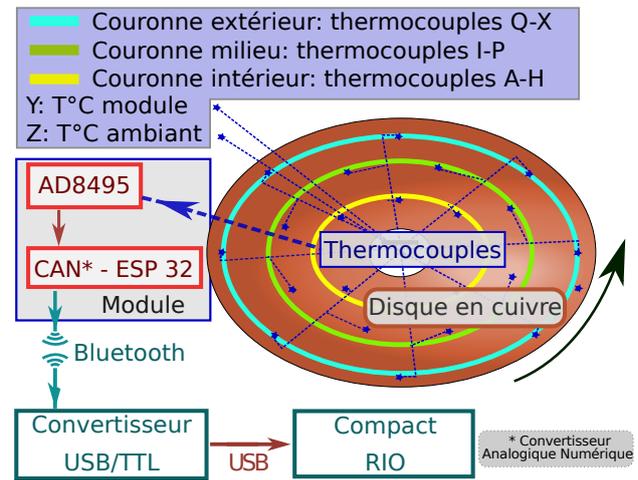


Figure 3 : Schéma synoptique de mesure de température sans fil.

d'amplificateurs d'instrumentation de type AD8495. Les données sont ensuite envoyées par liaison Bluetooth selon le protocole série RS232 au système compact RIO afin d'être exploitées. Deux thermocouples supplémentaires sont connectés au système de mesure afin d'enregistrer la température ambiante proche du contact pion/disque et la température du module de mesure en lui-même.

### 3.2. Echauffements et usures observés

Hormis l'essai 3 fait avec la nuance B pour un temps de 2,5 h, chaque essai a duré 4 h. La figure 4 représente une courbe d'échauffement caractéristique. Celui-ci est calculé comme étant la différence entre les températures mesurées dans le pion et la température ambiante. L'échauffement augmente sur une courte durée par le frottement mécanique, puis de manière beaucoup plus abrupte par effet Joule et par l'apparition d'arcs électriques lorsqu'il y a circulation du courant électrique. Le régime permanent est observé au bout d'une heure d'essai environ.

Un important gradient peut être observé entre les trois thermocouples implantés dans le pion alors que ceux-ci sont relativement proches les uns des autres. Le pion est maintenu sur les 3/4 de sa hauteur par une pince en cuivre. De par sa conductivité thermique élevée, cet élément en cuivre provoque un puits froid (évacuation de flux) dans les fils électriques d'alimentation. Le gradient de température dans le pion est donc écrasé comme présenté sur la figure 5. Des modélisations en éléments finis (logiciel Comsol ©) sont en cours afin de mesurer et de mieux comprendre le comportement du gradient. Cela permettrait notamment de remonter par calcul à la température de contact.

Le tableau 1 présente les résultats obtenus concernant l'échauffement en régime permanent et l'usure des pions mesurée à l'aide d'une balance de précision (Kern PLS). On observe tout d'abord une certaine répétabilité dans l'usure mesurée sur la nuance A. En revanche, l'usure mesurée sur la nuance B décroît au fil des essais ce qui reste inexpliqué. On peut aussi remarquer que la nuance A s'use plus de deux fois plus vite que la nuance B, alors que les niveaux de températures sont plus élevés dans cette dernière. Ce comportement d'usure se retrouve dans les observations de la SNCF, ce qui donne une cohérence à ces premiers résultats. Au fil des essais, on peut voir une augmentation de l'échauffement. Cela est expliqué par la perte de matière et donc par une distance plus courte entre le point de contact et les thermocouples. Une différence

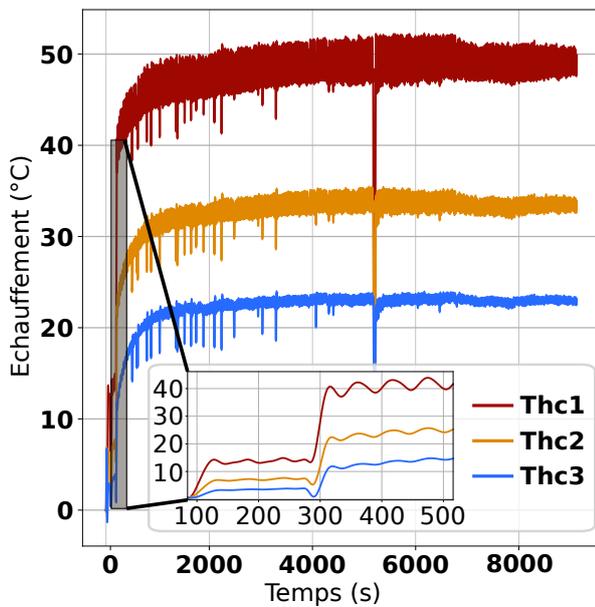


Figure 4 : Courbe d'échauffement caractéristique dans un pion. Mesures faites pendant l'essai 3 de la nuance B ( $I=80$  A,  $F=60$  N,  $v=60$  km.h<sup>-1</sup>).

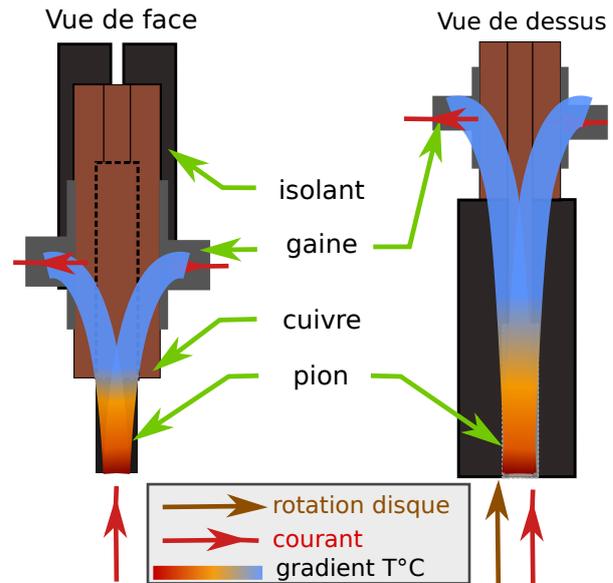


Figure 5 : Schéma du gradient de température observé au sein du pion.

Nuance	Essai	Thc1 (°C)	Thc2 (°C)	Thc3 (°C)	Usure (mg/100km)
A	1	45	31,7	22,3	0,21
	2	47,1	32,7	21,4	0,22
	3	49	33,5	23	0,21
B	1	57	46	37	0,11
	2	55,6	43,6	32	0,088
	3	59,7	47,9	35	0,077

Tableau 1 : Résultats d'échauffements et d'usures pour les trois essais réalisés sur les deux échantillons de nuance de bande de captage.

de 10 °C est observée entre chaque thermocouple d'une nuance à l'autre, ce qui peut être surprenant dans un premier temps puisque la nuance A est plus riche en cuivre et devrait mieux conduire la chaleur. Dans ce contexte, des mesures de diffusivité ont donc été réalisées afin d'essayer d'expliquer ces différences d'échauffement entre la nuance A et la nuance B.

### 3.3. Diffusivité thermique des nuances

Sur la figure 6 sont tracées les diffusivités thermiques des deux nuances en fonction de la température. Ces mesures ont été obtenues en découpant des échantillons d'1 cm<sup>2</sup> ayant une épaisseur de 2 à 3 mm. Dans chaque dimension et pour chaque nuance, trois coupes ont été effectuées. Les mesures ont été réalisées sur un LFA1000 *Laser Flash Thermal Constant Analyser*. Cette technique consiste à envoyer une courte impulsion laser sur une face d'un échantillon puis à mesurer la réponse d'échauffement sur l'autre face par un capteur infra-rouge.

Lorsque l'on regarde les diffusivité thermique par direction, on observe une répétabilité des mesures pour la nuances A, ce qui n'est pas le cas pour le nuance B. Cela traduit un agencement

plus homogène de cuivre et de carbone au sein de la nuance A. Dans notre étude, la diffusivité thermique qui nous intéresse particulièrement est celle concernant la dimension Z, normale à la surface de contact. Dans la nuance B, cette diffusivité thermique peut aller jusqu'à  $0,10 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  tandis qu'elle ne dépasse pas  $0,07 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  dans la nuance A. Cela peut donc expliquer, du moins en partie, la différence d'échauffement observée entre les deux pions.

Il est également intéressant de noter l'important écart de valeurs de diffusivité thermique entre les dimensions Y et Z et celle de la dimension X, nettement plus élevée, pour la nuance A. L'échauffement à la zone de contact pourrait alors être plus important sur la nuance A que sur la nuance B. Hors il a déjà été observé que la température de contact et le taux d'usure étaient liés et augmentaient de la même façon [4, 7].

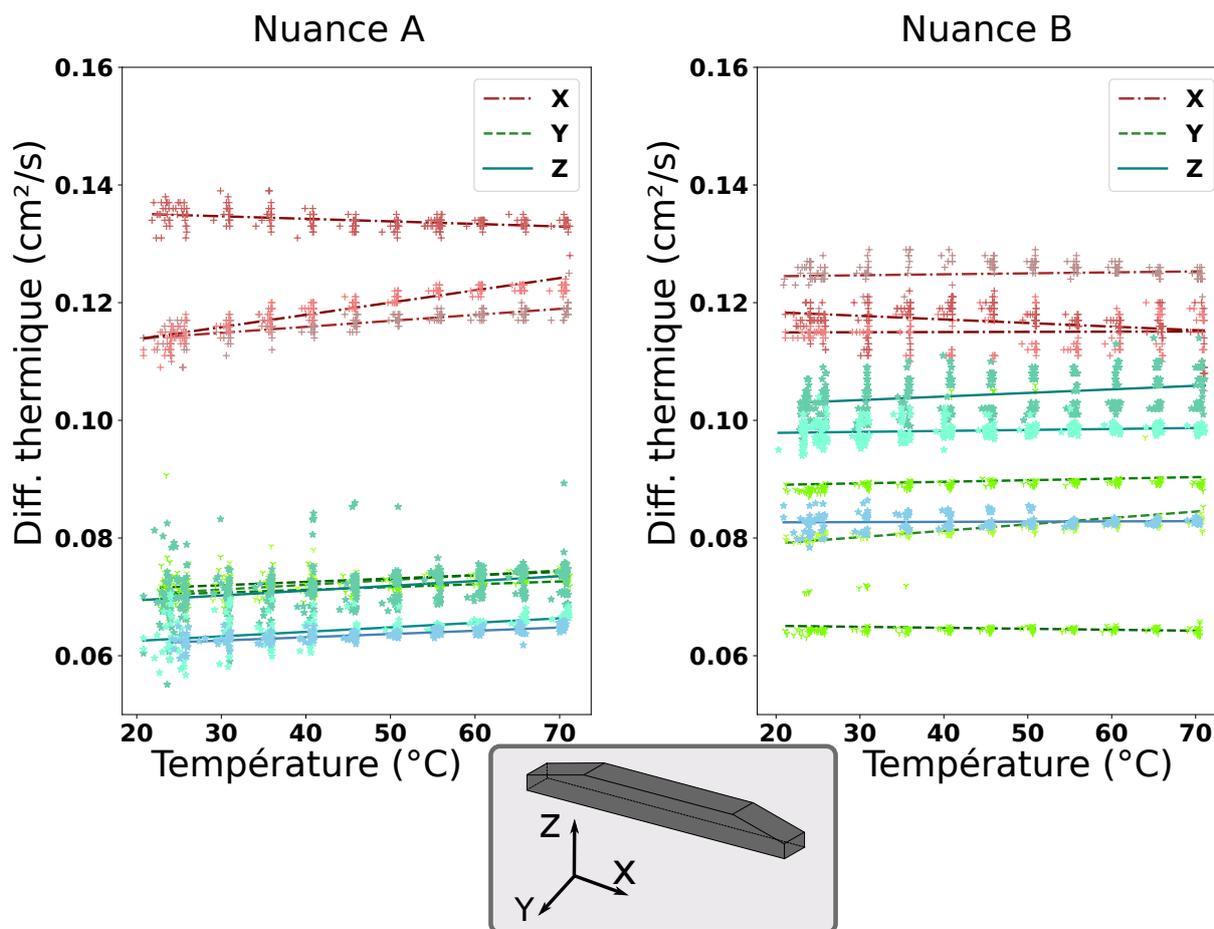


Figure 6 : Mesures de diffusivité thermique à différentes températures et réalisées sur deux nuances de bande de captage et dans les trois dimensions.

Nuance	A			B		
Essai	1	2	3	1	2	3
$\frac{\bar{I}_{mesure}}{I_{consigne}}$	0,81	0,81	0,83	0,88	0,76	0,90

 Tableau 2 : *Qualité de captage de courant pendant les six essais.*

### 3.4. Analyse des essais

Ces essais sont préliminaires et nécessitent d'être analysés et affinés. Néanmoins, ils ont tous été menés dans les mêmes conditions expérimentales, ce qui donne une certaine confiance dans les tendances d'échauffement et d'usure observées sur les deux types de bandes : les valeurs mesurées ne seront peut-être pas les mêmes mais la nuance A semble s'user plus vite que la nuance B.

Les prochains essais devront donc être menés différemment compte-tenu des observations suivantes :

- Le niveau de courant. Durant les essais, le courant est (i) généré par une alimentation de puissance, (ii) acheminé au contact et enfin (iii) récupéré par une charge à réinjection sur le secteur. Cependant, la commande de cette charge est réalisée en tension. Celle-ci étant imposée, une augmentation de la résistance de contact (perte de contact partielle, diminution de la force d'appui etc.) se traduit alors par un courant injecté plus faible. Le rapport entre la moyenne des valeurs mesurées de courant et les valeurs de consigne est alors médiocre (cf. tableau 2), ce qui diminue le phénomène d'échauffement par effet Joule et la fréquence d'apparition et l'amplitude des arcs électriques. On peut notamment relever le mauvais captage de courant de l'essai 2 de la nuance B qui peut expliquer en partie la différence d'échauffement par rapport aux autres essais. De récents essais ont montré qu'en faisant circuler le courant directement avec l'alimentation et sans la charge, le rapport entre courant injecté et courant de consigne devenait proche de 0,99. L'échauffement mesuré au niveau des thermocouples devient aussi plus important. Par exemple, pour la nuance B et avec un courant de 60 A (où 80 A était injecté auparavant), les échauffements mesurés au niveau des thermocouples sont respectivement de 67, 58 et 47 °C.
- La surface du disque en cuivre est généralement couverte d'une patine héritée de plusieurs mois d'utilisation. Il est reconnu en tribologie que cette patine a une influence très importante sur le comportement du contact et des deux matériaux. Il y a notamment une accumulation de différents types de graphites, d'oxyde de cuivre mais aussi de graisses déposées lorsque le disque est manipulé avec les mains. Des tests sans courant menés avec la surface du disque poncée et nettoyée ont mis en évidence un échauffement de plus de 80 °C au niveau du premier thermocouple ainsi qu'une usure rapide du pion (plusieurs mm en moins de 10 km). Un essai de rodage permet d'atténuer ces phénomènes d'échauffement et d'usure avant de commencer un test.
- Les pions sont réutilisés d'un essai à l'autre. Cela modifie d'une part la distance entre les thermocouples et la surface de contact et d'autre part la forme et l'état de cette surface entre deux essais ce qui peut avoir un impact direct sur l'usure. Dans ce travail, on peut notamment observer que les valeurs d'usure faites sur la nuance B diminuent d'un essai à l'autre ce qui peut témoigner d'une forme de rodage. Chaque pion doit donc être rodé de façon identique et n'être utilisé qu'une seule fois.

## 4. Conclusion

Les résultats présentés dans cet article ont permis de comparer deux nuances de bandes de captage et ont montré un taux d'usure deux fois plus élevé pour la nuance A que pour la nuance B. Parallèlement, les mesures d'échauffement réalisées dans le pion à différentes distances du point de contact sont plus importantes pour la nuance qui s'use le moins. Des mesures de diffusivité thermique ont mis en évidence une différence d'agencement du cuivre et du carbone dans les nuances. Pour la nuance A, l'agencement est homogène tandis qu'il est beaucoup plus hétérogène dans la B. D'autre part la diffusivité thermique de la nuance A dans la direction normale à la surface de contact est beaucoup moins importante que dans les autres directions. Cela peut expliquer les différences d'échauffements mesurées entre les deux matériaux et même témoigner d'un échauffement plus important au point de contact de la nuance A par rapport à la nuance B. Ces résultats doivent être affinés en mettant en place notamment un nouveau protocole de mesure. Une campagne d'essai est donc à venir dans le cadre d'un cahier des charges plus stricte. Plusieurs pistes sont à développer, comme la mise en oeuvre d'une injection de courant plus efficace, le polissage et le nettoyage du disque en cuivre et l'utilisation d'un pion neuf pour chaque test. La phase de rodage devrait alors permettre d'obtenir une patine similaire et des conditions expérimentales identiques en début de chaque essai.

## Références

- [1] Théo KZIAZYK, Baucour PHILIPPE, Eric GAVIGNET et Didier CHAMAGNE : Caractérisation expérimentale d'un contact électrique glissant représentatif de la liaison pantographe-caténaire. 2021.
- [2] Thomas BAUSSERON, Philippe BAUCOUR, Raynal GLISES, Sylvain VERSHELDE et Didier CHAMAGNE : Heat modeling of the catenary's contact wire during the electrical power supply of trains in station. *In Volume 8B : Heat Transfer and Thermal Engineering*. American Society of Mechanical Engineers, nov 2014.
- [3] Nicolas DELCEY, Philippe BAUCOUR, Didier CHAMAGNE, Geneviève WIMMER, Giuseppe BUCCA, Nicolas BRUYERE, Odile BOUGER, Gérard AUDITEAU et Thomas BAUSSERON : Analysis of the thermal variations in a moving pantograph strip using an electro-thermal simulation tool and validating by experimental tests. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F : Journal of Rail and Rapid Transit*, page 095440971987734, oct 2019.
- [4] GX.CHEN, Y.HU, BJ.DONG, HJ.YANG, GQ.GAO, GN.WU, W.ZHANG et ZR.ZHOU : Experimental study on the temperature of the contact strip in sliding electric contact. *Engineering Tribology*, pages 1–8, 2017.
- [5] T. DING, G.X. CHEN, J. BU et W.H. ZHANG : Effect of temperature and arc discharge on friction and wear behaviours of carbon strip/copper contact wire in pantograph–catenary systems. *Wear*, 271(9-10):1629–1636, jul 2011.
- [6] Yanyan ZHANG, Yongzhen ZHANG et Chenfei SONG : Arc discharges of a pure carbon strip affected by dynamic contact force during current-carrying sliding. *Materials*, 11(5): 796, may 2018.
- [7] G.BUCCA, A.COLLINA et E.TANZI : Experimental analysis of the influence of the electrical arc on the wear rate of contact strip and contact wire in a.c. system. *In Advances in Italian Mechanism Science*, 2016.

- [8] Dejan POLJANEC, Mitjan KALIN et Ludvik KUMAR : Influence of contact parameters on the tribological behaviour of various graphite/graphite sliding electrical contacts. *Wear*, 406-407:75–83, jul 2018.
- [9] Z.L. HU, Z.H. CHEN et J.T. XIA : Study on surface film in the wear of electrographite brushes against copper commutators for variable current and humidity. *Wear*, 264(1-2): 11–17, jan 2008.
- [10] A.TUREL, J.SLAVIC et M.BOLTEZAR : Electrical contact resistance and wear of a dynamically excited metal–graphite brush. *Advances in Mechanical Engineering*, 9, 2017.
- [11] T.BAUSSEON : *Etude de l'échauffement de la caténaire lors du captage à l'arrêt : Développement d'un outil informatique*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comte, 2016.

**Remerciements** : les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la SNCF, qui finance et prend part aux travaux depuis 2011.



# Formulation et caractérisation thermomécanique d'un mortier renforcé par des fibres naturelles végétales de *Posidonia-Oceanica* et animales de plumes de poulet

Hassen ZEIRI<sup>1</sup>, Ons HAMDAOUI<sup>2\*</sup>, Atef MAZIOUD<sup>2</sup>, Laurent IBOS<sup>2</sup>, Abdallah MHIMID<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire LESTE, École Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Avenue Ibn El Jazzar, 5019 Monastir, Tunisie

<sup>2</sup>CERTES, Université Paris Est Créteil, 61 av. du Général de Gaulle, 94010 Créteil, France

\* (auteur correspondant : [ons.hamdaoui@u-pec.fr](mailto:ons.hamdaoui@u-pec.fr) )

**Résumé** - Ce travail porte sur l'étude des propriétés thermomécaniques d'un nouveau matériau de construction contenant des ressources biosourcées en fonction de la formulation. Ce matériau est développé à partir d'un mortier de ciment et de différentes fractions de fibres végétales de *Posidonia-Oceanica* et animales de Plumes de poulet. Le choix d'associer ces deux types de fibres est basé sur des travaux précédents. Les fibres de plumes de poulet sont plus intéressantes d'un point de vue thermique et les fibres de *Posidonia-Oceanica* sont plus intéressantes d'un point de vue mécanique. L'objectif de ce travail est de développer un matériau de construction avec des propriétés isolantes intéressantes et des propriétés mécaniques satisfaisantes. Les propriétés thermiques et mécaniques des composites en fonction de la formulation sont comparées. Les résultats montrent une baisse significative de la conductivité thermique et de la diffusivité thermique avec l'ajout de fibres. Cette baisse maximale est notée pour les mortiers contenant 4% des fibres de plumes de poulet. Les résistances mécaniques de flexion et de compression des composites restent acceptables notamment pour les mortiers renforcés avec 2% de fibres et les échantillons qui contiennent des fibres de *Posidonia-Oceanica*. L'association de ces deux ressources naturelles pourrait ainsi être intéressante pour un compromis thermique mécanique.

## Nomenclature

*PO* Posidonia-Oceanica  
*PP* Plume de Poulet

*Symboles grecs*

$\lambda$  conductivité thermique,  $W.m^{-1}.K^{-1}$   
 $\alpha$  Diffusivité thermique,  $m^2.s^{-1}$

## 1. Introduction

Le développement des matériaux de construction en utilisant des ressources renouvelables et des déchets est de plus en plus étudié dans la littérature [1-7].

Dans des travaux précédents, nous avons étudié l'utilisation des fibres naturelles de *Posidonia-Oceanica* (notées *PO*) dans des matériaux de construction (isolants, composites). Nous avons étudié les propriétés thermiques et mécaniques des composites cimentaires incluant des fibres de *PO* [8-11]. Pour les formulations testées, nous avons montré que les résistances mécaniques restent satisfaisantes avec l'ajout de ces fibres et même améliorées pour certains dosages.

Nous avons également étudié dans un travail récent le renforcement d'un mortier de ciment par des fibres animales de plumes de poulet (notées *PP*) [12]. L'ajout de ce type de fibres

améliore significativement les propriétés thermiques des matériaux. Cependant, les propriétés mécaniques sont affectées.

Dans ce nouveau travail, nous avons mené une étude expérimentale en testant différentes formulations avec un mortier de ciment et des fibres mixtes de PO et de PP. Le but de ce travail est de comparer les propriétés thermiques et mécaniques des composites en fonction de la formulation et choisir les formulations optimales en fonction des applications visées.

## 2. Matériaux et méthodes

### 2.1. Matériaux

Le mortier utilisé comme liant est un mélange de ciment, de sable et de l'eau. Le ciment utilisé est un ciment Portland CEMII/A-V 42.5 N. Le sable utilisé est un sable normalisé.

La *Posidonia-Oceanica* est une plante marine présente sur les côtes méditerranéennes. Les rejets de cette plante (feuilles et balles) s'accumulent sur les plages. Dans ce travail nous utilisons les balles de *Posidonia-Oceanica* (Figure 1(a)). Ces balles ont été lavées à l'eau afin d'éliminer le sable, le sel et les impuretés. Les fibres sont ensuite séparées mécaniquement. Aucun traitement chimique n'est effectué sur ces fibres [8,9].

Les plumes de poulet utilisées (Figure 1(b)) sont issues d'un abattoir d'une usine de production de poulet. Les déchets de plumes contiennent des résidus d'abattoir (excréments, peau, sang et chair). Ils sont préalablement lavés à l'eau à 60 °C pendant 4h puis séchés dans des conditions normales de température et d'humidité pendant trois jours. Ensuite, les PP ont été traitées chimiquement en utilisant une solution de dodécyl-sulfate de sodium (SDS) de concentration 1% à une température de 90 °C pendant 2h. Ce traitement permet d'éliminer le risque de contamination microbienne due à l'existence d'agents pathogènes transmissibles par le sang. Les plumes ont été par la suite coupées en fibres de longueur moyenne égale à 1cm. Le tableau 1 présente les propriétés thermiques et mécaniques des fibres de PP et PO.

(a)



(b)



Figure 1 : (a) balles de PO (b) Fibres de PP

	Masse volumique (Kg.m <sup>-3</sup> )	Conductivité thermique (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	Résistance à la traction (MPa)	Module de Young (GPa)	Réf
PP	10	0.030	-	2.5	[13,14]
PO	27	0.049	12	1.5	[9,15]

Tableau 1 Propriétés thermiques et mécaniques des fibres de PP et PO

## 2.2. Élaboration des composites

Le mortier de référence (sans fibres) a été confectionné en mélangeant le rapport massique de 2/3 de sable avec 1/3 de ciment et un rapport eau/ciment de 0.5. Les différents composites ont été fabriqués en faisant varier la teneur en fibres de PO et de PP dans le mélange. Nous avons choisi de fixer la fraction massique du renforcement (PO + PP) à 2% ensuite à 4%. Sept formulations ont été testées pour chaque fraction en modifiant le taux de fibres de PP et celui de fibres de PO : 0% PO + 0% PP ; 0% PO + 100% PP ; 25% PO + 75% PP ; 50% PO + 50% PP ; 75% PO + 25% PP ; 100% PO + 0% PP.

Trois éprouvettes de dimensions 40×40×160 mm<sup>3</sup> ont été fabriquées pour chaque formulation et stockées dans le laboratoire. Les mesures ont été effectuées sur des matériaux à l'état durci. Les composites sont considérés durcis après 28 jours de séchage. Les résultats considérés représentent la moyenne de 9 mesures sur 3 éprouvettes en thermique, une moyenne de 3 mesures de résistance à la flexion et 6 mesures de résistance à la compression.

## 2.3. Méthodes de caractérisation

Le dispositif utilisé pour la caractérisation thermique des échantillons est le Hot-Disk. Cette méthode permet de mesurer simultanément la conductivité thermique  $\lambda$ , la diffusivité thermique  $\alpha$ . C'est une méthode en régime transitoire. Son principe consiste à placer une sonde, composée d'une résistance thermique souple (couche mince de Nickel déposée sur du Kapton) en sandwich entre deux blocs identiques du matériau à caractériser. Une puissance constante est imposée à la sonde qui joue à la fois le rôle d'une source de chaleur et d'un capteur de température. En effet, la mesure de la résistance électrique de la sonde permet de connaître l'évolution de sa température.

Les essais mécaniques en compression et en flexion 3 points sont effectués conformément à la norme NF EN 196-1 [16].

## 3. Résultats et interprétations

### 3.1. Conductivité thermique

La conductivité thermique est parmi les propriétés les plus importantes des matériaux de construction. La figure 2 présente la variation de la conductivité thermique en fonction de la formulation. L'incertitude moyenne sur toutes les mesures est inférieure à 4%.

Comme prévu, la conductivité thermique diminue avec l'augmentation du pourcentage de fibres pour toutes les proportions de PP et de PO. La conductivité thermique du mortier seul est autour de 1.16 W.m<sup>-1</sup>. K<sup>-1</sup> et chute jusqu'à 75% (0.29 W.m<sup>-1</sup>. K<sup>-1</sup>) pour les composites contenant 4% de PP. Cette diminution est de 62% pour les échantillons contenant 25% de PO. Les fibres de PP présentent une porosité plus importante que les fibres de PO.

Pour les deux fractions massiques des renforcements, la conductivité thermique diminue lorsque l'on augmente la proportion de fibres de PP.

### 3.2. Diffusivité thermique

La figure 3 présente l'évolution de la diffusivité thermique des matériaux composites en fonction des différents dosages de fibres de PO et de PP pour les deux pourcentages de fibres : 2% et 4%.

Les résultats montrent que l'incorporation des fibres de PO et de PP diminue la diffusion de chaleur dans le composite. La diffusivité thermique diminue de manière plus prononcée lorsque l'on augmente le taux de fibres de PP. En effet, l'ajout de 100% des fibres PP au mortier réduit jusqu'à 64% la diffusivité thermique du matériau.

C'est une propriété intéressante dans l'isolation thermique, car un bon matériau d'isolation ne doit pas seulement avoir une faible conductivité thermique mais doit également permettre de retarder la transmission de la chaleur [17,18].

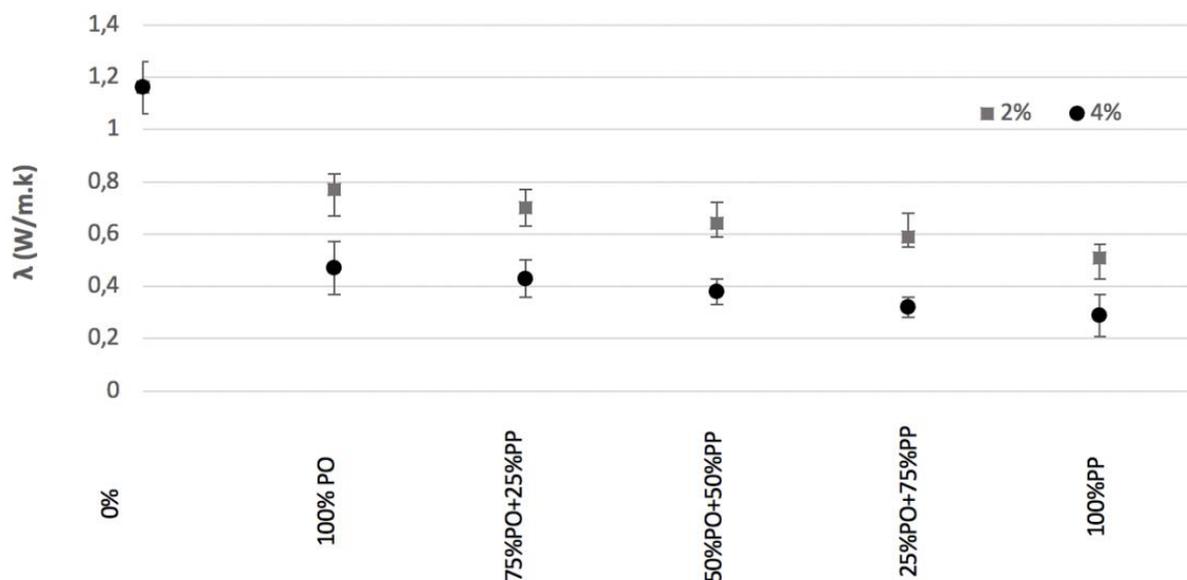


Figure 2 : Conductivité thermique en fonction des fractions massiques de PO et de PP

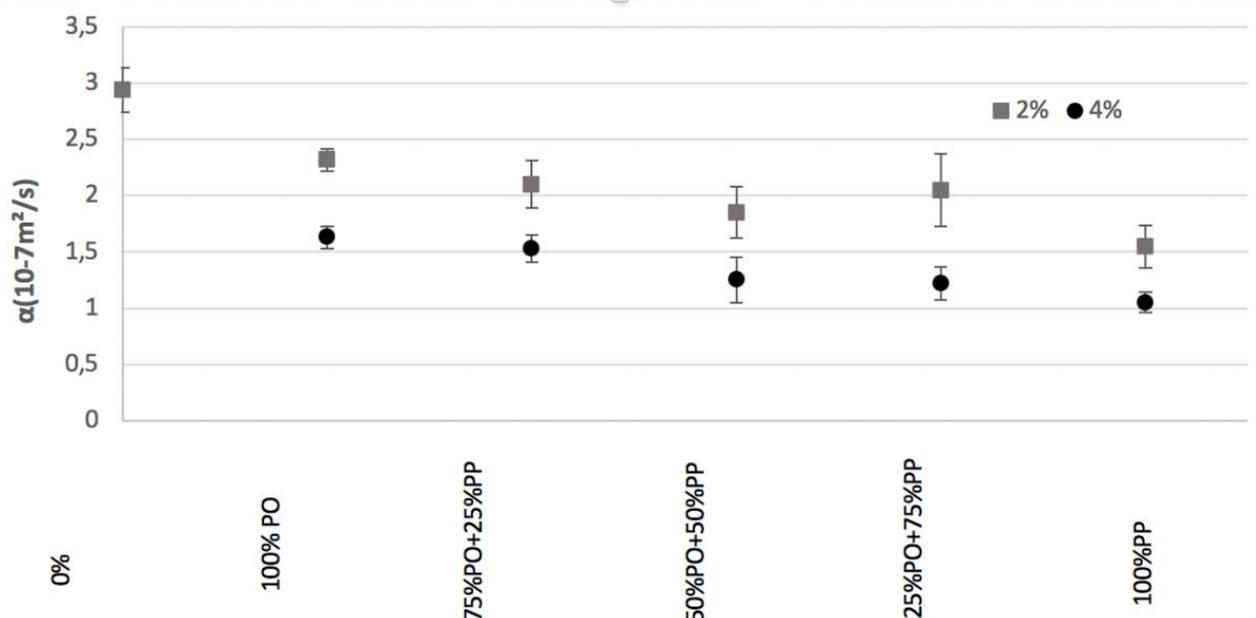


Figure 3 : Diffusivité thermique en fonction des différentes formulations

### 3.3. Résistances mécaniques

Les figures 4 et 5 présentent respectivement la variation de la résistance à la flexion et de la résistance à la compression. Ces résultats montrent que quelle que soit la proportion de fibres de PP et de PO, les résistances mécaniques des mortiers contenant 2% de fibres sont supérieures à celles des mortiers avec 4% de fibres. Ce résultat est prévisible car l'ajout de fibres naturelles de structure poreuse augmente la porosité du matériau.

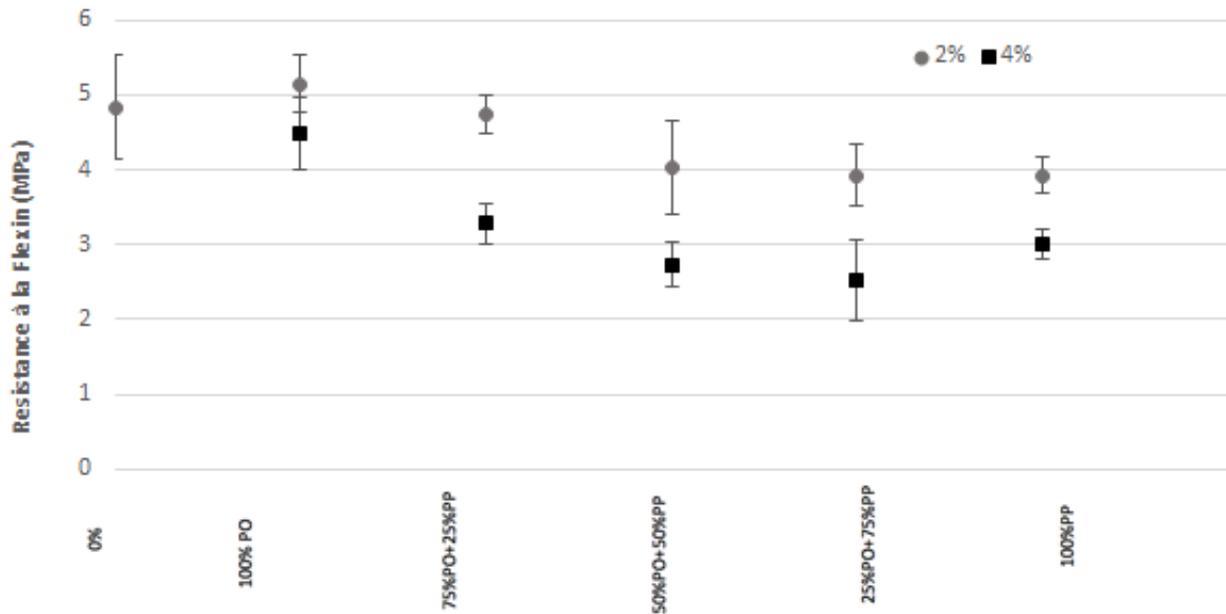


Figure 4 : Résistance à la flexion en fonction de la formulation

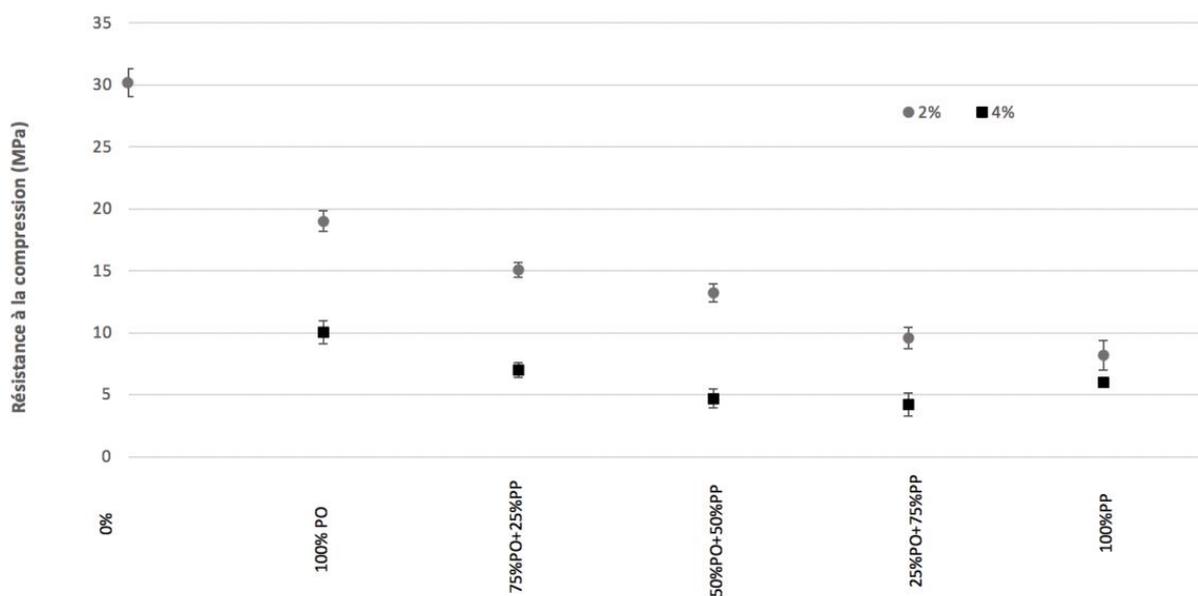


Figure 5 : Résistance à la compression en fonction de la formulation

Les résultats de la figure 4 montrent que la résistance à la flexion du matériau avec 2% de fibres augmente de 6% pour les échantillons contenant 100% de fibres de PO. Pour ce type de fibres la résistance à la flexion augmente pour une faible quantité de fibres jusqu'à une résistance maximale puis diminue. Compte tenu des incertitudes, cette tendance est moins nette que pour les autres propriétés.

Les résultats montrent également que pour un taux de fibres constant, la résistance à la flexion augmente avec la proportion de fibres de PO et diminue avec l'augmentation du taux de fibres de PP. Ceci peut être dû à une meilleure adhésion entre la matrice cimentaire et les fibres de PO qu'avec les fibres de PP. Des observations complémentaires par microscopie seront effectuées afin de confirmer cette hypothèse.

L'examen de la figure 5 montre que la résistance à la compression, pour les deux fractions massiques de fibres considérées, diminue quand la proportion de fibres de PP augmente. La substitution d'une partie des fibres de PO par des fibres de PP permet donc d'augmenter légèrement la résistance à la compression.

### 3.4. Classification des formulations réalisées

Les tableaux 2 et 3 regroupent les résultats de la masse volumique, la conductivité thermique et la résistance mécanique en fonction de la fraction de fibres PO et de PP pour les deux fractions massiques 2% et 4%. Ces résultats sont comparés avec la classification de RILEM pour les bétons légers (tableau 3).

L'analyse des résultats ci-dessous montre que les composites développés peuvent être classés comme suit :

- Les mortiers contenant 2% de fibres (100 % PO et 75% PO +25% PP) possèdent une masse volumique comprise entre 1600 et 2000  $\text{kg.m}^{-3}$  et une résistance à la compression supérieure à 15 MPa. Ces matériaux sont ainsi classés en classe I : bétons légers pour éléments de structures ;
- Les mortiers contenant 2% de fibres de PP (100% PP) ont une masse volumique inférieure à 1450  $\text{kg.m}^{-3}$ , une conductivité thermique inférieure à 0.3  $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et une résistance à la compression supérieure à 0.5 MPa. Ils sont ainsi classés en classes III : bétons légers pour l'isolation ;
- Toutes les autres formulations ont une masse volumique inférieure à 1600  $\text{kg.m}^{-3}$ , une conductivité thermique inférieure à 0.75  $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et une résistance à la compression supérieure à 3.5 MPa. Elles peuvent être classées en classe II : éléments de structure légers et isolants.

Fraction massique de fibres (PO + PP) 2%

Formulation	Masse volumique ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	Conductivité thermique ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	Résistance à la compression (MPa)
0%	2029	01.16	30.17
100%PO	1848	0.77	19.00
75%PO+25%PP	1820	0.70	15.08
50%PO+50%PP	1796	0.64	13.23
25%PO+75%PP	1725	0.59	09.60
100%PP	1679	0.51	08.19

Tableau 2 : Synthèse des propriétés thermophysiques et mécaniques des composites contenant 2% de fibres (PO+PP)

Fraction massique de fibres (PO + PP) 4%			
Formulation	Masse volumique (kg.m <sup>-3</sup> )	Conductivité thermique (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	Résistance à la compression (MPa)
0%	2029	01.16	30.17
100%PO	1613	0.47	10.02
75%PO+25%PP	1534	0.43	06.99
50%PO+50%PP	1495	0.38	04.71
25%PO+75%PP	1457	0.32	04.23
100%PP	1418	0.29	06.03

Tableau 3 : Synthèse des propriétés thermophysiques et mécaniques des composites contenant 4% de fibres (PO+PP)

Properties	Class and type		
	Classe I Structural	Classe II Structural/ Insulating	Classe III Insulating
Compressive strength (MPa)	>15	>3.5	>0.5
Thermal conductivity (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	-	<0.75	<0.30
Approximate density (kg.m <sup>3</sup> )	1600 - 2000	<1600	<1450

Tableau 4 : Classification des bétons légers (RILEM, 1987) [19]

## 4. Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié la possibilité de mélanger des fibres végétales de *Posidonia-Oceanica* et des fibres animales de plumes de poulet pour le renforcement d'un mortier de ciment. Les fibres de *Posidonia-Oceanica* présentent des meilleures propriétés mécaniques et les fibres de plumes de poulet possèdent des meilleures propriétés isolantes. La combinaison des deux mélangées avec un mortier de ciment permet de développer un matériau de construction léger avec un bon compromis thermique-mécanique. Ces matériaux peuvent être utilisés pour des applications structurales ou non structurale en fonction de la combinaison choisie.

La valorisation de ces déchets dans des matériaux pour la construction permet à la fois de développer des matériaux avec des propriétés thermiques et/ou mécaniques améliorées et de réduire l'impact environnemental de ces matériaux.

Ces travaux seront poursuivis par des caractérisations additionnelles (observation par microscopie des faciès de rupture, mesures d'absorption acoustique, étude de la cinétique de diffusion d'eau...) pour les formulations les plus intéressantes.

## Références

- [1] A. Limam, A. Zerizer, D. Quenard, H. Sallee, Experimental thermal characterization of bio-based materials (Aleppo Pine wood, cork and their composites) for building insulation, *Energy. Build.* 116 (2016) 89-95.
- [2] V. Nozahic, S. Amaziane, G. Torrent, K. Saidi, H. De Baynast, Design of green concrete made of plant-derived aggregates and a pumice-lime binder, *Cem. Concr. Compos.* 34 (2012) 612 231-241.
- [3] D.K. Pensar, B. Shindman, the mechanical, transport and thermal properties of mortar and concrete containing waste cork, *Cem. Concr. Compos.* 34 (2012) 982-992.
- [4] M. Chikhi, B. Agoudjil, A. Boudenne, A. Gherabli, Experimental investigation of new biocomposite with low cost for thermal insulation, *Energy. Build.* 66 (2013) 267-273.
- [5] M. Boumhaout, L. Boukhattem, H. Hamdi, B. Benhamou, Thermomechanical characterization of a bio-composite building material: Mortar reinforced with date palm fibers mesh, *Constr. Build. Mater.* 135 (2017) 241-250.
- [6] I. Amara, A. Mazioud, I. Boulaoued, A. Mhimid, Experimental study on thermal properties of bio-composite (gypsum plaster reinforced with palm tree fibers) for building insulation, *international journal of heat and technology*, (2017) 576-584.
- [7] Z. Saghrouni, D. Baillis, A. Jemni, Composites based on *Juncus maritimus* fibers for building insulation, *Cem. Concr. Compos.* (2019).
- [8] O. Hamdaoui, O. Limam, L. Ibos, A. Mazioud, Thermal and mechanical properties of hardened cement paste reinforced with *Posidonia-Oceanica* natural fibers. *Constr. Build. Mater.* 269 (2021), 121-339
- [9] O. Hamdaoui, L. Ibos, A. Mazioud, M. Safi, O. Limam. Thermophysical characterization of *Posidonia Oceanica* marine fibers intended to be used as an insulation material in Mediterranean buildings. *Constr. Build. Mater.* 180, (2018) 68-76.
- [10] O. Hamdaoui, L. Ibos, A. Mazioud, O. Limam, Fibres de *Posidonia-Oceanica* : un matériau d'isolation thermique de parois de bâtiments. *Congrès français de thermique* (2019), Nantes, France.
- [11] O. Hamdaoui, A. Mazioud, L. Ibos, M. Safi, O. Limam. Caractérisation thermophysique d'un ciment renforcé par des fibres naturelles d'origine marine *Posidonia Oceanica*. *Congrès français de thermique* (2017), Marseille, France.
- [12] H. Zeiri, S. Alimi, O. Hamdaoui, A. Mazioud, A. Mhimid, Étude thermo-mécanique d'un mortier de ciment renforcé par des fibres animales, JSFM-CMC (2021), Paris, France.
- [13] M. Zhan, RP. Wool, Mechanical properties of Chicken Feathers. *Polymer composites.* 32.6 (2011), 937-944.
- [14] O. Mrajji, M.E. Wazna, Y. Boussoualem, A.E. Bouari & O. Cherkaoui (2021). Feather waste as a thermal insulation solution: Treatment, elaboration and characterization. *Journal of Industrial Textiles.* 50 (2021) 1674-1697.
- [15] E. Fortunati, F. Luzi, D. Puglia, R. Petrucci, JM. Kenny, L.Torre. Processing of PLA nanocomposites with cellulose nanocrystals extracted from *Posidonia Oceanica* waste: Innovative reuse of coastal plant. *Ind Crop Prod.* 67 (2015), 439-447.
- [16] NF EN 196-1 NF EN 196-1. Méthodes d'essais des ciments-Partie 1: détermination des résistances mécaniques [Methods of testing cements–part 1: determination of mechanical strengths]. 2006.
- [17] A. Djoudi, M.M. Khenfer, A. Bali, T. Bouziani, Effect of the addition of date palm fibers on thermal properties of plaster concrete: experimental study and modeling, *J. Adhes. Sci. Technol.* 28 (20) (2014) 2100–2111.
- [18] B. Belhadj, M. Bederina, Z. Makhloufi, A. Goullieux, M. Quéneudec, Study of the thermal performances of an exterior wall of barley straw sand concrete in an arid environment, *Energy Build.* 87 (2015) 166–175.
- [19] R. Aisswarya, Experimental analysis of light weight concrete, *Int. J. Adv. Sci. Res. Eng.* 4 (2018).

## Thème 4

# Modélisation et Simulation Numérique

---

Conductivité thermique d'une céramique affectée par un réseau de fissures localisées aux joints de granulats : simulations 2D de l'effet d'une distribution bimodale de taille de granulats . . . . .	243
Furnace thermal piloting management in siderurgy . . . . .	251
Modélisation thermique d'un matériau composite semi-transparent soumis un laser de haute énergie	261
Large Eddy Simulation of Turbulent Combustion using Adaptive Mesh Refinement in a typical Micro GasTurbine Combustor . . . . .	269
Identification de modèles paramétriques monodimensionnels d'un four de brasage et de sa charge .	277
Comparaison de méthodes de modélisation système d'un stockage de vapeur par Matériaux à Changement de Phase . . . . .	285
Modélisation du chauffage de polymères par micro-ondes : approches numérique et expérimentale	293
Simulation du refroidissement d'une zone représentative d'un assemblage de cœur de REP par un écoulement dispersé vapeur/gouttes . . . . .	305
Simulation numérique de dépôts de particules dans un échangeur par approche Euler – Lagrange .	313
Insight into prediction of unsteady forced convection in a porous straight channel subjected to an inlet flow modulation : A REV lattice Boltzmann investigation . . . . .	321
A REV-scale assessment of metal foam porosity effect on a PCM's melting in an latent heat energy storage unit . . . . .	329
Tests et améliorations de modèles mixtes de Simulation des Grandes Échelles d'un écoulement à fort nombre de Reynolds en canal asymétriquement chauffé . . . . .	339

---



# Conductivité thermique d'une céramique affectée par un réseau de fissures localisées aux joints de granulats : simulations 2D de l'effet d'une distribution bimodale de taille de granulats

Léo Moutin<sup>1</sup>, Renaud Masson<sup>1</sup>, Vincent Bouineau<sup>1</sup>, Christelle Duguay<sup>1</sup>, Laurent Fayette<sup>1</sup>, Frédéric Adenot<sup>1</sup>, Marc Josien<sup>1</sup> et Michel Bornert<sup>2</sup>

<sup>1</sup> CEA, DES, IRESNE, DEC, Cadarache F-13018 Saint-Paul-lez-Durance, France

<sup>2</sup> Laboratoire Navier, Ecole des Ponts, Univ. Gustave Eiffel, CNRS, 6-8 avenue Blaise Pascal, Champs-sur-Marne, 77455 Marne-la-Vallée Cedex

**Résumé** - Un modèle numérique a été développé pour évaluer l'influence de la porosité de céramiques  $UO_2$  sur leur comportement thermique. Ce modèle repose sur des simulations numériques par champs complets réalisées sur des microstructures synthétiques. Pour que le modèle prédise correctement la conductivité thermique de ces céramiques, il est essentiel que les microstructures synthétiques soient fidèles aux microstructures des céramiques étudiées. Par rapport aux microstructures synthétiques de référence, présentées dans [1], de nouvelles considérations sont faites et notamment une distribution bimodale de taille de granulats et une orientation préférentielle de la porosité. Une caractérisation des microstructures ainsi qu'une évaluation de leur comportement thermique par simulation 2D est réalisée.

## Nomenclature

$\rho_{3D}$	densité de fissures	$l_{tot}$	longueur totale de fissures, $\mu\text{m}$
$l_{tot}$	longueur totale de fissures, $\mu\text{m}$	$\lambda$	conductivité thermique, $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
$S$	surface du V.E.R, $\mu\text{m}^2$	$\Phi_{norm,x}$	flux normalisé selon x
$N_b$	nombre de branches dans le V.E.R	$\mathbf{q}$	vecteur densité de flux, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
$l_b$	longueur des branches dans le V.E.R, $\mu\text{m}$	$\nabla T$	gradient de température, $\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$

## 1. Introduction

Les matériaux céramiques obtenues par frittage présentent une porosité qui peut être plus ou moins marquée et dont les caractéristiques morphologiques varient fortement d'un matériau à l'autre. Cette porosité peut avoir une forte influence sur leur comportement thermique. Il est alors essentiel de bien caractériser cette porosité pour comprendre précisément le rôle qu'elle joue sur le comportement thermique de ces matériaux.

Les matériaux céramiques étudiés dans ce document présentent un réseau de porosité très développé. En particulier, il se caractérise par la présence d'une porosité de forme fine et allongée qui peut être assimilée à un réseau de fissures. Cette porosité est appelée dans cette étude porosité "filamentaire" en référence à sa forme.

Un modèle numérique a été développé pour évaluer l'influence de cette porosité sur le comportement thermique des céramiques [1]. Ce modèle repose sur des simulations numériques réalisées sur des microstructures synthétiques elles-même obtenues par simulation. Pour que le modèle prédise correctement la conductivité thermique de ces céramiques, il est essentiel que ces microstructures soient les plus fidèles possibles à celles des céramiques étudiées.

L'objectif de cette contribution est donc d'évaluer la représentativité des microstructures synthétiques générées, en se limitant volontairement à des comparaisons 2D (l'étude 3D et la comparaison à des mesures fera l'objet d'une étude ultérieure).

## 2. Matériau d'étude et microstructures synthétiques

### 2.1. Matériau d'étude

Le matériau au centre de cette étude est une céramique de dioxyde d'uranium ( $\text{UO}_2$ ). L' $\text{UO}_2$  est le combustible principalement utilisé dans le parc électronucléaire français. Les céramiques étudiées sont obtenues par métallurgie des poudres avec un procédé de fabrication alternatif légèrement différent du procédé standard qui se compose notamment d'une étape de précompactage suivie d'une granulation puis d'un pressage uniaxial pour réaliser la mise en forme des céramiques. Deux familles de porosité sont observées sur ces céramiques :

- Une famille de pores de forme quasi-sphérique et de petite taille appelée porosité "occluse" et qui est assimilée à la porosité fermée.
- Une famille de pores de forme élancée et de taille plus importante, localisée aux joints inter-granulés, qui est appelée porosité "filamentaire" et qui est assimilée à la porosité ouverte. C'est cette porosité qui sera étudiée ici.

Plusieurs céramiques ont été fabriquées au Laboratoire des Combustibles Uranium (LCU) du CEA Cadarache afin de caractériser cette porosité et d'évaluer son influence sur le comportement thermique des combustibles. Les conditions de mise en forme de ces céramiques ont été réfléchies et optimisées pour obtenir des échantillons avec des propriétés variées, notamment en terme de fraction volumique de porosité fermée et de porosité ouverte. Dans la suite, un lot en particulier sera étudiée. Ce lot présente une fraction volumique de porosité fermée de 1.04 % et de porosité ouverte de 2.48 %. Également, la porosité filamentaire de ce lot présente une orientation préférentielle perpendiculaire à la direction de pressage.

Les images de coupes de céramiques sont obtenues par microscopie optique permettant une caractérisation 2D quantitative du réseau de porosité filamentaire affectant la céramique. Avant cela, les images brutes doivent être traitées avec un protocole de traitement d'images qui se compose de quatre opérations principales, décrites dans [1], qui permettent de passer d'une image brute de microscopie optique à une image squelettisée. La squelettisation permet notamment d'homogénéiser l'épaisseur des fissures et donc de limiter l'impact des arrachements lors de la préparation des échantillons. La figure 1 présente une image brute de microscopie optique prise sur la céramique étudiée ainsi que l'image squelettisée obtenue avec le protocole.

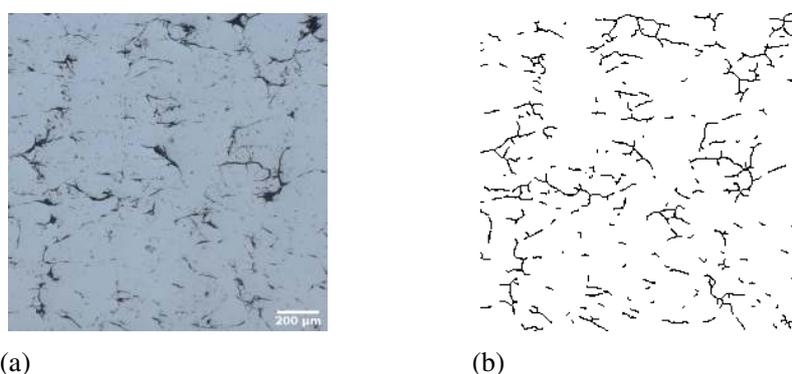


Figure 1 : Image brute de la céramique étudiée (a) et cette même image traitée (b)

### 2.2. Génération de microstructures à porosité filamentaire

Les microstructures synthétiques sont obtenues à l'aide d'un logiciel développé au CEA (nommé Mérope) permettant de générer des volumes élémentaires représentatifs (V.E.R) afin

de réaliser des calculs de thermique et de mécanique pour déterminer les grandeurs homogénéisées de matériaux hétérogènes par simulation numérique. Le concept de V.E.R est à la base de la simulation numérique à une échelle microscopique pour obtenir des grandeurs macroscopiques [2].

Dans [1], la génération des microstructures à porosité filamentaire est réalisée en trois étapes :

1. Dans un premier temps, le réseau de joints de granulats est obtenu en réalisant une tessellation générée à partir de germes répartis de manière quasi-homogène avec un algorithme RSA<sup>1</sup>.
2. Dans un second temps, un certain nombre de sphères délimitantes (disques en 2D) sont tirées aléatoirement dans le domaine à l'aide d'un algorithme booléen. Le nombre de sphères délimitantes est choisi en fonction de la couverture de joints de granulats par la porosité qui est visée.
3. Enfin, la microstructure à porosité filamentaire peut être obtenue. Pour cela, l'intersection entre les sphères délimitantes et le réseau de joints de granulats est éliminée.

Pour la génération des microstructures synthétiques présentées dans cette étude, une distribution de taille des granulats est considérée. La tessellation de Laguerre est alors utilisée [3]. La distribution de taille des granulats considérée dans cette étude est une distribution bimodale. Ceci permet de générer deux populations de granulats de dimensions fixées et de contrôler leur proportion. Les propriétés de ces deux populations ont été fixées de la manière suivante :

- Petits granulats : le rayon est proche de celui des petits granulats observés sur les microstructures réelles ( $\approx 41 \mu\text{m}$ ). Les petits granulats représentent 85 % du nombre total de granulats.
- Gros granulats : le rayon est proche de celui des zones vides de fissures observées sur les microstructures réelles ( $\approx 132 \mu\text{m}$ ).

Également, le réseau de porosité des microstructures synthétiques générées pour cette étude présente une orientation préférentielle. Pour obtenir de telles microstructures, la fonction distance est altérée en intégrant un critère de rapport d'aspect. Ceci revient à appliquer une tessellation à des coordonnées déformées.

### 3. Caractérisation

La caractérisation permet une première évaluation de la représentativité des microstructures synthétiques. Deux paramètres d'entrée sont fixés pour la génération de ces microstructures. Ils sont déterminés sur les céramiques étudiées et permettent de leur associer des microstructures synthétiques. Ces paramètres sont la longueur totale de la porosité filamentaire et son orientation préférentielle. La façon dont sont calculés ces paramètres est explicitée dans la suite. La figure 2 rappelle la microstructure de la céramique étudiée et présente la microstructure synthétique qui lui est associée. La microstructure synthétique de référence est également introduite.

#### 3.1. Paramètres morphologiques

La porosité des céramiques étudiées étant élançée et de faible épaisseur, elle peut être assimilée à un réseau de fissures. Un paramètre a été introduit par Budiansky afin de quantifier la

1. L'algorithme RSA, pour Random Sequential Adsorption, permet de réaliser le tirage aléatoire d'un nombre donné de sphères non-interpénétrantes (disques en 2D)

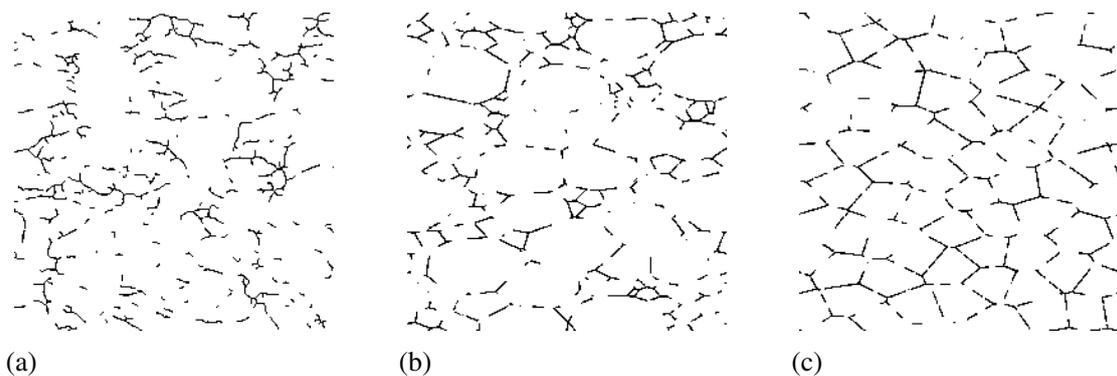


Figure 2 : Images squelettisées de la microstructure réelle (a), de la microstructure synthétique étudiée (b) et de la microstructure synthétique de référence (c)

concentration de fissures dans un domaine d'étude [4]. Ce paramètre est appelé la densité de fissures ( $\rho_{3D}$ ) et il est obtenu à partir d'une coupe 2D (de surface  $S$ ) d'un matériau constitué de fissures de même forme convexe et dont la répartition spatiale et la distribution angulaire sont aléatoires :

$$\rho_{3D} = \frac{8}{\pi^3 S} \frac{l_{tot}^2}{N_b} \quad (1)$$

Dans cette relation,  $l_{tot}$  et  $N_b$  correspondent à la longueur totale de fissures et au nombre de fissures présentes sur cette coupe. Un code de calcul, appelé Crackcut, a été développé pour obtenir, entre autres, les paramètres nécessaires au calcul de la densité de fissures à partir d'images de microscopie optique [5]. Les hypothèses sur lesquelles reposent cette relation sont restrictives et ne sont pas complètement vérifiées pour les matériaux étudiés.

Un autre paramètre intéressant est le diamètre géodésique qui est par définition le plus long chemin qu'il est possible de parcourir dans une particule [6]. Pour une particule très ramifiée le diamètre géodésique est bien inférieur à la somme de la longueur des branches de la particule. Le diamètre géodésique permet donc de rendre compte de la ramification des objets étudiés. Ceci fait intervenir la notion de branches primaires et de branches secondaires, les branches primaires étant les parties des particules couvertes par le diamètre géodésique. Le tableau 1 regroupe différents paramètres obtenus avec Crackcut et avec le diamètre géodésique sur la microstructure réelle étudiée et sur la microstructure synthétique générée.

	$N_b$	$\langle l_b \rangle$	$\rho_{3D}$	$\langle l_{bPrim} \rangle$	$l_{bPrim,tot}/l_{tot}$	$N_{bPrim}$
	(-)	$\mu\text{m}$	(-)	$\mu\text{m}$	%	(-)
Réelle	385	35	0,053	146	65	60
Synthétique	381	34	0.05	163	69	64

Tableau 1 : Paramètres obtenus avec Crackcut et avec le diamètre géodésique

La longueur totale de fissures de la microstructure synthétique a été optimisée en contrôlant le nombre de disques délimitants tirés de sorte à atteindre la longueur totale de fissures mesurée sur la microstructure réelle (étape 2 de la génération de microstructures à porosité filamenteuse). L'étude des paramètres morphologiques obtenus avec Crackcut permet de souligner la représentativité de la microstructure synthétique générée. Le nombre de branches ainsi que leur longueur moyenne sont très proches de ceux de la microstructure réelle. La densité de fissures calculée est également cohérente. Les propriétés des branches primaires de la microstructure

synthétique sont globalement assez proches de celles de la microstructure réelle, notamment en terme de couverture de la longueur totale. Ceci signifie que la microstructure synthétique rend bien compte de la ramification de la porosité de la microstructure réelle. À noter tout de même que la longueur moyenne des branches primaires de la microstructure synthétique est supérieure à celle de la microstructure réelle. De plus longues fissures sont donc observées sur la microstructure synthétique.

### 3.2. Orientation préférentielle

De nombreuses méthodes ont été mises au point pour analyser l'orientation des objets présents sur une image, plusieurs sont présentées dans [7]. Ces méthodes reposent sur un calcul du nombre de connexités par unité de longueur et permettent d'étudier des cas généraux. Dans le cas présent, l'étude de l'orientation est grandement simplifiée par le fait que les objets étudiés soient des fissures et qu'une orientation préférentielle selon l'axe horizontal ( $\theta = 0^\circ$ ) ait déjà été identifiée. Un indicateur plus direct est donc utilisé. Cet indicateur permet de quantifier la proportion d'objets orientés dans une direction donnée, qui dans le cadre de l'étude est l'axe horizontal, et il est noté  $c_{0^\circ}$ . Plus précisément, l'indicateur  $c_{0^\circ}$  s'appuie sur la description que renvoie Crackcut de la microstructure étudiée. Crackcut "discrétise" les objets étudiés en segments de longueur  $l_s$  et d'angle  $\theta_s$ . Il est ainsi possible de calculer  $c_{0^\circ}$  :

$$c_{0^\circ} = \frac{1}{l_{tot}} \sum_s \cos(\theta_s) l_s \quad (2)$$

Pour une microstructure dont l'orientation des fissures est tirée aléatoirement, le coefficient  $c_{0^\circ}$  est proche de 0.64. Dans le cas où il y a une orientation préférentielle selon l'axe  $\theta = 0^\circ$ , le coefficient  $c_{0^\circ}$  se rapproche de 1. Pour la microstructure réelle associée à la céramique étudiée, le coefficient de projection vaut  $c_{0^\circ} = 0.76$ . Les fissures de la microstructure réelle présentent donc une orientation préférentielle selon l'axe  $\theta = 0^\circ$ . C'est ce paramètre qui a été utilisé pour contrôler l'orientation des microstructures synthétiques générées, il est égal à 0.78 pour la microstructure synthétique. La figure 3 présente les histogrammes de distribution angulaire de la microstructure réelle et de la microstructure synthétique. Les histogrammes présentent un pic autour de  $0^\circ$ . L'orientation préférentielle du réseau de fissures selon cet axe est donc bien retrouvée sur la microstructure réelle et elle apparaît également sur la microstructure synthétique.

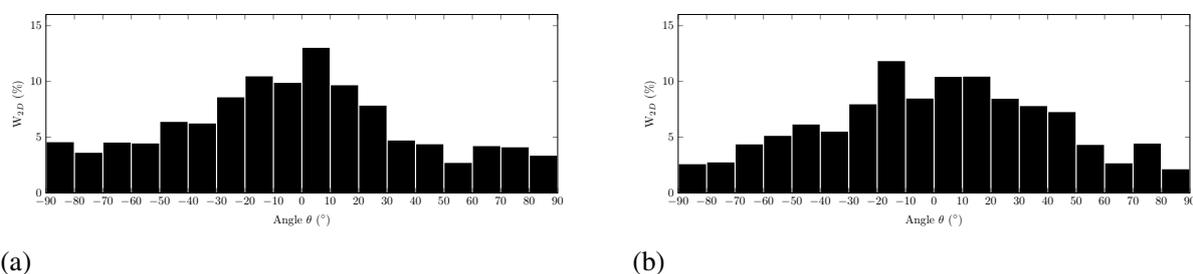


Figure 3 : Histogrammes de distribution angulaires des fissures de la microstructure réelle (a) et synthétique (b)

## 4. Comportement thermique

Pour évaluer l'influence des paramètres identifiés dans la partie précédente sur les propriétés thermiques des microstructures, des simulations numériques sont réalisées. Il faut souligner ici que le comportement thermique des microstructures est étudié à partir de coupes 2D. Les

simulations qui suivent ne représentent donc pas le comportement des microstructures réelles ou synthétiques mais celui de microstructures virtuelles présentant des fissures rubans (infinies dans la direction opposée au plan d'observation), ce qui exacerbe l'effet des fissures sur les propriétés thermiques simulées. Dans cette étude, les fissures sont considérées isolantes ( $\lambda = 10^{-6} \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) et les effets de type Knudsen ou radiatif ne sont pas considérés. L'objectif étant de donner une première estimation du comportement thermique des microstructures en maximisant le rôle de la porosité.

Le comportement thermique des microstructures est évalué à l'aide de grandeurs calculées avec la méthode FFT [8]. L'intérêt principale de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas de maillage. Cette méthode présente cependant des difficultés pour converger, notamment lors de l'étude d'objets de type fissure. L'utilisation de filtres et le fait de donner une épaisseur non nulle aux fissures permet d'assurer la convergence. La première grandeur étudiée est la conductivité thermique effective qui est obtenue à partir des champs de densité de flux thermique  $\mathbf{q}$  et de gradient de température  $\nabla T$  :

$$\tilde{\lambda} = - \frac{\langle \mathbf{q} \rangle_{\text{V.E.R}}}{\langle \nabla T \rangle_{\text{V.E.R}}} \quad (3)$$

Où l'opérateur  $\langle . \rangle_{\text{V.E.R}}$  représente la moyenne spatiale sur le V.E.R. La seconde grandeur étudiée est le flux normalisé qui est le flux rapporté au flux moyen dans une direction donnée :

$$\Phi_{\text{norm},x} = \frac{\Phi_x}{\langle \Phi_x \rangle} \quad (4)$$

Le gradient de température imposé dans ces simulations FFT est fixé arbitrairement étant donné qu'il ne joue pas, en thermique linéaire, sur les grandeurs normalisées. La conductivité thermique de la matrice solide est fixée à  $9.3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , valeur cohérente avec la conductivité thermique de l' $\text{UO}_2$  à  $50^\circ\text{C}$ . Les calculs sont réalisés sur les microstructures synthétiques et sur les microstructures réelles (images squelettisées et dilatées). La figure 4 présente les cartes de flux normalisé obtenues pour la microstructure réelle et la microstructure synthétique en imposant un gradient de température selon  $y$ . La carte de flux obtenue sur la microstructure synthétique de référence est également présentée. Concernant l'échelle, le flux normalisé est compris entre 0 (bleu foncé) et 2 (rouge foncé). La flèche blanche située en haut à gauche de l'image de la microstructure synthétique étudiée donne la direction du gradient imposé.

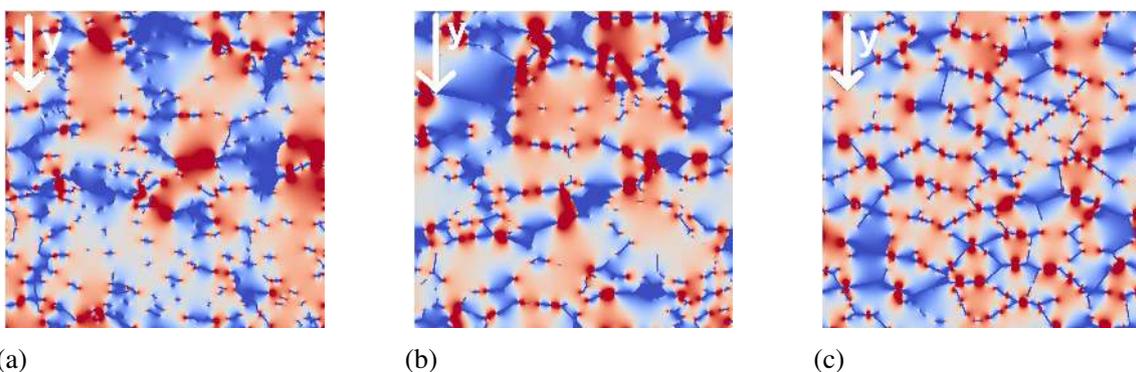


Figure 4 : Cartes de flux normalisé de la microstructure réelle (a), de la microstructure synthétique étudiée (b) et de la microstructure synthétique de référence (c) avec un gradient imposé selon  $y$

De larges zones bleues dans lesquelles le flux normalisé est très faible apparaissent sur les cartes de flux. Il existe ainsi des zones "mortes", dues à la présence d'amas de fissures, qui

constituent de véritables barrières pour le flux thermique. Ces zones sont identifiées sur les cartes de flux de la microstructure réelle et retrouvées sur celles de la microstructure synthétique. À noter qu'elles n'apparaissent pas sur la microstructure synthétique de référence. De nombreuses zones rouges foncées apparaissent également sur la microstructure synthétique et sont moins nombreuses sur la microstructure réelle. Ces zones révèlent la présence de chemins étroits pour le flux thermique qui sont dus à la présence de longues fissures. Ces longues fissures sont le fruit des plus gros granulats générés avec la distribution bimodale.

L'orientation préférentielle du réseau de porosité selon l'axe x a un effet sur le comportement du flux thermique. En imposant un gradient de température selon y, les zones mortes sont bien plus larges qu'en imposant un gradient selon x. L'effet de l'orientation des fissures se retrouve également sur la conductivité thermique effective (tableau 2).

	$\lambda_x$	$\lambda_y$	$\lambda_y/\lambda_x$
	$W.m^{-1}.K^{-1}$	$W.m^{-1}.K^{-1}$	(-)
Réelle	6,47	5,36	1,21
Synthétique	6,02	5,02	1,2

Tableau 2 : Conductivités effectives selon x et selon y obtenues sur la microstructure réelle et synthétique

Le rapport entre les conductivités thermiques selon y et selon x de la microstructure synthétique est du même ordre que celui de la microstructure réelle. Cependant, la microstructure synthétique présente une conductivité thermique plus faible. Ceci est dû à la présence des longues fissures mentionnées précédemment. Pour aller plus loin dans l'étude du comportement thermique, les histogrammes de distribution du flux sont étudiés (figure 5).

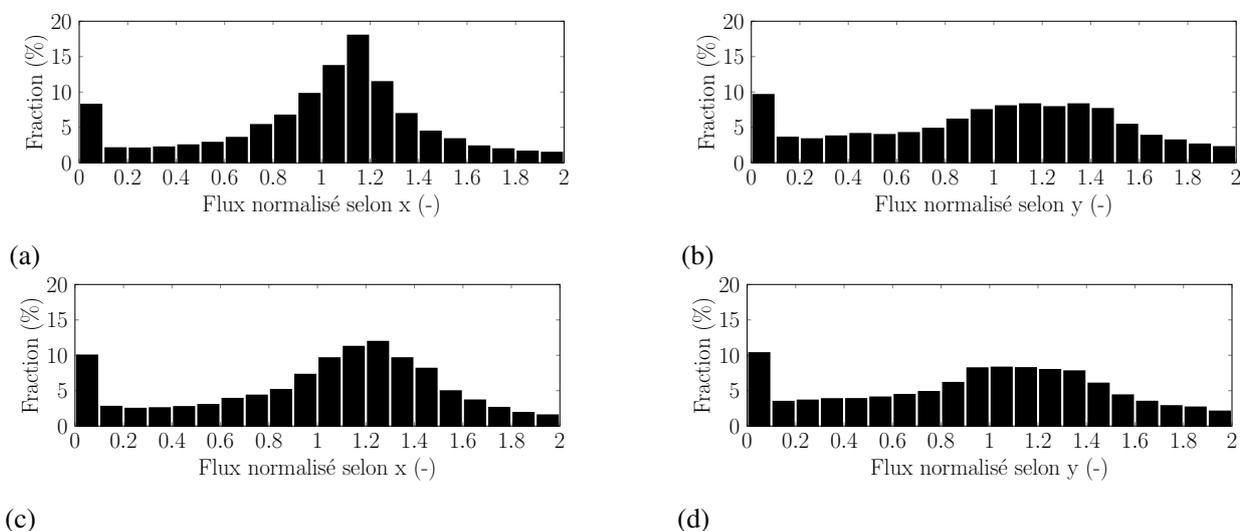


Figure 5 : Histogrammes de distribution du flux normalisé de la microstructure réelle ((a) et (b)) et synthétique ((c) et (d)) obtenus avec un gradient imposé selon x ((a), (c)) et selon y ((b), (d))

La distribution de flux normalisé de la microstructure synthétique suit la même tendance que celle de la microstructure réelle. Un pic est atteint pour des valeurs de flux normalisé proches de 1.1, il est légèrement plus aplati sur la microstructure synthétique. Ce pic est dû à la présence de zones vides de fissures (rouges claires sur les cartes de flux). Un pic pour des valeurs de flux nulles est également identifié, ce pic est dû à la présence de zones mortes.

L'orientation préférentielle du réseau de fissures se retrouve sur les histogrammes de distribution du flux normalisé. En effet, l'histogramme obtenu quand le gradient de température est imposé selon x est moins aplati que celui obtenu quand le gradient est imposé selon y. Ceci

signifie que le flux normalisé est plus homogène dans ce cas ce qui est cohérent avec le fait que les fissures représentent des barrières moins efficaces pour le flux. Cette propriété se retrouve sur la microstructure synthétique.

## 5. Conclusion

L'objectif de l'étude qui a été présentée est d'évaluer la représentativité des microstructures synthétiques générées par rapport aux microstructures réelles des céramiques étudiées. Ces microstructures synthétiques sont au cœur du modèle développé pour évaluer l'influence de la porosité filamentaire sur le comportement thermique des céramiques et il est donc essentiel qu'elles soient représentatives des microstructures réelles. Les microstructures synthétiques étudiées présentent, par rapport aux microstructures de référence introduites dans [1], une distribution bimodale de taille de granulats et une orientation préférentielle de leur réseau de porosité.

Une céramique en particulier a été étudiée. Une microstructure synthétique lui a été associée en se basant sur une mesure de la longueur totale de sa porosité filamentaire et de son orientation préférentielle. Une caractérisation détaillée du réseau de porosité de la céramique étudiée et de la microstructure synthétique qui lui est associée a ensuite été réalisée. La microstructure synthétique générée présente des caractéristiques proches de celles obtenues sur la microstructure réelle, notamment en terme de longueur des branches et de ramification.

Le comportement thermique des microstructures a ensuite été étudié. Des simulations numériques ont été réalisées avec la méthode FFT pour simuler la réponse thermique des différentes microstructures. L'étude des cartes de flux thermique a permis de mettre en évidence la présence de zones dans lesquelles le flux circule peu. Ces "zones mortes" sont liées à la présence de zones d'amas de la porosité identifiées lors de la caractérisation. Ces zones sont présentes sur la microstructure réelle et sur la microstructure synthétique. L'orientation préférentielle du réseau de porosité a des effets concrets sur le comportement thermique de la microstructure de la céramique étudiée. Cet effet est bien reproduit par la microstructure synthétique.

## Références

- [1] Meynard J, Ibrahim M, Monnier A, Bornert M, Castelier E, Duguay C, Garajeu M, and Masson R. Effective properties of an isotropic solid weakened by micro-cracks localized at inter-granular position. *Journal of Mechanics and Physics of Solids*, 2021.
- [2] Kanit T, Forest S, Galliet I, Mounoury V, and Jeulin D. Determination of the size of the representative volume element for random composites : statistical and numerical approach. *International Journal of Solids and Structures*, Vol.40, p.3647-3679, 2003.
- [3] Aurenhammer F. Power diagrams : properties, algorithms and applications. *SIAM Journal on Computing*, Volume 16, No. 1, 1987.
- [4] Budiansky B and O'Connell R.J. Elastic moduli of a cracked solid. *International Journal of Solids Structures*, Volume 12, p81-97, 1976.
- [5] J. Meynard. Influence de la taille, de la morphologie et de la distribution spatiale des pores sur la conductivité thermique de céramiques uo2. *Manuscrit de thèse, Aix-Marseille Université*, 2019.
- [6] Morard V, Decencièrre E, and Dokladal P. Geodesic attributes thinnings and thickenings. *10th International Symposium on Mathematical Morphology and Its Application to Signal and Image Processing, ISMM 2011, Jul 2011, Verbania-Intra, Italy. p.200-211*, 2011.
- [7] Racine A. Influence de l'orientation des hydrures sur les modes de déformation, d'endommagement et de rupture du zircaloy-4 hydrure. *Manuscrit de thèse, Ecole Polytechnique X*, 2005.
- [8] F. Willot, Abdallah B, and Pellegrini Y.P. Fourier-based schemes with modified green operator for computing the electrical response of heterogeneous media with accurate local fields. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Wiley, 98, p.518-533, 2014.

# Furnace thermal piloting management in siderurgy

Thomas LENNE<sup>1</sup>, Guy DRUART<sup>1</sup>, Marcello BENTIVEGNI<sup>1</sup> PhD

<sup>1</sup>Vallourec Research Center France  
60 route de leval – Aulnoye Aymeries (France)

## Abstract

In the premium steelmaking industry, the heat treatment of steel products is a key process to obtain the good final physical properties and in a correct range of values. Furnace management requires now improved flexibility and dynamism to ensure the heating quality of the products but bring opportunities for energy savings. One of Vallourec's Industry 4.0 targets is a complete management and control of the production. Furnace "level 2" modelling is one of the keystones for process data generation. Most Level 2 models for furnaces are comparing the real-time simulation results with ideal "static" heating curves to adapt the piloting of the furnace. This method showed great results and robustness over the years but showed a lack of flexibility when a deviation from the ideal production situation occurs. The new generation of Vallourec Level 2 models for billets reheating furnaces, uses another principle and removes the ideal heating curve as an ideal case that rarely happens. Based on the real-time simulation results and the online production data, the computed forecast of the future discharging state of the products allows the software to provide a dynamic prediction of the heating quality with irregular production parameters. For sure these results are obtained with a higher computational cost that was not affordable in the past but is acceptable today with the most recent evolution of information technology, for example, parallelization of the simulations.

## Nomenclature

$C_{pm}$	mass thermal capacity, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	$V$	volume, $m^3$
$\rho$	density, $kg.m^{-3}$	$F_{1 \rightarrow 2}$	form factor between objects 1 and 2
$\lambda$	thermal conductivity, $W.m^{-1}.K^{-1}$	$K$	geometrical element
$T$	temperature, K	$\partial K$	border of the geometrical element
$\varepsilon$	emissivity	$\mathbf{n}$	vector orthogonal to the boundary
$\sigma$	Stefan-Boltzmann constant, $W.m^{-2}.K^{-4}$		

## 1. Introduction

Applied mathematics and physics are becoming a key competence in the industry of today because the competencies on modelling and especially process modelling are the natural complement of the direct or indirect product measurements. This is also a clear requirement for Industry 4.0 strategies, as a central element in the processes of "digital twin" development. Very often the physical properties of a product can be measured before (A) and after a process (B), but not in between. The knowledge of the products modifications during the travel between states A and B is key information for the quality of the process result: "a", "b" and "c" travels are not giving the same results on the product. The state "B" is a function of travel behaviour.

The simplest way to add information about the process path is to measure; nevertheless, continuous measurement inside a process is often not possible for physical or technical impossibilities (example: it is not possible to measure products temperature by radiative means in a furnace as there is too much disperse radiative atmosphere). One alternative is to simulate online the products physical behaviour, using the existing trustable measurement means (example: the furnace regulation thermocouples); today it is possible to simulate with more and

more precise tools in terms of code development environments (“Python”, “R” or more classical “C” platforms) and powerful mathematical algorithms ([1], [2]).

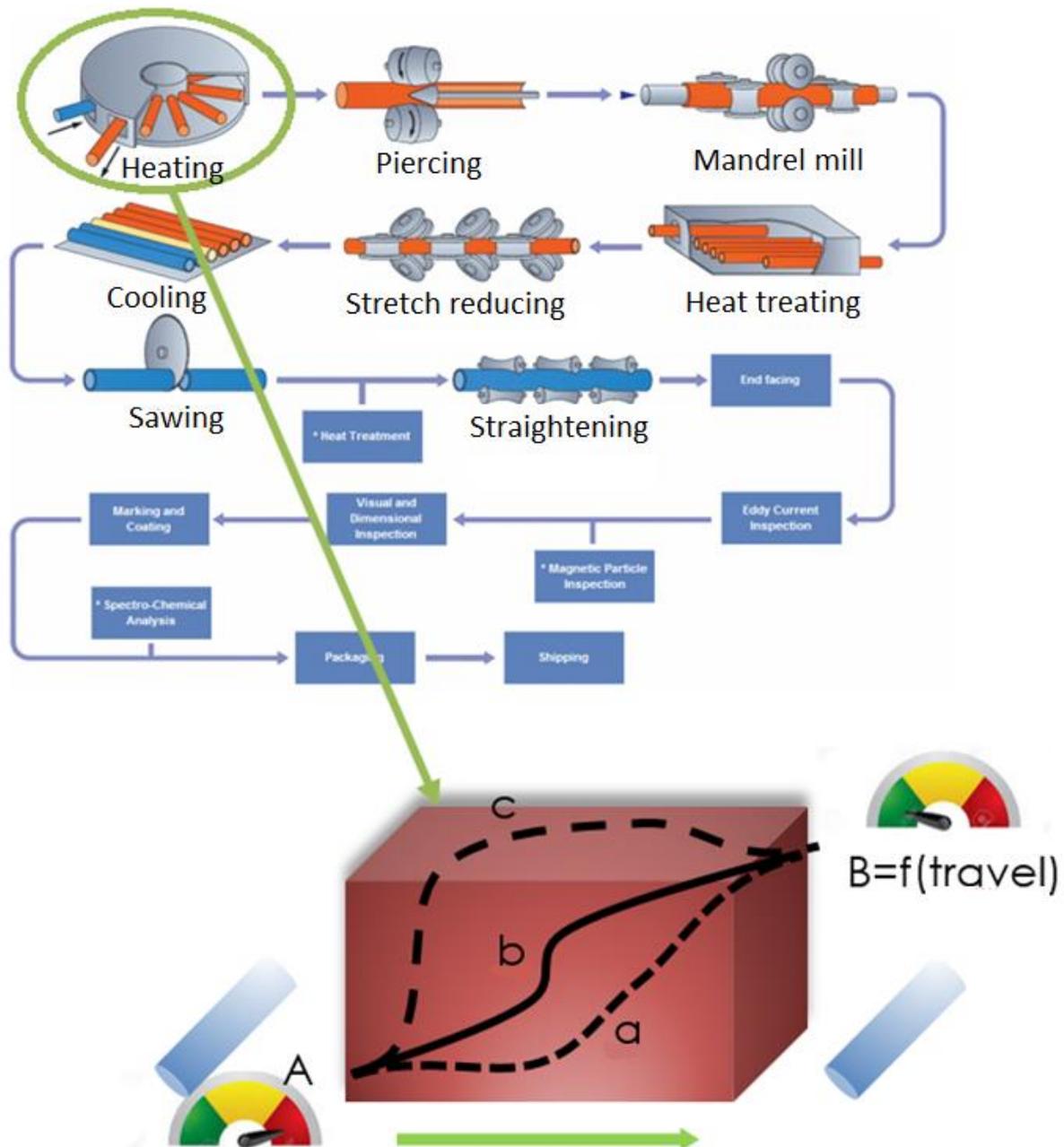


Figure 1: seamless pipes processes production chain and process possibilities in terms of paths in a typical “black box” process

In the siderurgy, the Vallourec field, this discussion can be applied to continuous casting, to rolling, to billet heating, to heat treatment, to cooling processes and so on. In all cases, the process engineer has online “level 1” information on the process itself (such as the furnace temperatures, the pressure on the straightener rolls, the speed of the rolls, the pressure of the smoke) but these information are not directly linked to the steel product under process, and they don’t give clear information on the product.

A “level 2” model that exploits the information of the process elaborating data from production with physical and mathematical knowledge complete and enriches the picture.

In a production line, many sensors are collecting data:

- On the product itself in “*Online*” mode (surface temperature by pyrometer, size measurement...)
- On the product in “*Offline*” mode, extracting samples from production (as quench data, hardness, yield strength, ultimate tensile strength, ...)
- On the process itself in “*Online*” model (furnace pressure, furnace temperatures, rolls cooling temperatures,...)

The incoming products are also characterized by specific parameters (dimensions, chemical analysis) collected in Material Tracking System (MTS). These data have a certain precision that is linked to the industrial environment. The reasonable target for a “level 2” process model is to have a precision comparable with the data accuracy.

## 2. Existing model principles

The level 2 systems commonly used for siderurgy furnaces piloting are designed to pilot the furnace based on an ideal process determined for each dimension and each composition of the product. The ideal heating profile is built to optimize heating quality, productivity, and furnace capacity. A recipe defines the ideal product temperature *for each furnace position* (“heating curve” strategy). It also contains information about furnace and process parameters (zone temperature, cadence...). Every event happening during production, internal or external to the process, can contribute to generate a deviation from the ideal heating curve.

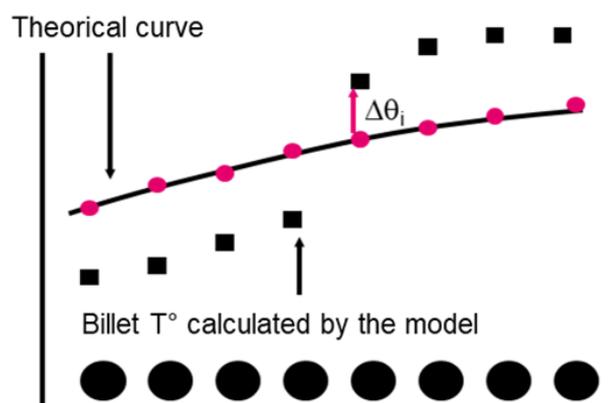


Figure 2: typical “heating curve” strategy description

This family of level 2 systems pilots the furnaces by making comparisons between the “real” products simulated temperature and reference heating curves as shown in *Figure 2*. The furnace setup is modified in real-time based on the results of the comparisons.

As the directly measured temperature of each product is not affordable, the system uses numerical simulation to compute an estimation of the product temperature in real-time. The simulation uses often simplified mathematical path as the *explicit finite-difference method* which provides good enough computational speed and precision.

Such a system ensures the product heating mastery in a standard production environment but its main advantage over manual furnace piloting is the management of non-standard production events (stoppages, cadence variation, heterogeneity of product steel grades and diameter in furnace...). The deployment of this family of level 2 systems in the past for Vallourec furnaces and the optimization of the management of those events reduced the quality issues and gas consumption.

The main drawback of the heating curve is the lack of flexibility at usage. The heating curves management is requiring high maintenance and follows up from process engineers. With new

grades and products each year, the number of heating curves to maintain can increase and become tedious. In 2016, a new level 2 system without using any heating curve was developed by Vallourec research teams.

### 3. New model principles

In the middle of the 2010s, the Vallourec plants had to adapt to new production paradigms with a need to accept in the process quick production changes and the existing level 2 strategy was no more adapted to this environment. Based on that, the research team developed a new generation of level 2, no longer based on the optimal settings (temperature, cadence and so on), but based on the current situation inside the furnace and prediction of discharging state for the whole ongoing products.

Instead of giving information about the billets at each position, the model is fed with the *desired state of the product at the discharging*; some other needs linked to the heating path are also included in the model definition, as rules limiting the heating speed linked to the different steel chemistries to avoid defects.

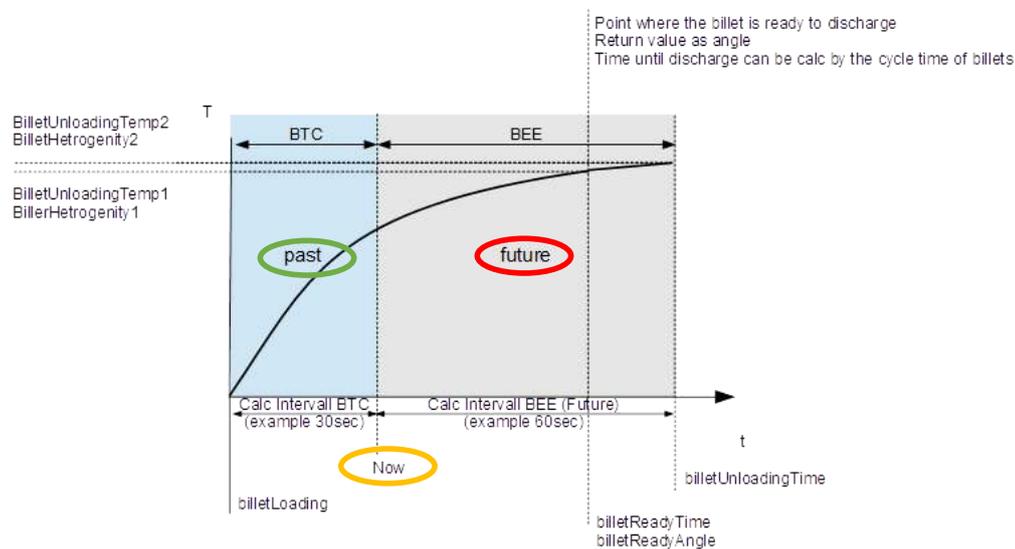


Figure 3: new model strategy description, to be compared to Figure 2: “past” situation easy to simulate (all the data available, already done in existing strategy), “now” situation (to be simulated in a time shorter than production cadence, already done in existing strategy), “future” state (high computational needs, new requirement for the new strategy)

The model will simulate the discharging state of all the billets, based on the current production conditions, and will compare it with the desired state. After this comparison, the setpoints inside the furnace will be adjusted to fulfil the desired state.

The other advantage of the new model is an improved stoppage management. A stoppage can be better anticipated and declared inside the model, the forecast of the discharging state will take into account the planned stoppages. This will allow us to pilot with more accuracy, and also to decrease the gas consumption of our furnaces.

This change of paradigm requested also a change in the mathematical model solution; the explicit “good enough” solution was no more able to ensure a sufficient calculation precision. For this reason, the Vallourec research team moved to a more robust implicit scheme.

All these new features required a higher computational power compared to the more traditional strategy and also a robust model to fully trust the forecasted discharging state.

## 4. Mathematical model

### 4.1. Heat equation

The billet heating process in a billet heating furnace is modelled by the heat equation associated with boundary conditions given by the Stefan-Boltzmann equation modelling the radiation flows ([3], [4] and [5]):

$$\left\{ \begin{array}{ll} \rho C_{pm} \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \nabla T) & \text{in the domain } \Omega \\ \lambda \nabla T \cdot \mathbf{n} = \sigma \epsilon S F_{ext \rightarrow S} (T_{ext}^4 - T^4) & \text{on the part of } \partial\Omega \text{ exposed to radiation} \\ \lambda \nabla T \cdot \mathbf{n} = 0 & \text{on the others parts of } \partial\Omega \\ T(t = 0) = T_0 & \text{(initial condition)} \end{array} \right. \quad (1)$$

The heat equation has an analytical solution in some cases: constant physical properties, simple geometry and boundary conditions. In these cases, the equation is linear. For real industrial processes, the considered equation is not linear because of the coefficients  $C_{pm}$ ,  $\rho$  and  $\lambda$ .

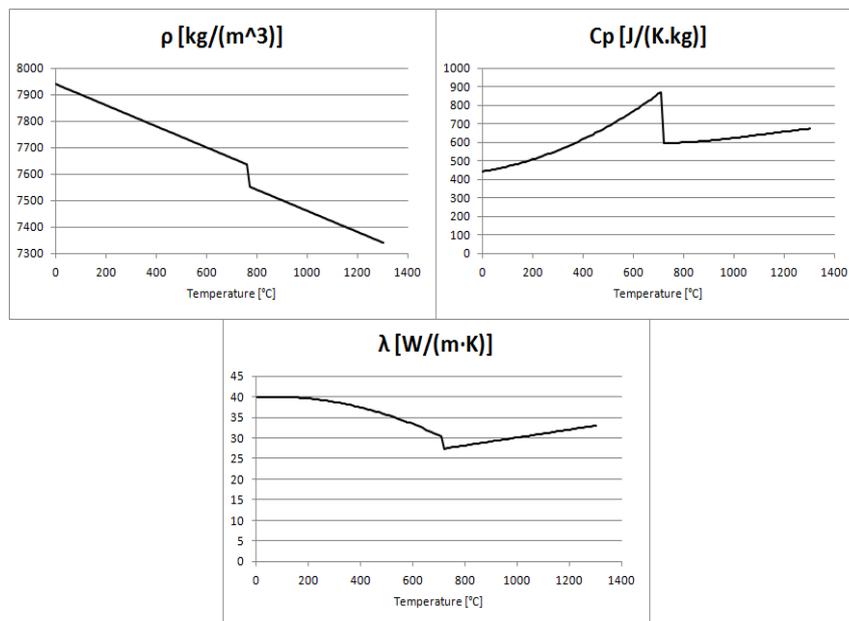


Figure 4: thermophysical properties of a carbon steel

Indeed, the three parameters depend on the temperature. As a function of the temperature, they are not linear and not continuous at the steel transformation points (see Figure 4).

Furthermore, the boundary conditions are not linear with the temperature. The complexity of the problem (1) prevents finding the analytic solution. Then, a numerical solution is required.

The heat equation is then solved in two steps:

- The divergence term is solved with a finite-volume method.
- The time derivative term is solved with a backward Euler finite-difference method.

## 4.2. Finite volume method

This method is used to numerically solve the spatial part of conservation equations like the heat equation or hyperbolic problems like the transport equation. The method is based on the strong formulation of the equation under an integral form. This formulation avoids the issue of the non-differentiability of the physical properties ([6] and [7]). By integrating the heat equation on every element  $K$  of the mesh and with the use of the Stokes theorem on the divergence term, we come to a problem (see equation 2) of flow calculation at the interface  $\partial K$  of every element  $K$ .

$$\rho C_{pm} V_K \frac{\partial T}{\partial t} = \oint_{\partial K} \lambda \nabla T \quad (2)$$

In this method, we can calculate the thermal flow balance of the right-hand side with different methods. For meshes adapted to the geometry, the flow calculation can be done directly by solving the *thermal problem approximated as static*.

For spatial precision, finite-volume methods are linked to the size of the elements and the precision of all approximation methods used for the flow calculations.

Historically, this method was designed by physicists and is built around the thermal balance so the principle of the method remains close to the physical meaning of the heat equation. It is then suitable for improvements by adding a new physical phenomenon to the computation. Indeed, as soon as the thermal flow of a phenomenon can be computed, it can be easily introduced in the model. This point is what makes the finite-volume the better choice for our problem and its industrial purpose. Nevertheless, the finite-volume method does not solve the inherent non-linearity of the complete heat equation [8].

## 4.3. Euler implicit scheme (or backward Euler scheme)

The equation (1) can be conveniently rewritten under the following form [9]:

$$a(T) \frac{\partial T}{\partial t} = f(T) \quad (3)$$

The purpose of  $a$  and  $f$  are well-known:

- $a$  is the product  $\rho C_{pm}$  enriched by the finite-volume spatial discretization.  $a(T)$  can be conveniently written as a diagonal matrix if needed and we assume  $a(T^{n+1}) = a(T^n)$ . This approximation is acceptable but presents issues during the steel transition phase where the thermal properties are discontinuous.
- $f$  is the discrete translation of the space derivative term of the heat equation.

The implicit scheme is given by the relation:

$$a(T^{n+1}) \frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} = f(T^{n+1}) \quad (4)$$

$T^{n+1}$  is the solution of an equations system. The resolution of the system has a big impact on the computation cost. That is why the implicit scheme is wrongly described as a slow scheme.

The advantage of the backward Euler method and implicit schemes is that there is no CFL condition. Indeed, the scheme offers unconditional stability as there is no theoretical convergence condition. We can choose the time step  $\Delta t$  as big as we want without any

convergence issue but only at cost of a loss of precision. This particularity allows simulating long processes with fewer steps than other numerical schemes. For the long run, the implicit scheme offers great performances.

In practice,  $f$  is not linear and a linear equation system cannot be built. Indeed, we dispose of a non-linear equation system (equation (4)) even if the coefficient  $\mathbf{a}$  can be considered constant over one timestep. We must use an intermediate method to solve this kind of system. We choose Newton's method for its simplicity and its fast convergence [10]. This method is an iterative one and the generalization of the tangential approach methods (see Figure 4). It involves the resolution of multiple non-symmetrical systems of linear equations at each time step which increases largely the amount of required calculations. The implementation of a fast, robust and adapted to sparse system algorithm such as the BicGStab [8] allowed a well-controlled calculation time.

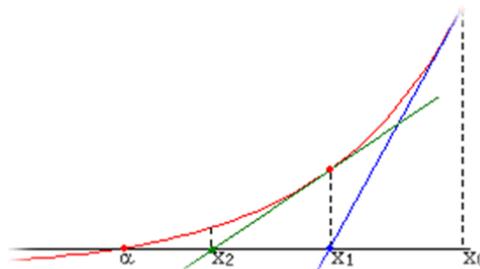


Figure 4 Illustration of Newton's method in one dimension

$\alpha$  is the solution and  $x_0$  the initial guess

## 5. Billet heating furnace piloting

By using each available process parameter in real-time, level 2 simulates in real-time the whole heating process for each product in the furnace from its current state to its discharging. It allows the evaluation of the current furnace set-up by using the results of the simulation. The product heating quality is estimated by comparing values extracted from the simulation and a few relevant parameters from a piercing and rolling point-of-view such as the average temperature at discharging and the heterogeneity at discharging. The models are validated by comparisons with physical measurements (see Figure 5). Thermocouples are embedded with the product in the furnaces to record the whole process, accordingly with thermocouples measurement errors. Quality criteria allow the evaluation of the comparison and therefore the validation, taking in account a comparison in specific points (thermocouples position corresponding to a specific mesh of the model) and global average of the measurements and the model simulations as in Figure 5.

The large siderurgical furnaces are divided into multiple zones managed independently. Commonly, the first zones are the heating zones where most of the heat is provided and the last zones (soaking zones) are designed to reduce the product heterogeneity. Because of this difference of design, the level 2 system manages differently heating and soaking zones.

For each zone, in real-time, the heating quality estimations of the products currently in the zone are summed up to recommend the zone indexation. Then, based on this recommendation and with regards to furnace and process limitations, plant rules and quality, the level 2 system proposes a new indexation for each zone.

With this piloting principle, the piloting is based on the real-time requirement of the process regardless of the ideal process. As the heating curves are replaced by a few values, the system requires less maintenance. New steel grades and product dimensions are also easier to handle.

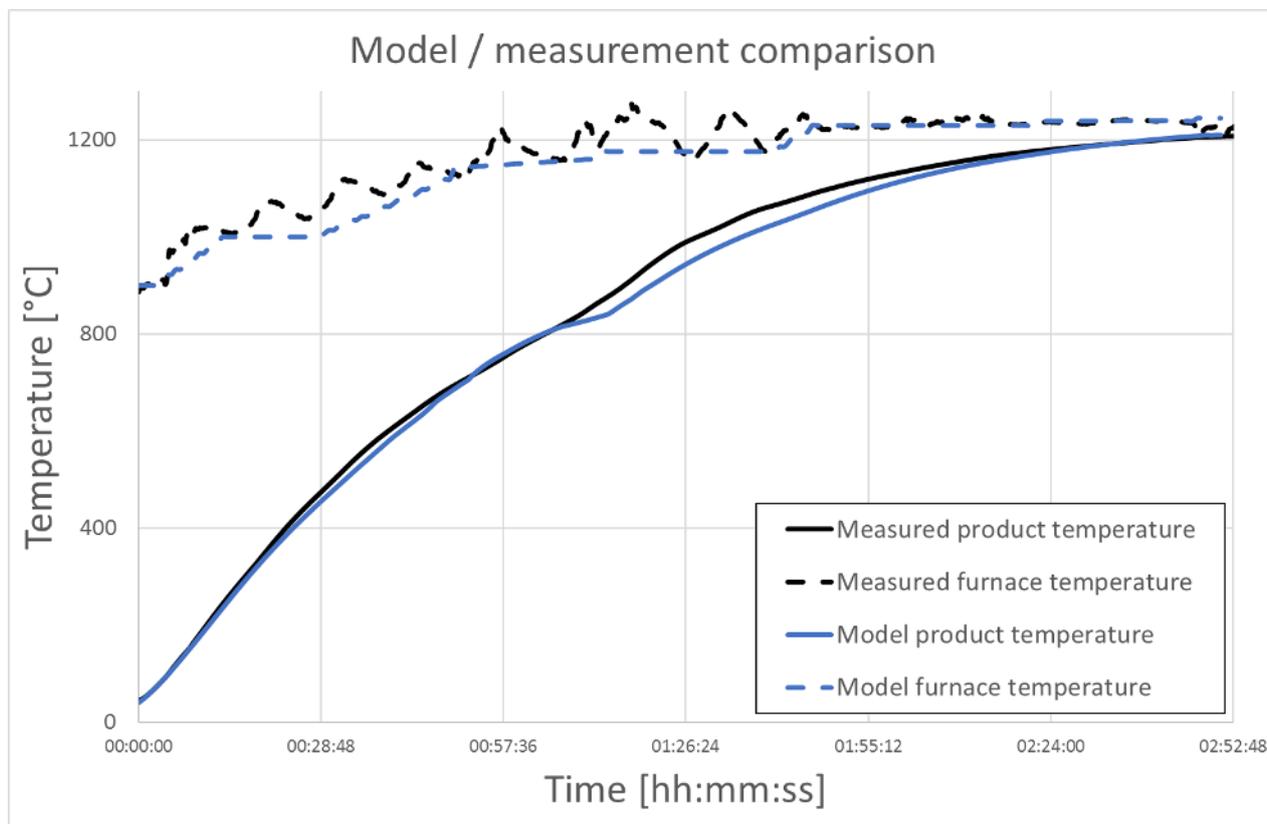


Figure 5 Model and measurement comparison for a billet heating

One important challenge of the principle change relies on the conciliation of the computational cost of the simulation and the real-time furnace management. At each new furnace indexation, one complete simulation must have been performed to ensure the piloting is based on the current process parameter. The computational cost became proportional to the furnace time. For example, for 6 hours of furnace time, compared to the previous level 2 systems, the total simulated time was multiplied by 180. The deployment of the backward Euler scheme described in the previous part (the model is stable even with large time steps) and the development of a parallelization solution allowed the control of our computation time.

## 6. Conclusion

A new system for furnace management developed inside Vallourec offers great improvements compared to the already existing level 2 systems. The paradigm change compared to the past is a heavier algorithm path that allows the product discharging state prediction; this is possible today with the improvement of servers calculation power that allows a larger amount of calculations but is still compatible with an online production cadence. This system constitutes a powerful tool for production plants regarding product quality mastery and gas consumption. The monthly data analysis from regular production have shown a reduction of 40% of the disparity of product discharging temperature in particular for the larger diameters. The new context of production for the Vallourec group offers opportunities to succeed for flexible solutions in situations of discontinuous production setup. By being highly integrated into modern plants with complete tracking systems and generating a continuously large amount

of data of production and forecasts, the new level 2 system is capable to be an actor in the current data analysis revolution with applications in plant management and preventive maintenance.

### References

- [1] B. Ghannam, “Fast Modeling of Radiation and Conduction Heat Transfer and application”, Ecole Nationale Mines Paris, PhD Thesis (2012)
- [2] M. Fein et al.: “Model-based control and optimization of continuous strip annealing furnaces”, Heat Processing (1-2016)
- [3] Carslaw, H. S. (1984). Conduction of Heat in Solids. Clarendon Press.
- [4] Fourier, J. (1822). Théorie analytique de la chaleur. Paris.
- [5] Mahan, J. (2002). Radiation Heat Transfer: A Statistical Approach.
- [6] A. Fortin, A. Garon “Les éléments finis: de la théorie à la pratique”. (2017) 73-74, 84-94, 134-145
- [7] A. Quarteroni, R. Sacco, F. Saleri, “Numerical Mathematics”, (2000) Springer, 165-167, 282-300, 431-434
- [8] Y. Saad, “Iterative methods for sparse linear systems”. Society for Industrial and Applied Mathematics (2003), 171-194, 244-247.
- [9] Cengel, Y. A. (1998). Heat Transfer: A Practical Approach. Mc Graw Hill.
- [10] E.F. Toro, “Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics”. (2009), Springer



# Modélisation thermique d'un matériau composite semi-transparent soumis à un laser de haute énergie

Florent RETAILLEAU<sup>1,2\*</sup>, Vadim ALLHEILY<sup>1</sup>, Lionel MERLAT<sup>1</sup>, Jean-François HENRY<sup>2</sup> et Jaona Harifidy RANDRIANALISOA<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis (ISL), 5 rue du Général Cassagnou, BP 70034, 68301 Saint-Louis Cedex, France

<sup>2</sup> Institut de Thermique, Mécanique et Matériaux (ITheMM), Université de Reims Champagne–Ardenne, UFR Sciences Exactes et Naturelles Campus du Moulin de la Housse, BP 1039, 51687 Reims Cedex 2, France

\* (auteur correspondant : jaona.randrianalisoa@univ-reims.fr)

**Résumé** - Cette étude présente un modèle thermique permettant de prédire le champ de température au sein d'un matériau composite fibre de verre/résine époxy soumis à un fort flux radiatif allant jusqu'à 300 W/cm<sup>2</sup>. Ce modèle est basé sur la résolution de l'équation de la chaleur par la méthode des éléments finis. Le terme source de l'équation de la chaleur est calculé à partir des profils tridimensionnels d'absorption obtenus en résolvant l'équation de transfert radiatif par une méthode de Monte Carlo. Les propriétés radiatives et thermiques du matériau sont déterminées entre 20 et 400 °C. Un banc expérimental permettant de mesurer la température avant et arrière d'un échantillon soumis à un fort flux laser a été développé afin de comparer les résultats théoriques et expérimentaux.

## Nomenclature

$A, E_a, p$	paramètres de la loi d'Arrhenius	$x, y, z$	coordonnées cartésiennes
$C_p$	chaleur spécifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	<i>Symboles grecs</i>	
$e$	épaisseur de l'échantillon, mm	$\beta_g$	paramètre de forme
$d\omega$	angle solide élémentaire, sr	$\varepsilon$	émissivité
$h$	coefficient de convection, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	$\kappa_\lambda$	coefficient d'absorption
$I_\lambda$	luminance spectrale, W.m <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$k$	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\sigma_\lambda$	coefficient de diffusion
$Q$	source volumique, W.m <sup>-3</sup>	$\sigma$	constante Stefan-Boltzmann, J.s <sup>-1</sup> .m <sup>-2</sup> .K <sup>-4</sup>
$t$	temps, s	$\phi$	fonction de phase
$T$	température, °C	<i>Indices</i>	
$v_g$	paramètre de la loi normale	$a$	: ambiant, $env$ : environnant, $g$ : loi normale

## 1. Introduction

La propagation de la lumière dans les matériaux composites semi-transparentes fait intervenir de nombreux phénomènes complexes. En raison de leurs nombreuses qualités et notamment de leur rapport résistance mécanique/masse, les matériaux composites sont largement utilisés dans des domaines très variés. En particulier, les polymères renforcés de fibres de verre sont couramment utilisés dans les domaines du nautisme, de l'automobile et de l'aéronautique. Pour certaines applications, par exemple des procédés de fabrication ou de caractérisation ou encore des applications de défense, ce type de matériau peut être soumis à un flux radiatif élevé, de l'ordre de plusieurs centaines de Watt par cm<sup>2</sup>. Dans ce cas, il est primordial de connaître la température du matériau ainsi que son évolution.

De plus, les propriétés mécaniques [1], optiques [2, 3] et thermiques [4] des polymères sont fortement influencées par la température. Cette dépendance à la température est cruciale lorsqu'on essaie de prédire le comportement thermique d'un matériau composite. Un modèle thermique capable de déterminer la distribution de température dans un matériau semi-

transparent chauffé par irradiation laser nécessite donc une solide connaissance des propriétés radiatives et thermiques du matériau en fonction de la température.

Plusieurs modèles thermiques ont été développés dans le domaine du processus de placement de bande pour les composites thermoplastiques [4-7]. Ces modèles ont été développés pour des composites renforcés avec des fibres de carbone qui sont opaques au laser de chauffe ( $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ). Même si peu d'études ont été consacrées aux matériaux composites à fibres de verre, on peut noter les travaux de Ilie et al. [8] et Akué-Asséko et al. [9] sur le soudage laser. Les auteurs ont développé un modèle basé sur la méthode des éléments finis pour prédire la température à l'interface entre le milieu opaque et le matériau composite. Cependant, dans ces travaux, même si la diffusion était considérée, l'absorption du matériau semi-transparent était négligée et l'échauffement de l'échantillon était uniquement dû à l'absorption du composant opaque. De plus, la température atteinte lors de ce procédé de fabrication est faible, de l'ordre de 100 °C seulement. Dans ses travaux de thèse, Allheily [10] a développé un modèle thermique appliqué aux matériaux composites semi-transparentes sous des flux laser de haute énergie. Dans ses travaux, l'auteur a démontré la possibilité de relier les propriétés radiatives à la fraction du matériau ayant réagi avec la loi expérimentale d'Arrhenius. Même si cette méthode a montré des résultats intéressants, l'auteur a souligné la nécessité d'avoir une meilleure connaissance du comportement radiatif du matériau afin d'obtenir des résultats plus pertinents. De plus, toutes les propriétés thermiques des matériaux ont été considérées comme constantes et indépendantes de la température et de la vitesse de chauffe.

Dans leurs travaux, Retailleau et al. [11] ont développé un modèle expérimental et théorique qui permet de déterminer les propriétés radiatives d'un matériau composite semi-transparent en fonction de la température. Cette approche utilise la méthode inverse de Gauss-Newton basée sur des résultats théoriques obtenus par la résolution de l'équation de transfert radiatif avec une méthode de Monte Carlo et sur des mesures de transmittance et réflectance hémisphériques et bidirectionnelles. Cette méthode peut être appliquée à des matériaux semi-transparentes à surface rugueuse pour la caractérisation des propriétés radiatives entre 20 et 450 °C. A partir des propriétés radiatives déterminées sur une large gamme de température, la modélisation de la propagation d'un flux d'irradiation devient réalisable. La connaissance de la trajectoire des rayons traversant le matériau permet d'évaluer la distribution de la puissance du faisceau laser absorbée au sein du matériau. A partir de la distribution de la puissance absorbée, il est ainsi possible de quantifier la distribution de l'énergie laser à l'intérieur du volume de l'échantillon.

## 2. Matériaux et caractérisation thermique

Dans cette étude, nous nous sommes concentrés sur un matériau composite stratifié verre-époxy. Ce matériau est composé d'un empilement de couches de fibres de verre imprégnées dans une résine époxy où chaque couche est appelée un pli. Il est obtenu par autoclave à partir d'un pré-imprégné industriel de la société Hexcel (réf. HexPly M9.6GF/42%/200T2/G). Les renforts, qui assurent la résistance mécanique du matériau, sont des fibres de verre de type E-glass tissées en sergé 2/2. Des échantillons de 6, 8, 12 et 16 plis sont utilisés ici, ce qui correspond à des épaisseurs de 1 mm, 1,40 mm, 2,2 mm et 3 mm, respectivement. La figure 1, obtenue à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB, FEI Nova NanoSEM 450), montre une vue en coupe transversale d'un échantillon de verre-époxy poli de 12 plis.

Dans l'analyse qui suit, nous supposons que les échantillons composites peuvent être traités comme un milieu homogène caractérisé par des propriétés effectives ou équivalentes [12]. Il est important de noter que cette hypothèse ne fonctionne que pour les échantillons ayant un nombre suffisant de plis, 6 plis dans notre cas. Les propriétés utilisées par la suite, c'est-à-dire l'émissivité de la surface  $\varepsilon$  (Fig. 2), la masse volumique  $\rho$ , la chaleur spécifique  $C_p$  et la

conductivité thermique  $k$  (Diffusivité =  $k/\rho C_p$ , Fig. 3) sont donc des propriétés équivalentes et sont considérées connues entre 20 et 400 °C [13]. À noter que l'émissivité varie peu en fonction de la température dans la gamme spectrale des outils de mesure (cf. 3.2) malgré la carbonisation de la surface pour les hautes températures.

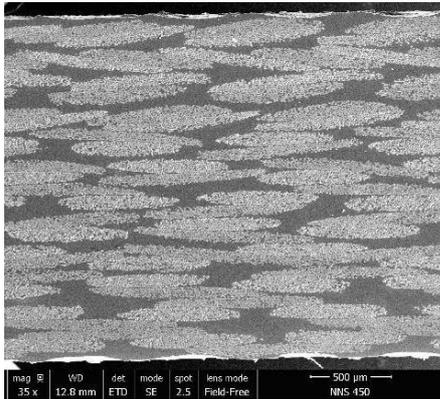


Figure 1 : Vue en coupe d'un échantillon

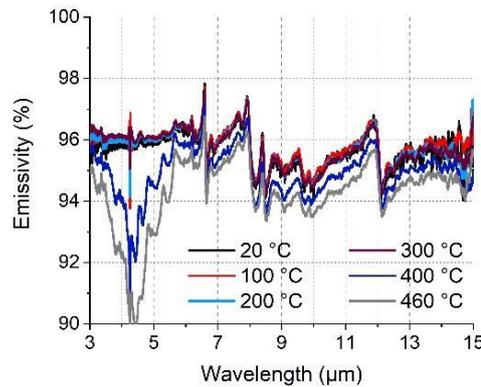


Figure 2 : Emissivité d'un échantillon à plusieurs températures

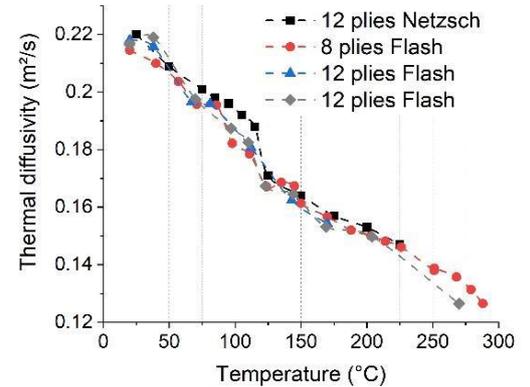


Figure 3 : Diffusivité thermique obtenues par avec deux systèmes de mesure [13]

### 3. Détermination expérimentale et théorique de la température du milieu

#### 3.1. Modèle théorique

Le modèle théorique détaillé ici vise à calculer le champ de température dans des matériaux semi-transparents soumis à une irradiation laser pour des densités de puissance de 75, 150 et 300 W/cm<sup>2</sup>. L'équation de la chaleur, Eq. (1), ainsi que les conditions aux limites appropriées, Eqs (2) et (3), sont résolues à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics®, basé sur la méthode des éléments finis. Les échantillons étudiés ici sont des parallélépipèdes de 50x50 mm de quatre épaisseurs différentes, à savoir 1 ; 1,4 ; 2,2 et 3 mm. La zone irradiée est un disque de 20 mm de diamètre au centre de l'échantillon. La température est mesurée sur un disque de 10 mm de diamètre au centre et de chaque côté de l'échantillon. Le maillage est de type tétraédrique libre constitué de 10 000 éléments. Le maillage est plus grand sur les bords de l'échantillon avec des éléments de 2 mm et plus fin au centre de l'échantillon avec des éléments de 0,1 mm. La maille est également plus fine sur l'axe  $z$  car le flux d'irradiation laser se propage dans cette direction.

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla(-k\nabla T) + Q \quad (1)$$

avec  $Q$  la source de chaleur par unité de volume qui est décrite ci-dessous. Avant l'irradiation, l'échantillon est à la température de l'air ambiant  $T_a$ . Les pertes de chaleur sont dues à la convection naturelle et à l'échange par rayonnement avec le milieu environnant à la température radiative  $T_{env}$ . Ceci conduit aux conditions aux limites suivantes :

$$T(x, y, z, 0) = T_a \quad (2)$$

$$-k\nabla T = -h(T(0, t) - T_a) - \varepsilon\sigma(T(0, t)^4 - T_{env}^4) \text{ si } z = 0 \quad (3)$$

$$-k\nabla T = h(T(e, t) - T_a) + \varepsilon\sigma(T(e, t)^4 - T_{env}^4) \text{ si } z = e \quad (4)$$

avec  $x, y, z$  la hauteur, la largeur et l'épaisseur respectivement.  $h$  désigne le coefficient de convection thermique évalué pour une paroi verticale en condition de convection naturelle et dépendant de la température.  $\sigma$  correspond à la constante de Stefan-Boltzmann telle que  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ .

### 3.1.1. Source volumique radiative

La détermination de la source volumique  $Q$ , apparaissant dans l'Eq. (1) nécessite la résolution de l'équation du transfert radiatif (ETR) dans le volume. Dans cette étude, le milieu semi-transparent est considéré comme froid (sans émission propre). L'ETR s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial I_\lambda(s, \theta, \varphi)}{\partial s} = -(\kappa_\lambda + \sigma_\lambda)I_\lambda(s, \theta, \varphi) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_0^{4\pi} \phi_\lambda(\theta, \varphi, \theta', \varphi')I_\lambda(s, \theta, \varphi) d\omega \quad (5)$$

avec la luminance spectrale  $I_\lambda$  aux coordonnées  $s$  et dans la direction  $(\theta, \varphi)$ ,  $\kappa_\lambda$  le coefficient d'absorption,  $\sigma_\lambda$  le coefficient de diffusion,  $\phi_\lambda$  la fonction de phase de diffusion et  $d\omega'$  l'angle solide unitaire. Les conditions aux limites (6) et (7) décrivent les luminances quittant les frontières. Le milieu étant semi-transparent, une partie du flux est transmise, l'autre est réfléchi à chaque interface. Par la suite,  $\mu = \cos \theta$ . Le système est considéré comme semi-infini suivant les directions  $x$  et  $y$ .

$$(0, \theta, \varphi) = (1 - r_{12}(\mu_0, \mu))I(0, \theta_0, \varphi_0) + \int_0^{2\pi} \int_0^1 r_{21}(\mu', \mu)I(0, \theta', \varphi')\mu' d\mu' d\varphi', \quad (6)$$

$$0 \leq \theta < \frac{\pi}{2}, \theta' = \cos^{-1}\mu' + \frac{\pi}{2}$$

$$I(e, \theta, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 r_{21}(\mu', \mu)I(e, \theta', \varphi')\mu' d\mu' d\varphi', \frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi, \theta' = \cos^{-1}\mu' \quad (7)$$

avec  $r_{ij}(\mu_0, \mu)$  la réflectivité de Fresnel corrigée explicitée dans Réf. [12].

Afin de résoudre l'ETR, Eq. (5), avec les conditions aux limites, Eqs. (6) et (7), une méthode Monte Carlo directe est employée. Cette méthode est bien adaptée aux problèmes de transfert radiatif, comme montré et explicité en Réf [12]. Cependant, pour résoudre ce système, il est nécessaire de connaître les coefficients d'absorption et de diffusion du milieu ainsi que sa fonction de phase. Pour ce faire, nous avons procédé par méthode inverse en utilisant la méthode de Monte Carlo avec la méthode d'identification de Gauss-Newton. Par souci de concision, la méthode ne sera pas présentée ici mais est détaillée en Réf [12]. Seules les propriétés radiatives identifiées seront présentées en Fig. 4. L'identification a été réalisée sur les échantillons des quatre épaisseurs différentes mais les résultats étant similaires, seuls les 12 plus seront présentés ici. Deux systèmes de mesure ont été utilisés, l'un atteignant 200 °C (Bidirectional) et le second 450 °C (Hemispherical) comme détaillé en Réf. [13]. La fonction de phase approximée par une fonction de Henyey et Greenstein est explicitée en Réf. [11].

À partir de la résolution par la méthode de Monte Carlo de l'ETR et des propriétés radiatives effectives identifiées, il est possible de déterminer le terme de source volumique apparaissant dans l'équation (1), en tout point de l'échantillon pendant l'irradiation laser. Afin d'implémenter le terme source dans le logiciel COMSOL, les résultats discrets de la puissance absorbée sont ajustés selon la loi normale généralisée telle que :

$$Q(x, y, z, T) = V_g(z, T) \exp\left(-\frac{5\sqrt{x^2 + y^2}}{4\sigma_g(z, T)}\right) \beta_g(z, T) \quad (5)$$

avec  $V_g$ ,  $\sigma_g$  et  $\beta_g$  les paramètres de la loi normale généralisée. Le terme source approché est présenté sur la Fig. 5. Le résultat correspond à une simulation de Monte Carlo avec  $10^7$  rayons

lancés et moyennés sur cinq tirages différents. Pour des raisons de temps de calcul, ces paramètres sont déterminés pour 13 températures uniformément distribuées entre 20 et 400 °C et pour 6 coordonnées  $z$  uniformément distribuées entre 0 et l'épaisseur de l'échantillon. Ces discrétisations peuvent conduire à une certaine imprécision dans le résultat final mais simplifient drastiquement le calcul.

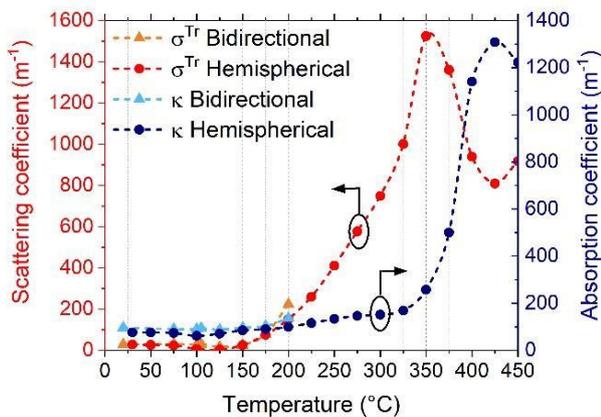


Figure 4 : Coefficient d'absorption  $\kappa$  et de diffusion  $\sigma$  à 1070 nm d'un échantillon 12 plis obtenus selon deux méthodes

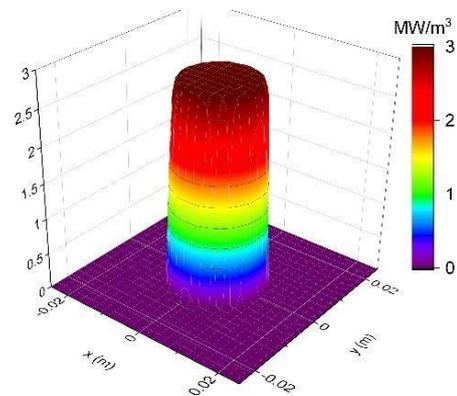


Figure 5 : Source volumique en  $z = 0$  pour un flux de 150 W/cm<sup>2</sup> fité selon la loi normale généralisée.

### 3.1.2. Loi d'Arrhenius

Toutes les propriétés thermiques présentées précédemment ont été déterminées à de faibles vitesses de chauffe (moins de 20 °C/min) mais ici, nous avons affaire à des vitesses de chauffe beaucoup plus élevées. Un flux laser de 75, 150 ou 300 W/cm<sup>2</sup> conduit à une vitesse de chauffe en face avant de ces échantillons d'environ 3600, 6000 et 14000 °C/min respectivement. Comme la cinétique de chauffe a un impact sur l'évolution des propriétés du matériau en température, il est nécessaire de considérer la différence entre les vitesses de chauffe. **Ce décalage en température des propriétés du matériau nous permet de caractériser le matériau jusqu'à 600 °C pour les cinétiques de chauffe étudiées ici.** La loi d'Arrhenius est une loi empirique qui décrit la cinétique de réaction (ou de dégradation) en fonction de la température [14]. Elle permet de corréler les propriétés thermiques avec l'avancement des réactions (transition vitreuse, dégradation) plutôt qu'avec les températures.

$$\frac{dx}{dt} = A e^{\frac{-E_a}{RT}} (1-x)^p \quad (6)$$

Avec  $x$  la fraction ayant réagi,  $R$  la constante des gaz parfait et  $A$ ,  $E_a$  et  $p$  les paramètres de la loi d'Arrhenius déterminés ici selon la méthode de Friedmann [14] lors de deux réactions, la transition vitreuse de la résine et la dégradation thermique de l'échantillon.

Tableau 1 : Coefficients de la loi d'Arrhenius identifiés lors de deux réactions

	$A$ [min <sup>-1</sup> ]	$E_a$ [J.mol <sup>-1</sup> ]	$p$
Transition vitreuse	5E30	2,4E5	1
Dégradation Th	1E11	1,75E5	1

### 3.2. Méthode expérimentale

Le dispositif expérimental (Fig. 6) permet d'appliquer un flux radiatif homogène sur un échantillon et de mesurer la température pendant toute l'expérience de part et d'autre de l'échantillon. **Dans cette étude, des flux de 75, 150 et 300 W/cm<sup>2</sup> ont été appliqués durant 10, 5**

et 2,5 secondes respectivement. Cette durée d'irradiation permet d'atteindre le point d'inflammation de l'échantillon. Le chauffage a été assuré par un laser haute énergie (YLS-1000, IPG Photonics) à une longueur d'onde de 1070 nm avec une divergence de 336  $\mu$ rad. Ce laser peut délivrer une puissance continue de 10 kW collimatée dans un faisceau multimode quasi-gaussien d'un diamètre de 22 mm. À l'aide d'un diaphragme refroidi à l'eau confectionné à l'ISL, le faisceau laser a été remodelé en un faisceau top-hat d'un diamètre de 10 mm. Le faisceau laser a ensuite été agrandi d'un facteur deux à l'aide d'un télescope de Galilée composé d'une lentille divergente ( focale = -150 mm) et d'une lentille convergente ( focale = 300 mm). Cinq appareils ont été utilisés pour mesurer la température de l'échantillon, deux pyromètres (Pyrospot 10MF/DPE, Dias Infrared Systems), deux autres pyromètres (IN 5-H plus, LumaSense Technologies) et une caméra infrarouge (A655sc, FLIR). La gamme spectrale des pyromètres Dias est autour de 3,9  $\mu$ m et la gamme spectrale des pyromètres LumaSense est comprise entre 8 et 14  $\mu$ m. La gamme spectrale de la caméra est comprise entre 7,5 et 14  $\mu$ m. L'échantillon est opaque à ces longueurs d'onde et l'émissivité spectrale est connue et fixée à 0,9. Deux pyromètres, un de chaque modèle, ont été placés devant l'échantillon et les deux autres ont été placés à l'arrière de l'échantillon. Le spot de mesure était un disque de 10 mm de diamètre centré au milieu de l'échantillon. En raison des différentes pertes occasionnées sur le chemin optique du faisceau, le montage actuel peut délivrer une puissance maximale de 2260 W sur un disque de 20 mm de diamètre, ce qui représente une densité de flux de 720 W/cm.

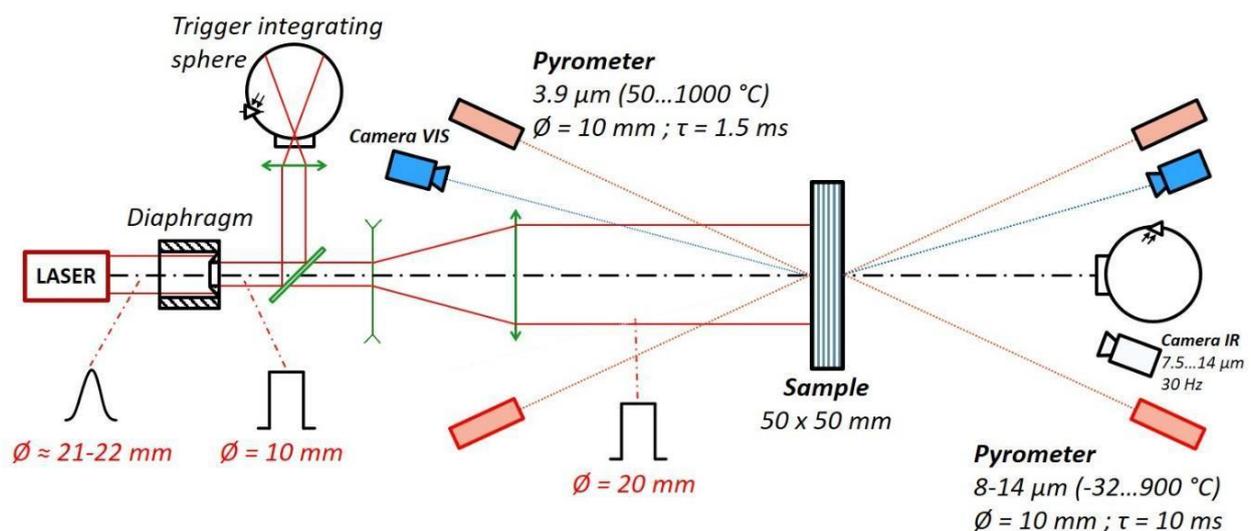


Figure 6 : Aperçu schématique du dispositif expérimental.

## 4. Résultats

La figure 7 permet de comparer les températures théoriques obtenues à partir de la méthode présentée ci-dessus avec les températures mesurées avec le setup présenté en 3.2. La comparaison est présentée ici pour un échantillon verre-époxy de 12 plis et pour trois densités de flux laser. Pour obtenir les barres d'erreur, le modèle a été lancé pour un scénario critique en accord avec la plage d'erreur des propriétés radiatives et thermiques déterminées précédemment. Dans tous les cas, le modèle est capable de suivre l'évolution du comportement thermique de l'échantillon irradié jusqu'au départ de la flamme. Les résultats théoriques présentés dans la Fig. 7a montrent une bonne correspondance avec les températures expérimentales jusqu'au départ de flamme qui se produit vers 8 secondes. Néanmoins, nous observons que la température théorique de la face arrière est légèrement inférieure à la température expérimentale pendant 7 secondes. Nous ne pouvons pas conclure après

l'apparition de la flamme car les mesures ne sont plus fiables et de plus, le modèle n'est pas capable de gérer une telle réaction.

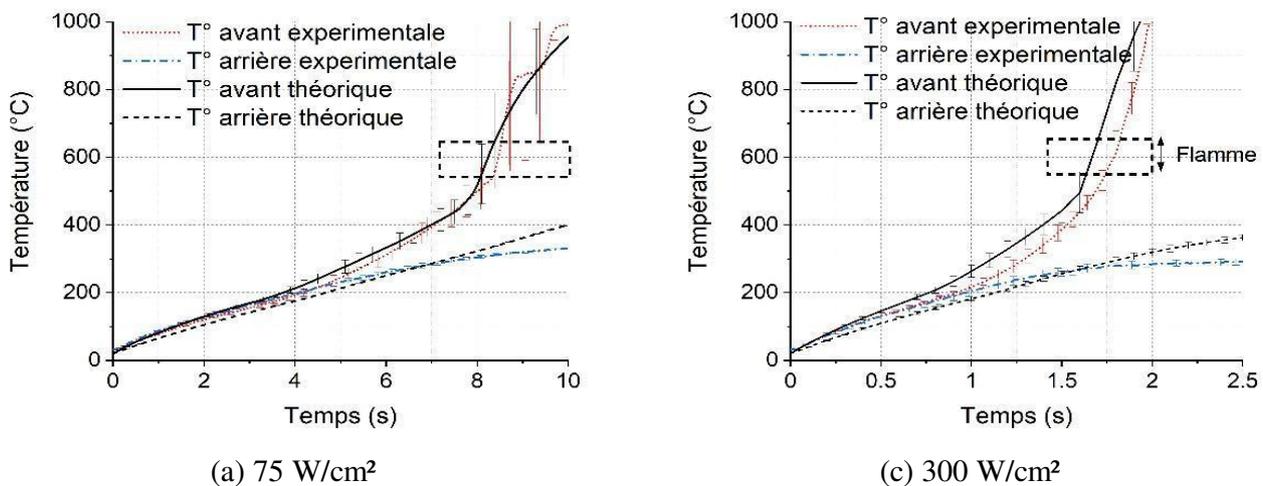


Figure 7 : Comparaison des températures théoriques et expérimentales sur les faces avant et arrière d'un échantillon de verre-époxy 12 plis pour deux densités de flux.

Nous pouvons supposer que le faisceau laser est absorbé par la flamme et par la surface carbonisée, ce qui peut expliquer en partie le plateau de température en face arrière après le début de la flamme. Les résultats présentés en Fig. 7b sont assez similaires (idem flux de 150 W/cm<sup>2</sup> non montré ici). Les résultats théoriques sont proches des températures expérimentales jusqu'à 200 °C. Ensuite, la température théorique avant demeure plus élevée que les températures expérimentales mais présente toujours le même comportement. Plusieurs facteurs peuvent expliquer ces différences. Premièrement, les vitesses de chauffe utilisées dans la loi d'Arrhenius sont constantes, ce qui n'est pas le cas ici, surtout pour les densités de flux les plus élevées. Ceci pourrait expliquer la meilleure correspondance entre les résultats théoriques et expérimentaux à 75 W/cm<sup>2</sup>. De plus, la loi d'Arrhenius est une loi empirique et l'écart important entre les vitesses de chauffe utilisées lors de la caractérisation du matériau et lors des mesures de température peut atteindre les limites de cette loi. De même, l'irradiation avec des densités de flux très élevées peut induire certains phénomènes non linéaires inconnus qui ne se produisent pas à de faibles vitesses de chauffe. En outre, les méthodes utilisées pour mesurer les propriétés du matériau en fonction de la température et les mesures de température pendant une irradiation laser à haute énergie peuvent conduire à des erreurs expérimentales. Néanmoins, le modèle théorique fournit des résultats pertinents et permet de prédire le champ de température d'un matériau composite semi-transparent irradié par un laser à haute énergie.

## 5. Conclusion

Un modèle thermique permet de calculer le champ de température d'un matériau composite semi-transparent soumis à une source laser de haute énergie. Ce modèle est basé sur la résolution de l'équation de la chaleur par la méthode des éléments finis avec le logiciel COMSOL Multiphysics®. La propagation et l'absorption du laser à l'intérieur du matériau sont calculées à partir des propriétés radiatives volumiques et surfaciques identifiées dans des études précédentes et de la résolution de l'équation de transfert radiatif par la méthode de Monte Carlo. Le profil d'absorption est ensuite approximé et discrétisé afin d'être implémenté dans le logiciel. Les propriétés thermiques du matériau, à savoir l'émissivité, la masse volumique, la chaleur spécifique et la conductivité thermique ont été mesurées en fonction de la température de 20 à 400 °C. Afin d'évaluer la différence de cinétique de chauffe entre les mesures de caractérisation (entre 1 et 20 °C/min) et le problème réel (entre 3600 et 14000 °C/min), la loi d'Arrhenius a été utilisée dans le modèle. Cette loi empirique permet de minimiser l'impact induit par les

différences des vitesses de chauffe. Un dispositif expérimental capable de délivrer un flux homogène d'une densité de 75, 150 et 300 W/cm<sup>2</sup> sur un matériau composite a été développé afin de confronter les températures théoriques obtenues avec le modèle et les températures mesurées. Les températures théoriques et expérimentales correspondent bien jusqu'à l'apparition de la flamme, domaine de validité du modèle. Les résultats théoriques s'ajustent mieux pour la densité de flux de 75 W/cm<sup>2</sup> que pour celle de 300 W/cm<sup>2</sup> probablement à cause des limites de la loi d'Arrhenius et/ou à cause de certaines approximations sur les propriétés radiatives et thermiques du matériau. Néanmoins, l'évolution des températures avant et arrière de l'échantillon pour les trois différentes densités de flux est bien prédite par le modèle. Le champ de température calculé par le modèle semble pertinent jusqu'à l'apparition de la flamme.

## Références

- [1] Allheily, V., Merlat, L. & L'Hostis, G. Experimental and numerical investigations of laser-induced thermal effects on composite materials. *Proc. SPIE 11162, High Power Lasers: Technology and Systems, Platforms, Effects III*. 2019. pp. 111620.
- [2] Wietzke, S., Jansen, C., Jung, T., Reuter, M., Baudrit, B., Bastian, M., Chatterjee, S. & Koch, M. Terahertz time-domain spectroscopy as a tool to monitor the glass transition in polymers. *Optics Express*. 2009. Vol. 17, n° 21, pp. 19006-19014.
- [3] Le Louët, V., Rousseau, B., Le Corre, S., Boyard, N., Tardif, X., Delmas, J. & Delaunay, D. Directional spectral reflectivity measurements of a carbon fibre reinforced composite up to 450 C. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. Vol. 112, pp. 882-890.
- [4] Grove, S.M. Thermal modelling of tape laying with continuous carbon fibre-reinforced thermoplastic. *Composites*. 1988. Vol. 19, n° 5, pp. 367-375.
- [5] Hassan, N., Thompson, J. & Batra, R.C. A Heat Transfer Analysis of the Fiber Placement Composite Manufacturing Process. *Journal of Reinforced Plastics and Composites*. 2005. Vol. 24, n° 8, pp. 869-888.
- [6] Stockes-Griffin, C.M. & Compston, P. Optical characterisation and modelling for oblique near-infrared laser heating of carbon fibre reinforced thermoplastic composites. *Optics and Laser in Engineering*. 2015. Vol. 72, pp. 1-11.
- [7] Toso, Y.M.P., Ermanni, P. & Poulidakos, D. Thermal Phenomena in Fiber-reinforced Thermoplastic Tape Winding Process: Computational Simulations and Experimental Validations. *Journal of composite materials*. 2004. Vol. 38, n° 2, pp. 107-135.
- [8] Ilie, Mariana, Kneip, J.C., Mattei, S., Nichici, A., Roze, C. & Girasole, T. Through-transmission laser welding of polymers – temperature field modeling and infrared investigation. *Infrared Physics & Technology*. 2007. Vol. 51, pp. 73-79.
- [9] Akué Asséko, A.C., Cosson, B., Schmidt, F., Gilblas, R., Le Maoult, Y. & Lafranche, E. Thermal modeling in composite transmission laser welding process: light scattering and absorption phenomena coupling. *Infrared Physics & Technology*. 2015. Vol. 72, pp. 293-299.
- [10] Allheily, V. *Étude et modélisation des effets de l'irradiation laser sur des matériaux composites (thèse de doctorat)*. Université de Strasbourg, 2019.
- [11] Retailleau, F., Allheily, V., Merlat, L., Henry, J-F. & Randrianalisoa, J. Temperature dependent radiative properties of semi-transparent fiberglass-epoxy composite materials from 20 °C to 200 °C. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2022. Vol. 184, pp. 122319.
- [12] Retailleau, F., Allheily, V., Merlat, L., Henry, J-F. & Randrianalisoa, J. Experimental characterization of radiative transfer in semi-transparent composite materials with rough boundaries. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. 2020. Vol. 256, pp. 107300.
- [13] Retailleau, F. *Étude du transfert radiatif au sein des matériaux composites semi-transparents (thèse de doctorat)*. Université de Reims-Champagne Ardenne, 2021.
- [14] Kissinger, H.E. Reaction kinetics in differential thermal analysis. *Analytical Chemistry*. 1957. Vol. 29, n° 11, pp. 1702-1706.

# Large Eddy Simulation of Turbulent Combustion using Adaptive Mesh Refinement in a typical Micro Gas Turbine Combustor

Antoine VERHAEGHE<sup>1\*</sup>, Alessio PAPPA<sup>1</sup>, Ward DE PAEPE<sup>1</sup>, Pierre BENARD<sup>2</sup>, Laurent BRICTEUX<sup>1</sup>

<sup>1</sup>University of Mons, Polytechnic Faculty, Mechanical Department, 7000 Mons, Belgium

<sup>2</sup>Normandie University, INSA Rouen, UNIROUEN, CNRS, CORIA, Rouen 76000, France

\*(Corresponding author: antoine.verhaeghe@umons.ac.be)

**Abstract** - This work aims at assessing an LES adaptive mesh refinement method on a specific test case: a typical industrial mGT burner. Dynamic adaptive mesh refinement allows to refine automatically, over time, regions of interest in the mesh, i.e. the flame zone for combustion applications. By comparing with an user-made mesh, the mesh adaptation provides a more accurate flame resolution without significantly increasing the computational cost.

## Nomenclature

<i>AMR</i>	Adaptive Mesh Refinement	<i>S</i>	Flame Sensor
<i>CHP</i>	Combined Heat and Power	<i>TFLES</i>	Thickened Flame model for LES
<i>CFL</i>	Courant-Friedrich-Levy	<i>Y</i>	Mass Fraction
<i>EGR</i>	Exhaust Gas Recirculation	<i>Greek symbols</i>	
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation	$\epsilon$	Relative metric error
<i>mGT</i>	micro Gas Turbine	$\dot{\omega}$	Source term
<i>M</i>	Metric, mm		

## 1. Introduction

Accurate simulation of combustion is critical to assess the performances and emissions of a gas turbine combustor, as well as to identify possible issues or instabilities. In a context of global energy transition towards cleaner and more efficient decentralized power generation, small-scale combined heat and power production (CHP) units, such as micro Gas Turbines (mGTs), have to become more fuel and operational flexible. Several advanced cycle concepts have been studied and proven effective to enhance the flexibility of mGTs in CHP. Nevertheless, for all of these cycles, the combustion chamber is currently the limiting factor to implement these advanced cycle modifications, withholding the exploitation of their full potential. The combustion chamber must work under unconventional diluted conditions, such as Exhaust Gas Recirculation (EGR) — to perform carbon capture — or humidification — to allow to decouple heat and electric production by increasing the electrical efficiency and while doing so, also the profitability —, or must burn alternative fuels, i.e. Electro-fuels (E-fuels) — such as green hydrogen coming from the electrolysis of the excess renewable production — and Bio-fuels (such as syngas), while still ensuring flame stability, performances and low emissions.

To investigate the impact of such advanced cycle modifications or the use of different fuels on the combustion process, Large Eddy Simulation (LES) is a powerful tool. Indeed, LES can provide details of unsteady flow structures and can predict possible instabilities, known to be critical in many industrial practical applications. However, LES, still being rather limited to academic cases, remains challenging for real industrial applications. Indeed, the accuracy

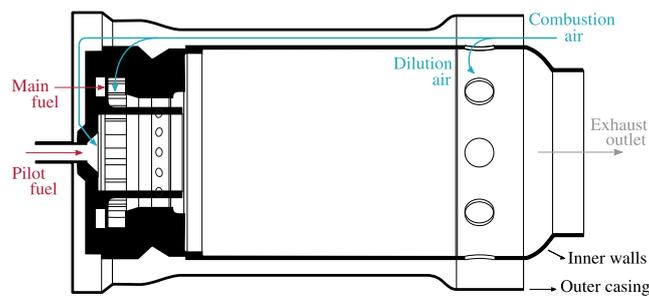


Figure 1: The Turbec T100 combustion chamber is a reverse (or counter-current) flow can burner where the combustion air is entering between the outer casing and the inner walls of the combustor. The air reaches then the dilution holes, the pilot and main injectors by passing on the external surface of the inner walls.

and quality of LES strongly depends on the mesh size. Therefore, performing LES induces a high computational cost due to the required heavy grids for complex industrial applications, like mGT combustors. Moreover, the mesh generation might be complex, especially when the regions of interest are not intuitively known.

An innovative solution to simplify mesh generation and to reduce computational cost lies in dynamic Adaptive Mesh Refinement (AMR). This technique consists in automatically refining the mesh all along the computational process, in the region of interesting quantities, according a physical criterion (turbulence, gradients, heat release, ...). Dynamic AMR features several advantages compared to a classical static refined mesh, such as: less prior knowledge needed of the solution during the meshing phase; significant less meshing time and human effort before the simulation; and finally, it allows to generate lighter meshes with less computational elements in the zones where there is no key physical quantities, reducing theoretically the computational cost while maintaining or even improving the results accuracy [1].

However, LES of combustion with dynamic AMR has only been tested on academic cases with simple geometries and relatively light meshes. Therefore, the objective of this work is to investigate the application of AMR for LES of a complex industrial geometry to capture the combustion more accurately without significantly increasing the computational cost. In this respect, a dynamic AMR method will be implemented on the LES of a typical industrial mGT burner, namely the Turbec T100 mGT combustor. The paper is organized as follow: a description of the test case set-up, then the computational approach methodology, and finally the results where the methodology is assessed on the test case for different AMR strategies.

## 2. T100 mGT Combustor

The considered mGT combustor has been inspired on the combustion chamber of the Turbec T100 mGT [2] which features a can swirl burner layout (Fig. 1). The particularly challenging mesh generation for industrial gas turbine combustors, due to the geometrical complexity, requires simplification with respect to the actual geometry. Therefore, the complex geometry of the original burner (Fig. 1) has been adapted to a simplified cylindrical layout, as presented in Fig. 2. Despite the simplifications, this generic geometry still conserves and represents the main features of the actual chamber, while offering flexibility, as well as allowing to assess the general trends required by the main goal of the previous works of the authors [3]. More details about characteristics of the simplified combustion chamber can be found in [3]. Similar operating conditions as for the T100, reported in Table 1, have been considered in this work.

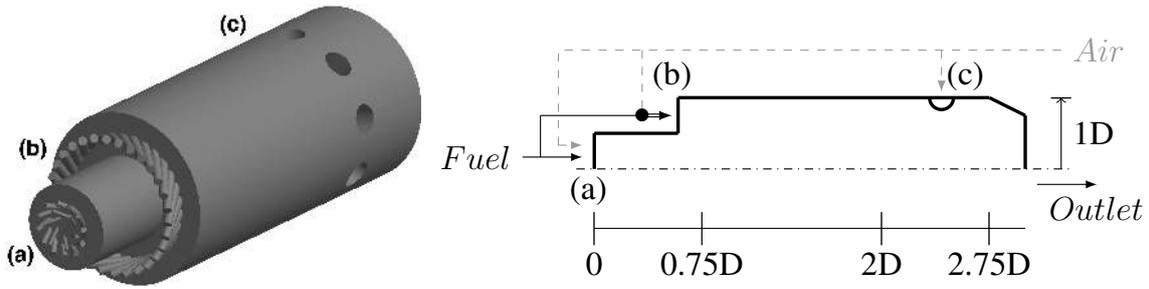


Figure 2: 3D and 2D representations of the simulation domain defined by the inner walls of the combustion chamber (Fig. 1) where the total combustion air flow rate is distributed as follows: 4 % in the 12 pilot injectors for air (and 6 for fuel) for the diffusion pilot flame (a), 21 % in the 30 main premixed injectors (b) and 75 % through the 9 dilution holes (c).

	Typical mGT case
Total air mass flow rate [g/s]	690
Pilot fuel injector mass flow rate [g/s]	1
Main fuel injector mass flow rate [g/s]	5.5
Pressure [bar]	4
Fuel inlet temperature [K]	300
Air inlet temperature [K]	865
Thermal power [kW]	325
Overall equivalence ratio [.]	0.163
Fuel mass fraction $Y_{fuel}$	100 % CH <sub>4</sub>
Combustion air mass fraction $Y_{air}$	76.79 % N <sub>2</sub> / 23.21 % O <sub>2</sub>

Table 1: Operating conditions of the generic combustion chamber representative for operation at nominal power of the actual combustor of the Turbec T100.

### 3. Computational approach

#### 3.1. Numerical set-up

Large Eddy simulations were performed using the massively parallel flow solver YALES2 [4]. This finite-volume code solves the low-Mach number Navier-Stokes equations using a projection method for variable density flows. Equations are solved using a 4<sup>th</sup> order centered scheme in space and a 4<sup>th</sup> order Runge-Kutta-like scheme in time. The turbulent sub-grid scale stresses are modelled with the local dynamic Smagorinsky model. The stability of the time integration is ensured with an adaptive time step that keeps the maximum local CFL number under 0.4. A classical log-law profile is used as wall model. Moreover, adiabatic walls condition is considered (no heat losses). The LES of the combustion are performed coupling finite-rate chemistry to a detailed chemical mechanism. The conservation equations for reacting flows (mass, species, momentum and energy) are solved by transporting all species of the chemical mechanism and evaluating the source terms from the kinetic mechanism. The kinetic scheme DRM19 (21 species and 84 reactions) is used in our LES [5]. The dynamic Thickened Flame model (DTFLES) is used to model the sub-grid scale turbulence/chemistry interaction on the LES grid [6]. The flame thickening is locally activated in regions identified by the flame sensor. This flame sensor is based on the species source term  $\dot{\omega}_C$ , which depends on reaction products:  $\dot{\omega}_C = \dot{\omega}_{CO_2} + \dot{\omega}_{CO} + \dot{\omega}_{H_2O}$ . The flame sensor is set to 1 when  $\dot{\omega}_C$  exceeds 10% of its maximal value for a 1D laminar flame in the same operating conditions. The use of the DRM19

mechanism and of the DTFLES model has been validated in previous works [7].

### 3.2. Adaptive Mesh Refinement

The AMR process involves imposing a target metric in some mesh regions according to a user-defined criterion. This criterion must allow to identify the zones of interest in the mesh. For combustion applications, regions of interest correspond to the flame front where most of chemical reactions occur. Therefore, the flame sensor  $S$ , aiming to identify the flame front for the TFLES model, can be used as mesh adaptation criterion. Hence, regions of interest are identified as regions in which the flame sensor is not zero. Then two target metrics have to be specified: the target metric in the flame front, called the front metric, and the target metric in non-reactive regions, i.e the regions outside the flame front, called the background metric. The front metric is defined as a constant and the background metric can be defined in two ways: either by imposing a constant metric value, or by keeping the metric of the initial mesh. The transition between cells in the flame front and in background region is driven by a fixed maximum cell size gradient.

The highly turbulent character of the combustion process involves a random flame front displacement over time in the combustion chamber. Therefore, the mesh has to be adapted over time to match the target metric with the flame front location. In this respect, it is necessary to define when the adaptation will be triggered during the simulation. To this end, the approach used consists in triggering mesh adaptation when the mesh metric deviates from the target metric. With this in mind, the relative metric error is defined:

$$\epsilon = \max \left( \left| \frac{M_{current} - M_{target}}{M_{target}} \right| \right), \quad (1)$$

where  $M_{current}$  and  $M_{target}$  are respectively the current cell metric and the target cell metric. The adaptation process is triggered when this relative error exceeds a maximum acceptable error  $\epsilon_{max}$  set at 200% in this work. The main advantage of this method is that it is based on a numerical indicator and not a physical one. Therefore, the mesh adaptation does not depend on the flow dynamics and can treat combustion in the same way under different diluted conditions, allowing for future works to integrate advanced cycles such as humidification, Exhaust Gas Recirculation (EGR) or alternative fuels combustion such as hydrogen.

## 4. Results

Adaptive Mesh Refinement (AMR) has been applied to the mGT combustor configuration, starting from a reference case [3], with a mesh size of about 33 millions of elements. Two AMR cases were considered: for the first case (AMR1) a 1 mm metric is set in the flame front and a 5 mm constant background metric in other regions, while for the second case (AMR2) a 1 mm metric is set in the flame region but the initial REF mesh is conserved in the background zone. Meshes obtained for both cases, compared to the initial mesh, captured at one specific moment are shown in Fig. 3. For both cases, simulations ran collecting statistics over 3 convective times.

### 4.1. Qualitative analysis

The flame sensor maps, used to identify the flame location, are superimposed to the meshes of the 3 cases in Fig. 3. For the REF case, we can clearly observe that the flame, characterized by a flame sensor value larger than zero (red color), extends outside the refined zone, especially close to the wall. It demonstrates that the predefined regions in the reference mesh are not large

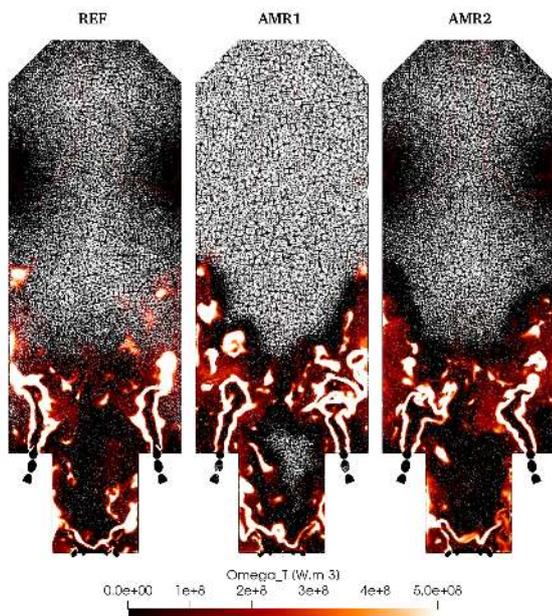


Figure 3: Comparison of the instantaneous reaction rate fields, superposed to the mesh, in a 2D cross section plan along the axial axis, highlight that in the REF case (left) the flame extends beyond the predefined refined zone, while in both AMR1 (center) and AMR2 (right), the mesh is refined around the flame.

enough to encompass the flame. In contrast, the flame is well contained within the refined zone for both AMR cases. In addition, we can observe that the geometry of the refined zone in the AMR cases correspond to the shape of the flame. This refined zone is nevertheless enlarged to ensure a safety margin. Indeed, the number of propagation cells  $N_p$  has been set at 7. This safety margin allows to compensate metric errors close to 200% while ensuring that the flame is enclosed within the refined mesh. Note that the values of the parameters  $\epsilon_{max}$  and  $N_p$  have been mutually determined to correctly capture the flame along the simulation while ensuring a reasonable computational cost.

The turbulent flow resolution in the combustion chamber can be qualitatively assessed by using the Q-criterion which allows to visualize resolved turbulent structures [4]. As shown in Fig. 4, the swirl injection induces the production of turbulent structures in the pilot and main flame regions for the 3 cases. However, both AMR cases present more observable vortical structures near the combustor walls and in the flame diffusion zone compared to the reference case due to a finer mesh resolution in these regions. Then, near the dilution holes at the combustor outlet, highly turbulent motions are observed for the reference and AMR2 cases, while almost none of these structures are resolved for the AMR1 case owing to a too poor mesh resolution in this region. Indeed, this zone without combustion has been automatically de-refined for the AMR1 case.

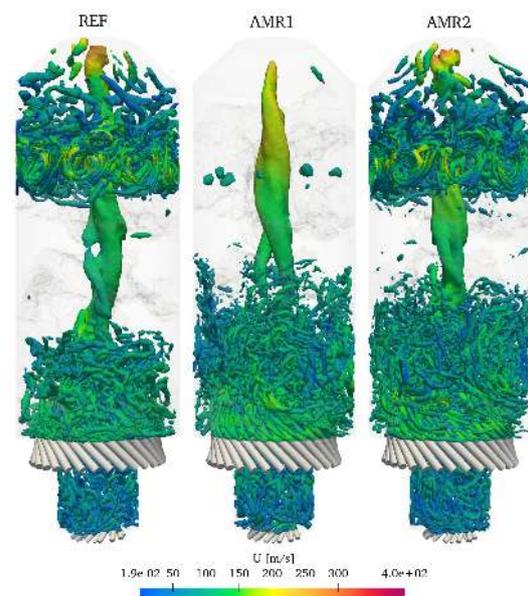


Figure 4: Iso-contours of Q-criterion at value  $Q = 5 * 10^7 \text{ s}^{-2}$  coloured by the velocity for the REF (left), AMR1 (center) and AMR2 (right) cases show that the AMR2 case provides as much details as AMR1 case in the flame area, but still allows to capture the turbulence generated by the dilution holes as for REF case.

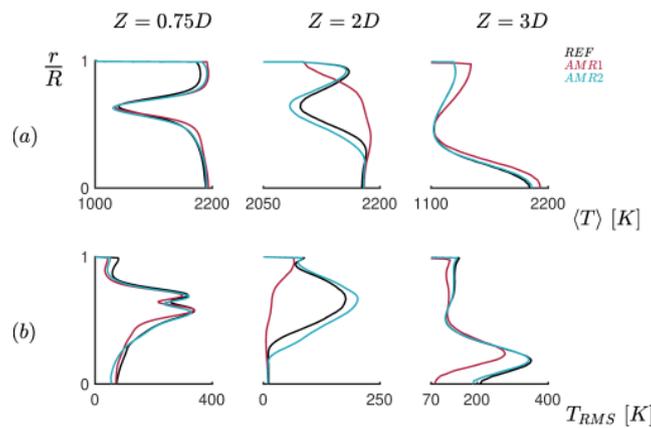


Figure 5: Comparison of azimuthal time average (a) and RMS (b) temperature between the reference (in black), AMR1 (in blue) and AMR2 (in red) cases in 3 positions taken along the combustion chamber:  $Z=0.75D$ ,  $Z=2D$  and  $Z=2.75D$ , demonstrating the benefits of applying AMR in the flame region.

## 4.2. Quantitative analysis

To confirm the observed trends in the qualitative analysis, a quantitative comparison of temperature and reaction rate profiles has been performed at 3 axial positions along the combustion chamber (Fig. 2): in the flame region ( $Z=0.75D$ ), before the dilution holes ( $Z=2D$ ) and close to the outlet ( $Z=2.75D$ ). Fig. 5 shows the azimuthal time average and RMS temperature profiles for the 3 cases.

Regarding the temperature, we can observe that the 3 profiles are similar in the flame region ( $Z=0.75D$  Fig. 5 (a)). Nevertheless, slightly higher temperatures are observed close to the wall for the AMR cases (difference of  $100\text{ }^\circ\text{C}$  representing an increase of 5%). Indeed, for both AMR cases, the mesh is refined in this region when the flame propagates along the wall, while the REF case presents a coarser mesh in this zone. Therefore, the temperature is more accurately predicted in both AMR cases close to the wall. Before the dilution holes ( $Z=2D$ ), we can notice two different profile trends: for the AMR1 case, the temperature is maximal at the center of the combustion chamber and decreases when approaching the wall, while, for the REF and AMR2 cases, the minimal temperature is observed at a certain distance from the wall. This difference can be explained by the fact that the more refined REF and AMR2 meshes allow to capture correctly the cold air flow entering the combustion chamber through the dilution holes compared to the AMR1 case. At the outlet of the combustion chamber ( $Z=2.75D$ ), the AMR1 profile presents higher temperatures and lower fluctuations than both other cases. Moreover, the average temperature at the outlet are  $1244\text{K}$  for the REF case,  $1302\text{K}$  for the AMR1 case and  $1244\text{K}$  for the AMR2 case. This clearly highlights that the dilution effect of flue gas by cold air is not properly captured by the AMR1 mesh, leading to an overestimation of the outlet temperature.

The mass fractions of the  $CO_2$  and  $CO$  emissions at the outlet of the combustion chamber are reported in Table 2. The  $CO_2$  and  $CO$  emissions are similar for the REF and AMR2 cases, while higher emissions are observed for the AMR1 case, showing the strong influence of the mesh on the emissions calculation. Indeed, in the combustion region, the mesh size, and thus the thickening factor, have an impact on the species production and more especially on intermediate species, such as  $CO$ , as highlighted by Bénard et al. [8]. Then, at the outlet, the effect of the air dilution is less accurately captured with the coarser the mesh (AMR1 case), resulting in higher  $CO_2$  and  $CO$  concentrations.

### 4.3. Computational cost

This section presents a comparison of computational resources used between the REF, AMR1 and AMR2 cases (Table 3). The simulation were performed on the Zenobe cluster [9]. The adapted grid AMR1 contains a lower number of cells than the reference mesh due to de-refining in non-combustion areas, while the AMR2 mesh has a slightly higher number of cells than the reference mesh. The reduced number of cells in the AMR1 mesh has the advantage of requiring less computing cores compared to the other two cases. Moreover, as shown in Table 3, the mesh adaptation has an influence on the mean time step, especially for the AMR1 case. Indeed, the limiting cells, which set the time step, are located around the dilution holes for the REF and the AMR2 cases because of the fine mesh and the high flow velocity in this zone. Whereas the limiting cells for the AMR1 case are located in the main injector because the mesh is coarser around dilution holes, which explains the higher average time step. Regarding the CPU cost, the AMR1 and AMR2 cases are respectively 17% and 70% more expensive than the reference case, highlighting the high cost of dynamic mesh adaptation. Indeed, the mesh adaptation contributes, respectively for the AMR1 and AMR2 cases, to 33% and 15% of the total CPU cost.

## 5. Conclusions

This paper presents a dynamic adaptive mesh refinement methodology for LES of a typical industrial mGT combustor. The mesh adaptation is based on a flame sensor criterion allowing to identify combustion regions. The mesh adaptation triggering is based on the relative metric error, representing the deviation from the target metric. Starting from an initial mesh, refined according to the experience of the users, two different AMR strategies have been compared. The first implies the refinement in combustion regions and the de-refining of other zones, while the second considers the refinement in the flame region but keep the reference mesh in non-combustion regions. The results show obviously a more accurate combustion resolution in the flame region for both AMR cases compared to the reference case. However, the de-refining of non-combustion regions leads to a less accurate resolution of the flue gas dilution at the outlet of the combustion chamber, overestimating outlet emissions and temperature. Regarding the computational cost, although this mesh is by average 40% lighter than the reference mesh, the total CPU cost is 17% higher due to the significant cost of mesh adaptation. The second case, keeping the initial mesh in background and, thus, containing a slightly higher number of cells than the reference mesh, is 70% more expensive.

In summary, adaptive mesh refinement allows to generate automatically a quality mesh in region of interest, i.e. in the flame zone, reducing significantly human effort but increasing computational cost. However, the computational cost can be lowered by reducing the resolution in the dilution region if an accurate prediction of emissions is not required.

	REF	AMR1	AMR2
$Y_{CO_2}$	2.57 %	2.99 %	2.56 %
$Y_{CO}$	34 ppm	48 ppm	35 ppm

Table 2: Time and space average of the mass fractions emissions of the  $CO_2$  and  $CO$  at the outlet of the combustion chamber for reference and AMR cases, highlighting the negative impact on emission prediction of using a coarse mesh in the dilution region.

	REF	AMR1	AMR2
Mean number of mesh elements [Millions]	33.1	19.6	34.5
Mean number of mobilized cores	662	360	697
Mean time step [ $\mu$ s]	0.28	0.41	0.35
Total CPU cost for 1 ms [kCPUh]	3.18	3.73	5.44
Mesh adaptation CPU cost for 1 ms [kCPUh]	0	1.24	0.83
Mesh adaptation CPU cost/ Total CPU cost [%]	0	33.1	15.24

Table 3: *Computational performances for reference and both AMR cases, illustrating the high cost of mesh adaptation.*

## References

- [1] P. Bénard, G. Balarac, V. Moureau, C. Dobrzynski, G. Lartigue, Y. D'Angelo, Mesh adaptation for large-eddy simulations in complex geometries, *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 81 (12) (2016) 719–740.
- [2] Turbec, T100 microturbine CHP system: Technical description version 4.0 (2010-2011).
- [3] A. Pappa, B. Bricteux, P. Bénard, W. De Paepe, Can water dilution avoid flashback on a hydrogen enriched micro gas turbine combustion? — a large eddy simulations study, *Journal of Engineering for Gas Turbine and Power* 143 (2020) 041008.
- [4] V. Moureau, P. Domingo, L. Vervisch, Design of a massively parallel CFD code for complex geometries, *Comptes Rendus Mecanique* 339 (2-3) (2011) 141–148.
- [5] A. Kazakov, M. Frenklach, DRM19 mechanism.
- [6] O. Colin, F. Ducros, D. Veynante, T. Poinsot, A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion, *Physics of Fluids* 12 (7) (2000) 1843–1863.
- [7] A. Pappa, M. Cordier, P. Bénard, L. Bricteux, W. De Paepe, How do water and co2 impact the stability and emissions of the combustion in a micro gas turbine? — a large eddy simulations comparison, *Energy* 248 (2022) 123446.
- [8] P. Bénard, G. Lartigue, V. Moureau, R. Mercier, Large-eddy simulation of the lean-premixed preccinsta burner with wall heat loss, *Proceedings of the Combustion Institute* 37 (4) (2019) 5233 – 5243.
- [9] C. C. des Equipements de Calcul Intensif, [Consulted on 30/04/2020]. [link].  
URL <http://www.ceci-hpc.be/clusters.html>

## Acknowledgements

The investigations presented in this paper have been achieved thanks to the facilities of the Consortium des Equipements de Calcul Intensif (CECI) funded by the Fond de la Recherche Scientifique de Belgique (FRS-FNRS) under convention 2.5020.11. The authors thank also G. Lartigue and V. Moureau for providing the code YALES2. Moreover, the authors would like to acknowledge the financial support received from the FPS Economy, Energy Transition Fund (Project BEST).

# Identification de modèles paramétriques monodimensionnels d'un four de brasage et de sa charge

Adrien BARTHÉLÉMY<sup>1,2\*</sup>, Benjamin RÉMY<sup>1</sup>, Vincent SCHICK<sup>1</sup>, Thierry MAZET<sup>2</sup>, Gaëtan BERGIN<sup>2</sup>, Célien ZACHARIE<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMETA), Université de Lorraine  
2 avenue de la Forêt de Haye, 54500 Vandœuvre-lès-Nancy

<sup>2</sup> Fives Cryo, 25 bis rue du Fort, 88190 Golbey

\* (auteur correspondant : adrien.barthelemy@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - Une piste pour caractériser la thermique d'un système industriel composé d'un four de brasage sous vide et de sa charge consiste en l'identification de modèles paramétriques ARX. Ces derniers peuvent constituer un outil dans la gestion de problèmes métrologiques. Dans cet article, des modèles ARX sont estimés dans un cas théorique monodimensionnel après avoir été sélectionnés par une méthode de recherche aveugle exploitant le critère d'Akaike remanié. Certains modèles ARX prometteurs demeurent robustes avec l'ajout d'un bruit artificiel ainsi que sur des données réelles.

## Nomenclature

$AIC$	Critère d'Information d'Akaike	$n$	Ordre d'ARX
ARX	Auto Regressive model with eXternal inputs	$P$	Puissance, W
$a$	Coefficient autorégressif	$SAIC$	Somme des AIC (calibration et validation)
$b$	Coefficient exogène	$T$	Température, K
$c_p$	Capacité thermique, J/kg/K	$u$	Entrée d'ARX
$e$	Épaisseur, mm	$y$	Grandeur à modéliser, sortie d'ARX
$fit$	Ajustement paramétrique	$\varepsilon$	Émissivité radiative
$k$	Indice de discrétisation temporelle	$\rho$	Masse volumique, kg/m <sup>3</sup>
$m$	Nombre de mesures	$\sigma$	Écart-type
		$\lambda$	Conductivité thermique, W/m/K

## 1. Introduction

L'opération de brasage est une étape cruciale lors de la fabrication industrielle d'échangeurs en aluminium à plaques et ondes brasées. Se déroulant dans un four de brasage sous vide doté de dizaines de panneaux radiants, la chauffe homogène de la charge (futur échangeur), jusqu'à fusion de la brasure, est assurée par un système de régulation exploitant les mesures de dizaines de thermocouples en surface et au centre de la charge. Toutefois, un dysfonctionnement métrologique peut altérer cette homogénéité. Il en résulte des gradients thermiques lors de la chauffe, sources de contraintes mécaniques dommageables.

Pour résoudre ce problème, l'usage d'un modèle de comportement décrivant le système dans son ensemble (four et charge) est alors envisagé. En effet, le modèle pourrait fournir des données synthétiques de remplacement des mesures jugées fausses. Pour des raisons industrielles (rapidité des calculs, variabilité et méconnaissance des propriétés physiques du système), le choix du type de modèle s'est porté sur les modèles réduits paramétriques, et plus précisément sur les modèles ARX.

## 2. Description du problème

Un échangeur en aluminium à plaques et ondes brasées est fabriqué par l'empilement alterné de feuilles ondulées (ondes) et de tôles de séparation recouvertes de brasure (plaques)<sup>[1]</sup>, comme illustré sur la figure 1. Cet empilement doit subir l'opération de brasage pour devenir un bloc uni (puis *in fine* l'échangeur après d'autres étapes industrielles) par la fusion puis la resolidification de la brasure qui lie plaques et ondes entre elles.

Le système d'étude est le four de brasage avec sa charge.

La *charge* est l'empilement de plaques et d'ondes à braser (pavé gris à droite sur la figure 2) ainsi qu'un outillage complexe (plaques de renfort et système de compression avec ressorts) entourant l'empilement et qui n'est pas considéré dans cet article.

Le *four de brasage* est une enceinte cylindrique (à gauche sur la figure 2) sous vide et refroidie par un thermostat. A l'intérieur, l'association parallélépipédique de 88 panneaux radiants entoure entièrement la charge. Chaque panneau radiant est composé d'une résistance en molybdène accolée à un double écran d'acier. L'injection d'une puissance électrique dans chaque panneau permet au four de chauffer la charge par transfert radiatif, puis par transfert conductif au sein de la charge, jusqu'à atteindre la température de fusion de la brasure. Pour éviter d'engendrer de trop fortes contraintes thermo-mécaniques dans la charge durant la chauffe, des dizaines de thermocouples y sont insérés en surface dans des perçages (étoiles de la figure 2), plus un au cœur, et fournissent en continu des mesures de température à un système de régulation. Celui-ci adapte la puissance des panneaux pour limiter l'apparition de gradients thermiques importants en surface ou entre la surface et le cœur et avoir ainsi la chauffe la plus homogène possible.



Figure 1 : Éléments constitutifs d'un échangeur

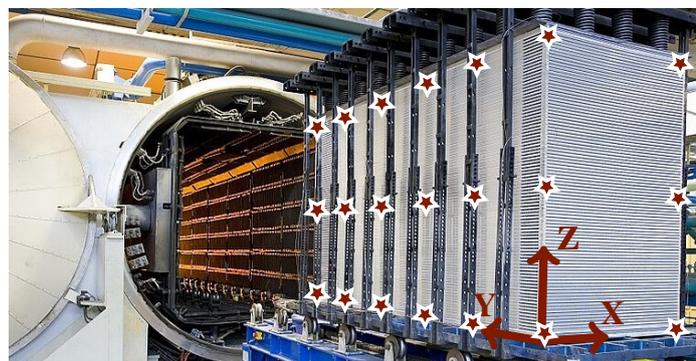


Figure 2 : Charge avant son enfournement dans le four de brasage (Fives Cryo, site de Golbey)

Toutefois, un dysfonctionnement métrologique (thermocouple en panne, biaisé, ...) peut altérer la régulation et donc nuire à une chauffe correcte de la charge. Dès lors, des défauts structurels apparaissent et entraînent la mise au rebut du futur échangeur incapable de passer les contrôles de qualité, ce qui représente un préjudice notable pour le fabricant d'échangeurs.

Une solution envisagée à ce problème métrologique serait l'utilisation en temps réel de modèles recréant l'évolution de la mesure de chaque thermocouple. Outre un rôle de détection d'un éventuel biais de mesure, ces modèles pourraient remplacer les thermocouples défectueux aux yeux de la régulation. Des critères importants conditionnent le choix du type de modèle :

- Propriétés thermophysiques du système mal connues
- Charge différente d'un brasage à l'autre
- Temps de calcul des températures synthétiques court pour un emploi lors de la chauffe

Une première étude<sup>[2]</sup> réalisée chez Fives Cryo a sélectionné les ARX comme type de modèle et a partiellement validé leur pertinence pour le système considéré {four + charge}.

### 3. Modèle ARX

Un modèle ARX discret, permettant de calculer à l'instant  $k$  une grandeur de sortie  $y$  à partir de grandeurs d'entrée  $u$ , est décrit par l'équation suivante (exemple avec deux entrées) <sup>[2] [3]</sup> :

$$y[k] = - \sum_{\substack{i=1 \\ k>i}}^{n_a} a_i y[k-i] + \sum_{\substack{i=1 \\ k \geq i}}^{n_{b,1}} b_{1,i} u_1[k-i-n_{r,1}+1] + \sum_{\substack{i=1 \\ k \geq i}}^{n_{b,2}} b_{2,i} u_2[k-i-n_{r,2}+1] \quad (1)$$

Avec  $n_a \in \mathbb{N}$  l'ordre autorégressif,  $(n_{b,1}, n_{b,2}) \in \mathbb{N}^2$  les ordres exogènes et  $(n_{r,1}, n_{r,2}) \in \mathbb{N}^2$  les retards entrée-sortie. Dans la suite,  $n_r = 0$  pour toutes les entrées.

Ainsi, un ARX exploite les valeurs de  $y$  aux instants précédents via  $n_a$  coefficients  $a$  en plus des valeurs des entrées via  $n_{b,j}$  coefficients  $b_j$  pour chaque entrée  $u_j$ . Ces coefficients sont des paramètres qui ont une signification physique uniquement dans des cas simples, ce qui situe les ARX parmi les modèles de comportement (plus exactement les modèles paramétriques polynomiaux).

Les coefficients d'un ARX (modèle localement linéaire) sont estimés par la méthode des moindres carrés ordinaires : il s'agit donc d'une identification de modèle <sup>[4]</sup>. Cette estimation se fait en deux temps : la *calibration* où les coefficients sont estimés à l'aide d'un jeu de données, puis la *validation* où la qualité de l'estimation est vérifiée avec un autre jeu de données.

Pour évaluer l'adéquation entre la courbe expérimentale  $y_{mes}$  de  $y$  et la courbe synthétique  $y_{mo}$  issue de l'ARX (en calibration comme en validation), l'*ajustement paramétrique*, qui sera par la suite nommé *fit*, peut être utilisé (adéquation parfaite à 100 % de fit) :

$$fit = 100 \times \left( 1 - \frac{\|y_{mes} - y_{mo}\|}{\|y_{mes} - \bar{y}_{mes}\|} \right) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \|\cdot\| & \text{la norme euclidienne} \\ \bar{\cdot} & \text{la moyenne} \end{cases} \quad (2)$$

En outre, lorsque plusieurs ARX d'ordres différents sont estimés pour la même sortie  $y$  et les mêmes entrées  $u$ , le *critère d'information d'Akaike* (AIC) évalue la qualité d'un ARX selon son fit paramétrique (en calibration) ainsi que son ordre global (nombre total de coefficients  $a$  et  $b$ ). Il permet alors de sélectionner un ARX robuste et peu gourmand en paramètres <sup>[3] [5]</sup> :

$$AIC = m \log \left( \frac{\|y_{mes} - y_{mo}\|^2}{m} \right) + 2 \left( n_a + \sum_j n_{b,j} \right) + m (\log(2\pi) + 1) \quad (3)$$

L'étape de validation est négligée par l'AIC. Or, un ARX précis en calibration est industriellement inintéressant s'il s'avère mauvais en validation (c'est-à-dire en exploitation). Une variante de l'AIC est donc utilisée pour faire un compromis entre fit de calibration, fit de validation et ordre global de l'ARX :

$$SAIC = AIC_{cal} + AIC_{val} \quad (4)$$

Les modèles ARX sont compatibles avec les contraintes industrielles (connaissance non nécessaire des propriétés physiques, adaptabilité vis-à-vis de la charge, calcul rapide de  $y$  car peu de paramètres). Dans une thèse réalisée chez Fives Cryo, des ARX *globaux* ont déjà été estimés avec en guise de  $y$  la température *moyenne* mesurée par tous les thermocouples en surface de la charge. Cependant, les ARX *locaux* avec pour  $y$  la température mesurée par un seul thermocouple, donc *en un point* de la charge, restent à déterminer.

#### 4. Modélisation monodimensionnelle et méthode aveugle de recherche

Une méthode simple pour la recherche d'ARX peut se baser sur une modélisation 1D du système {four + charge}. Cette démarche a été effectuée dans la thèse chez Fives Cryo<sup>[2]</sup> mais en supposant la symétrie du système de part et d'autre du centre de la charge. Dans cet article, la modélisation 1D proposée se passe d'une telle hypothèse (figure 3). Entre charge, résistances, écrans et paroi, des transferts radiatifs ont lieu (four sous vide donc pas de convection).

Les grandeurs d'intérêt pour  $y$  sont les températures de peau  $T_{peau}$  (en surface de charge, faces gauche et droite sur la figure 3) ou celle de cœur  $T_{cœur}$  (au centre de la charge). Elles peuvent également intervenir en tant qu'entrées  $u$ , comme la température  $T_{molyb}$  des deux résistances et les deux puissances électriques  $P$  injectées. Toutes ces grandeurs (figure 3) sont mesurables par l'industriel. Cette approche monodimensionnelle peut permettre de déterminer des modèles ARX locaux valables loin des arêtes de la charge. Le tableau 1 fournit des propriétés typiques du système. La valeur du coefficient d'échange convectif  $h$  est inconnue de l'industriel : une valeur amenant aux mêmes températures qu'en réalité est donc choisie.

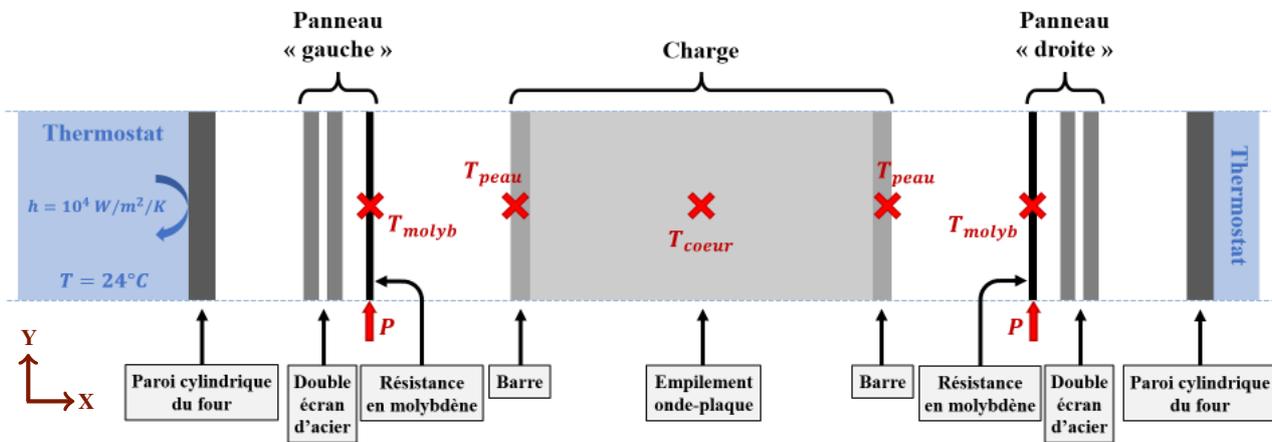


Figure 3 : Modèle 1D du système {four + charge}

Afin de sélectionner les meilleurs ARX monodimensionnels ayant un  $T_{peau}$  ou le  $T_{cœur}$  en sortie (sachant que les degrés de liberté sont les entrées  $u$  et les ordres autorégressif et exogène(s)), une *méthode aveugle* de recherche est appliquée. Sans considération physique préalable, toutes les combinaisons d'entrées sont étudiées successivement pour un  $y$  donné. Pour chaque combinaison d'entrées, toutes les combinaisons d'ordres sont considérées : le  $n_a$  et les  $n_{b,j}$  varient de 1 à 10 (limite arbitraire). La sortie  $y$ , la combinaison d'entrées et la combinaison d'ordres étant fixées, les coefficients de l'ARX correspondant sont estimés (calibration et validation) et le critère SAIC est calculé. Ensuite, lorsque tous les ARX sont estimés pour la sortie  $y$  et la combinaison d'entrées considérées, la combinaison d'ordres dont l'ARX admet la SAIC la plus faible (donc la meilleure) est sélectionnée. Finalement, pour la sortie  $y$ , il ne reste qu'à comparer ces ARX sélectionnés par SAIC (un modèle ARX par combinaison d'entrées) pour extraire les combinaisons d'entrées les plus intéressantes.

Cette démarche permet non seulement d'obtenir les modèles ARX les plus robustes et les moins gourmands en paramètres, mais aussi de déterminer des modèles ARX physiquement peu intuitifs. La méthode aveugle est appliquée dans des cas théoriques puis dans des cas réels.

	$\lambda$ W/m/K	$\rho$ kg/m <sup>3</sup>	$c_p$ J/kg/K	$\epsilon$	$e$ mm
Paroi	20	7864	450	0.80	10
Écran	20	7864	450	1.00	0.7
Résistance	138	10220	450	1.00	2
Barre	160	2700	960	0.18	25
Onde-plaque	16	837	960	—	1300

Tableau 1 : Propriétés géométriques et thermo-physiques du modèle

## 5. Estimation avec des données théoriques

Dans un premier temps, le modèle 1D des figure 3 et tableau 1 est construit dans FlexPDE®. Dans un tel modèle, il est possible de linéariser ou non les transferts radiatifs en  $T^4$  pour étudier l'influence des non-linéarités sur la robustesse des ARX (qui sont linéaires). Il est également envisageable de bruite artificiellement la sortie  $y$  (avec un bruit blanc léger d'écart-type  $\sigma = 0.1 K$ ). Les puissances  $P$  (normalisées) utilisées sont présentées figure 4.

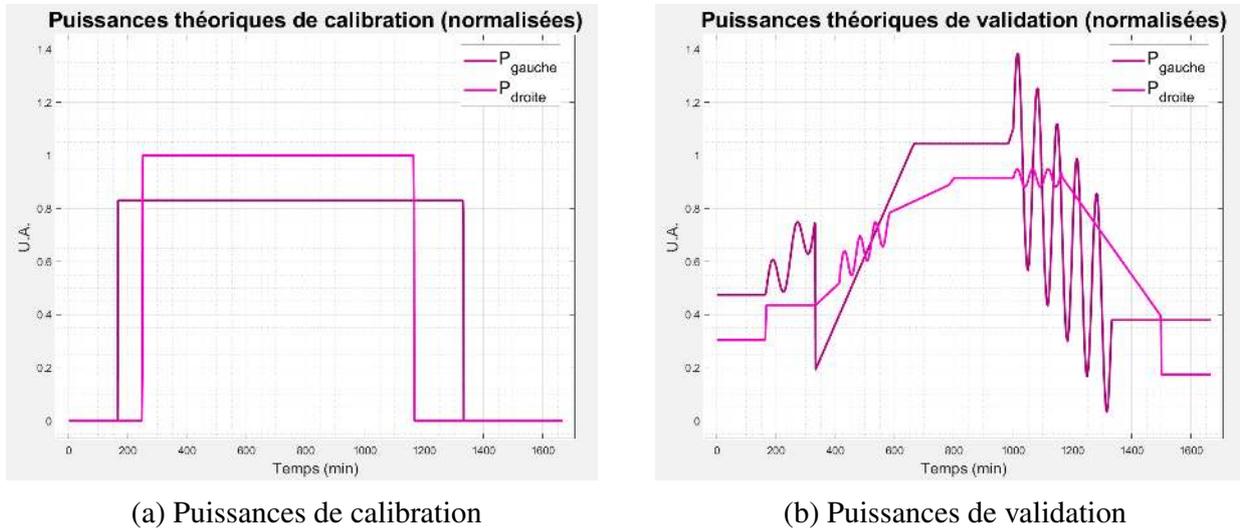


Figure 4 : Puissances de chauffe théoriques normalisées

Les données numériques issues de FlexPDE® (évolutions temporelles des puissances et des températures) sont utilisées pour l'estimation des modèles ARX lors de la phase de chauffe uniquement, c'est-à-dire avant fusion de la brasure. Les résultats de la méthode aveugle (ordres et fits) sont regroupés dans les tableaux 2 et 3. Les combinaisons d'ordres sélectionnées en l'absence de bruit sont directement utilisées dans les cas avec bruit pour tester la robustesse des ARX (les fits sont calculés par rapport aux données numériques non bruitées).

$y = T_{\text{coeur}}$	Transferts radiatifs linéarisés		Transferts radiatifs non linéarisés	
	Sans bruit	Bruit standard ( $\sigma = 0.1 K$ )	Sans bruit	Bruit standard ( $\sigma = 0.1 K$ )
<b>[<math>T_{\text{peau, gauche}} + T_{\text{peau, droite}}</math>] <math>\rightarrow T_{\text{coeur}}</math> (entrées <math>u \rightarrow</math> sortie <math>y</math>)</b>				
Combinaison d'ordres ( $n_a, [n_{b,j}]$ )	(4, [9 10])	$\rightarrow$ (4, [9 10])	(2, [7 10])	$\rightarrow$ (2, [7 10])
Fit de calibration (%)	99.99	99.89	99.97	99.88
Fit de validation (%)	99.95	98.25	99.95	98.42
<b>[<math>P_{\text{gauche}} + P_{\text{droite}} + T_{\text{molyb, gauche}} + T_{\text{molyb, droite}}</math>] <math>\rightarrow T_{\text{coeur}}</math></b>				
Combinaison d'ordres ( $n_a, [n_{b,j}]$ )	(5, [10 8 7 8])	$\rightarrow$ (5, [10 8 7 8])	(6, [1 2 4 6])	$\rightarrow$ (6, [1 2 4 6])
Fit de calibration (%)	100.00	99.95	99.39	98.87
Fit de validation (%)	98.45	98.31	98.62	/

Tableau 2 : Quelques ARX sélectionnés par la méthode aveugle pour  $y = T_{\text{coeur}}$

Les ARX sélectionnés sont performants lorsque les transferts radiatifs sont linéarisés, même avec un léger bruit. Cependant, sans linéarisation, la précision des ARX calculant  $T_{\text{peau, droite}}$

(même constat pour  $T_{\text{peau, gauche}}$ ) est altérée. Le passage de la figure 5 à la figure 6 permet de visualiser sur un exemple la dégradation des fits qui en découle : dès la calibration, un biais notable apparaît figure 6, traduisant une mauvaise construction du modèle du fait des non-linéarités (mauvais choix d'entrées, modélisation par un ARX non pertinente, ...).

$y = T_{\text{peau, droite}}$	Transferts radiatifs linéarisés		Transferts radiatifs non linéarisés	
	Sans bruit	Bruit standard ( $\sigma = 0.1 K$ )	Sans bruit	Bruit standard ( $\sigma = 0.1 K$ )
<b>[<math>P_{\text{droite}} + T_{\text{coeur}}</math>] <math>\rightarrow</math> <math>T_{\text{peau, droite}}</math> (entrées <math>u \rightarrow</math> sortie <math>y</math>)</b>				
Combinaison d'ordres ( $n_a, [n_{b,j}]$ )	(10, [10 2]) $\rightarrow$ (10, [10 2])	(10, [10 2]) $\rightarrow$ (10, [10 2])	(2, [7 3]) $\rightarrow$ (2, [7 3])	(2, [7 3]) $\rightarrow$ (2, [7 3])
Fit de calibration (%)	99.96	99.49	99.37	98.19
Fit de validation (%)	99.75	98.27	95.72	95.76
<b>[<math>P_{\text{gauche}} + P_{\text{droite}} + T_{\text{peau, gauche}}</math>] <math>\rightarrow</math> <math>T_{\text{peau, droite}}</math></b>				
Combinaison d'ordres ( $n_a, [n_{b,j}]$ )	(8, [5 8 2]) $\rightarrow$ (8, [5 8 2])	(8, [5 8 2]) $\rightarrow$ (8, [5 8 2])	(10, [10 9 10]) $\rightarrow$ (10, [10 9 10])	(10, [10 9 10]) $\rightarrow$ (10, [10 9 10])
Fit de calibration (%)	99.98	99.12	99.96	99.65
Fit de validation (%)	99.34	96.65	93.26	94.69
<b>[<math>P_{\text{droite}} + T_{\text{coeur}} + T_{\text{peau, gauche}}</math>] <math>\rightarrow</math> <math>T_{\text{peau, droite}}</math></b>				
Combinaison d'ordres ( $n_a, [n_{b,j}]$ )	(10, [10 2 1]) $\rightarrow$ (10, [10 2 1])	(10, [10 2 1]) $\rightarrow$ (10, [10 2 1])	(2, [6 7 6]) $\rightarrow$ (2, [6 7 6])	(2, [6 7 6]) $\rightarrow$ (2, [6 7 6])
Fit de calibration (%)	99.96	99.54	99.53	98.46
Fit de validation (%)	99.90	98.25	98.84	96.74

Tableau 3 : Quelques ARX sélectionnés par la méthode aveugle pour  $y = T_{\text{peau, droite}}$

Sans linéarisation et avec un bruit, l'ARX [ $P_{\text{gauche}} + P_{\text{droite}} + T_{\text{molyb, gauche}} + T_{\text{molyb, droite}}$ ]  $\rightarrow$   $T_{\text{coeur}}$  échoue sa validation (tableau 2). Cela illustre l'intérêt d'estimer un modèle ARX sur des données bruitées : des modèles puissants au premier abord deviennent instables avec un bruit.

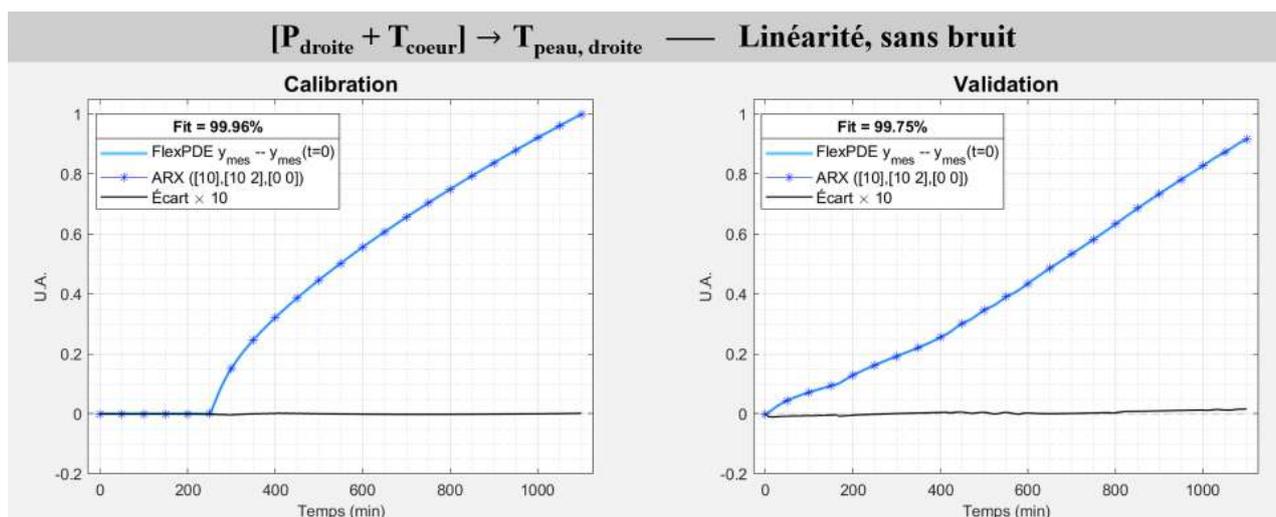


Figure 5 : Estimation de l'ARX [ $P_{\text{droite}} + T_{\text{coeur}}$ ]  $\rightarrow$   $T_{\text{peau, droite}}$  (transferts radiatifs linéarisés, sans bruit, courbes normalisées)

L'application de la méthode aveugle dans des cas théoriques monodimensionnels a permis d'extraire un certain nombre de modèles ARX performants. Pour confirmer ou infirmer leur potentiel dans une application industrielle, ces ARX vont être estimés à partir de mesures réelles.

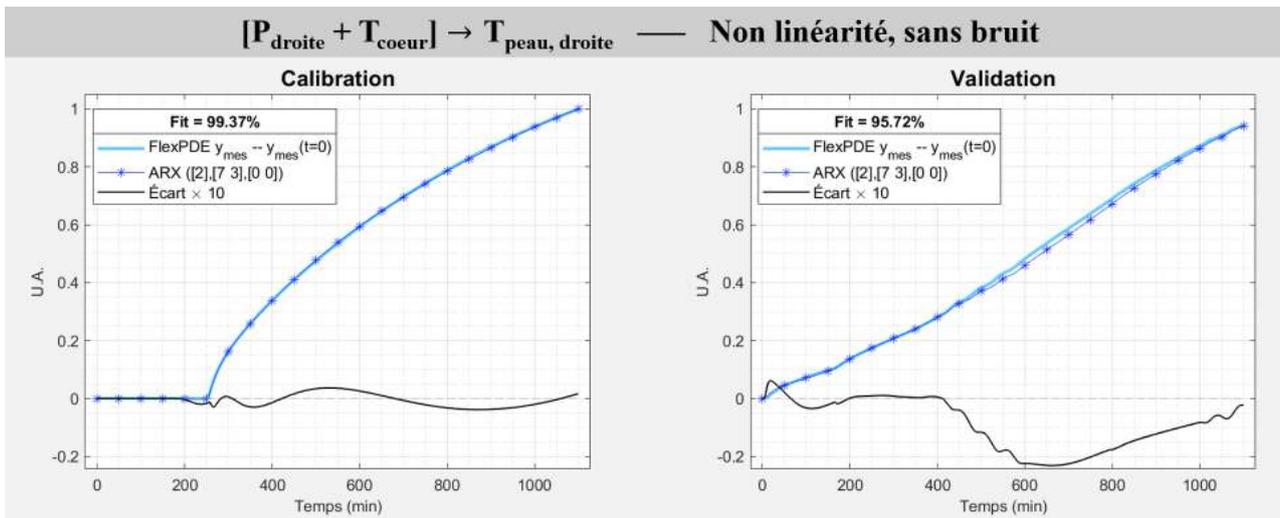


Figure 6 : Estimation de l'ARX  $[P_{\text{droite}} + T_{\text{coeur}}] \rightarrow T_{\text{peau, droite}}$  (transferts radiatifs non linéarisés, sans bruit, courbes normalisées)

## 6. Estimation avec des données réelles

Dans un second temps, le modèle 1D de la figure 3 est adapté au système {four + charge} réel. En effet, des thermographies de l'intérieur de la charge tendent à confirmer le caractère monodimensionnel du système loin des arêtes de la charge. Ainsi, bien que le système soit tridimensionnel, l'utilisation des ARX précédents est envisageable. Il s'agit alors d'ARX locaux car destinés à calculer des températures en un point de la charge (à l'emplacement des thermocouples). L'allure typique des puissances  $P$  (normalisées) sont celles de la figure 7.

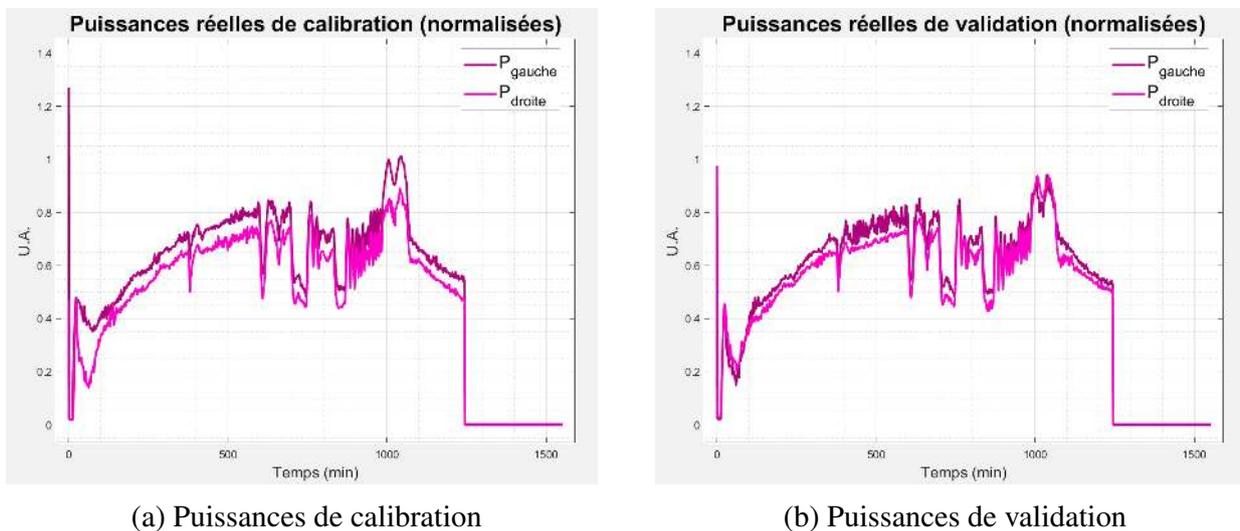


Figure 7 : Puissances de chauffe réelles normalisées

Des données réelles sont fournies par l'industriel et sont utilisées pour ré-estimer les modèles ARX précédents lors de la phase de chauffe. Les résultats de la méthode aveugle (ordres et fits) sont regroupés dans le tableau 4 pour trois systèmes différents (dimensions et cycle de chauffe variables). Les résultats sont globalement meilleurs que pour les cas théoriques sans linéarisation des transferts radiatifs et avec bruit. Plusieurs facteurs peuvent expliquer ce constat : bruit plus faible qu'en théorie, puissances  $P$  moins « asymétriques », etc.

	Système n°1	Système n°2	Système n°3
<b>[T<sub>peau, gauche</sub> + T<sub>peau, droite</sub>] → T<sub>coeur</sub> (entrées <i>u</i> → sortie <i>y</i>)</b>			
Combinaison d'ordres ( $n_a, [n_{b,j}]$ )	(9, [7 2])	(1, [1 8])	(1, [10 10])
Fit de calibration (%)	99.08	99.61	99.68
Fit de validation (%)	99.33	97.84	96.08
<b>[P<sub>gauche</sub> + P<sub>droite</sub> + T<sub>molyb, gauche</sub> + T<sub>molyb, droite</sub>] → T<sub>coeur</sub></b>			
Combinaison d'ordres ( $n_a, [n_{b,j}]$ )	(8, [3 9 10 1])	(2, [1 3 10 1])	(10, [3 8 1 1])
Fit de calibration (%)	96.12	98.93	98.89
Fit de validation (%)	97.09	97.41	96.67
<b>[P<sub>droite</sub> + T<sub>coeur</sub>] → T<sub>peau, droite</sub></b>			
Combinaison d'ordres ( $n_a, [n_{b,j}]$ )	(10, [1 9])	(6, [2 1])	(3, [1 3])
Fit de calibration (%)	98.48	97.92	98.89
Fit de validation (%)	97.10	96.14	91.20
<b>[P<sub>gauche</sub> + P<sub>droite</sub> + T<sub>peau, gauche</sub>] → T<sub>peau, droite</sub></b>			
Combinaison d'ordres ( $n_a, [n_{b,j}]$ )	(1, [3 6 7])	(7, [10 7 10])	(6, [3 9 3])
Fit de calibration (%)	99.70	99.32	99.41
Fit de validation (%)	91.27	98.89	98.96
<b>[P<sub>droite</sub> + T<sub>coeur</sub> + T<sub>peau, gauche</sub>] → T<sub>peau, droite</sub></b>			
Combinaison d'ordres ( $n_a, [n_{b,j}]$ )	(5, [6 9 7])	(3, [10 9 10])	(5, [6 8 1])
Fit de calibration (%)	99.47	99.22	99.36
Fit de validation (%)	94.57	98.82	97.89

Tableau 4 : Quelques ARX sélectionnés par la méthode aveugle (données réelles)

## 7. Conclusion

Pour répondre à des problématiques industrielles, une modélisation monodimensionnelle du système {four + charge} a permis l'obtention de modèles ARX locaux calculant des évolutions temporelles de températures. A travers une méthode de recherche aveugle utilisant la SAIC, plusieurs ARX ont pu être sélectionnés. Suite à des estimations sur des données numériques puis réelles, la performance de ces ARX a pu être confirmée. L'influence de phénomènes radiatifs non linéaires et d'un bruitage des données a été sommairement analysée. Des améliorations possibles concernent les ARX (ARX locaux étendus aux arêtes) ou la méthode de recherche aveugle (repérage avant sélection d'une instabilité au bruit). La finalité est l'identification d'ARX locaux en tout point d'intérêt de la charge et leur implémentation dans le processus industriel.

## Références

- [1] ALPEMA, *The standards of the braze aluminium plate-fin heat exchanger manufacturers' association*, 3<sup>ème</sup> édition (2010)
- [2] Célien Zacharie, Vincent Schick, Benjamin Rémy, Gaëtan Bergin, Renaud Égal, Thierry Mazet, *Identification de fonctions de transfert pour un four de brasage sous vide et sa charge*, article SFT (2018)
- [3] Lennart Ljung, *System Identification : Theory for the User*, Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall (1987)
- [4] Daniel Petit, Denis Maillet, *Techniques inverses et estimation de paramètres - Partie 1*, Techniques de l'Ingénieur (2008)
- [5] Hirotogu Akaike, *Information theory and an extension of the maximum likelihood principle*, Springer (1998)

# Comparaison de méthodes de modélisation système d'un stockage de vapeur par Matériaux à Changement de Phase

Teddy CHEDID<sup>1,2\*</sup>, Erwin FRANQUET<sup>2</sup>, Pierre GARCIA<sup>1</sup>, Jérôme POUVREAU<sup>1</sup>, Jean-Pierre BEDECARRATS<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTCH, 38000 Grenoble, France

<sup>2</sup>Université Côte d'Azur, Polytech'Lab, France

<sup>3</sup>Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, LaTEP, Pau, France

\*(auteur correspondant : [teddy.chedid@cea.fr](mailto:teddy.chedid@cea.fr))

**Résumé** – Deux méthodes numériques pour une simulation rapide d'un système de stockage de vapeur par Matériau à Changement de Phase de type tubes-calandre ont été développées. La première méthode consiste à discrétiser radialement le volume contenant le matériau de stockage tandis que la deuxième se base sur une approche 0D dans la direction radiale. Les résultats des deux modèles couplés avec un modèle d'écoulement diphasique eau liquide / vapeur d'eau à l'intérieur des tubes ont été comparés et validés avec des résultats expérimentaux d'un module prototype.

## Nomenclature

$C_p$	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$\alpha$	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$
$D_{th}$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	$\beta$	coefficient de dilatation thermique, $K^{-1}$
$g$	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	$\varphi$	flux de chaleur, $W$
$h$	enthalpie massique, $J.kg^{-1}$	$\nu$	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
$k$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$l_c$	longueur caractéristique, $m$	<i>Indices et exposants</i>	
$l$	hauteur d'eau, $m$	$CP$	changement de phase
$L$	chaleur latente de changement de phase solide-liquide, $J.kg^{-1}$	$eq$	équivalent
$m$	masse, $kg$	$ext$	frontière extérieure du domaine de calcul
$\dot{m}$	débit massique, $kg.s^{-1}$	$f$	fluide caloporteur
$Nu$	nombre de Nusselt	$h$	milieu homogène
$\Delta P$	différence de pression, $Pa$	$i$	maille générique (direction radiale)
$P$	pression, $Pa$	$j$	maille générique (direction axiale)
$R$	rayon, $m$	$liq$	liquidus
$Ra$	nombre de Rayleigh	$liquide$	élément liquide
$S_e$	surface d'échange, $m^2$	$MCP_l$	MCP liquide
$t$	temps, $s$	$MCP_s$	MCP solide
$T$	température, $^{\circ}C$ ou $K$	$sol$	solidus
$x_m$	fraction massique de MCP	$solide$	élément solide
$x_v$	fraction volumique de MCP	$t,ext$	paroi externe du tube
$Y_l$	fraction liquide massique	$t,int$	paroi interne du tube
$\bar{Y}_l$	fraction liquide massique moyenne dans un volume de MCP	<i>Abréviations</i>	
$z$	position axiale, $m$	$CFD$	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
<i>Symboles grecs</i>		$GDV$	Génération Directe de Vapeur
		$MCP$	Matériau à Changement de Phase

## 1 Introduction

Dans le cadre de la transition énergétique [1], le stockage de vapeur est un élément essentiel pour la récupération de la chaleur fatale sous forme de vapeur ainsi que pour les centrales solaires thermiques à Génération Directe de Vapeur (GDV) où il permet d'adapter la puissance

produite par la source de chaleur aux besoins du procédé. Parmi les technologies envisagées, le stockage de type tubes-calandre par Matériau à Changement de Phase (MCP) est intéressant [2-4] grâce à la capacité du MCP à stocker l'énergie à une température quasi constante, ce qui permet de minimiser les différences de température et pression de la vapeur entre charge et décharge. La modélisation des différents phénomènes physiques est réalisée sur une géométrie représentative d'un système de stockage par MCP à partir de calculs de mécanique des fluides numériques (CFD) qui exigent, en général, des ressources de calcul conséquentes. Ainsi, la mise au point de modèles permettant de dimensionner rapidement et avec précision un module de stockage est essentielle pour faciliter le passage de cette technologie dans l'industrie. Dans de tels modèles dits « système », différentes approches numériques peuvent être adoptées pour gérer le changement de phase des MCP [5]. Par ailleurs, au sein du MCP, les transferts thermiques sont influencés à la fois par la forme géométrique des ailettes placées sur le tube qui servent à intensifier les échanges de chaleur entre le fluide caloporteur et le MCP, ainsi que par les mouvements de convection naturelle dans le MCP fondu [6-8]. Ces effets peuvent être intégrés dans l'équation de conduction en employant une conductivité thermique équivalente du MCP déduit à partir de corrélations adimensionnelles issues des calculs CFD [9-10].

L'objectif de cette étude est donc de développer et valider une méthode de modélisation multi-échelles d'un stockage de vapeur de type tubes-calandre par MCP (Figure 1). L'écoulement diphasique d'eau liquide / vapeur d'eau à l'intérieur des tubes est représenté par un modèle homogène. Deux approches sont développées pour étudier les transferts thermiques au sein d'un matériau homogène formé du MCP et des ailettes, ainsi que pour résoudre le problème de changement de phase solide / liquide du MCP. La première méthode, la plus commune, consiste à discrétiser radialement le domaine autour des tubes : on parle alors d'un modèle 1D radial. La deuxième méthode consiste à ne pas mailler ce domaine dans la direction radiale, on parle d'un modèle 0D radial où la puissance thermique entre le fluide caloporteur et le matériau de stockage est déduite selon les conditions dans le système. Les effets de la géométrie du système ainsi que des mouvements de convection sont pris en compte à l'aide d'une corrélation reliant les nombres adimensionnels de Nusselt et de Rayleigh. Cette corrélation a été construite par Beust *et al.* [10] à partir de calculs CFD pour des cas de charge (fusion du MCP) du module prototype étudié dans cet article :

$$\begin{cases} Nu = 0.402 Ra^{0.306} & 0 < \bar{Y}_l < 0.98 \\ Nu = \frac{\bar{Y}_l - 0.98}{0.02} (2.614 Ra^{0.196}) + \frac{1 - \bar{Y}_l}{0.02} (0.402 Ra^{0.306}) & 0.98 < \bar{Y}_l < 1 \\ Nu = 2.614 Ra^{0.196} & \bar{Y}_l = 1 \end{cases} \quad (1)$$

$$Nu = \frac{\varphi_{t,ext}}{S_{t,ext}(T_{t,ext} - \overline{T_{MCP,l}})} \frac{l_c}{k_{MCP,l}} \quad (2)$$

$$Ra = g \left( \frac{\beta}{\nu D_{th}} \right)_{MCP,l} (T_{t,ext} - \overline{T_{MCP,l}}) l_c^3 \quad (3)$$

Les grandeurs caractéristiques retenues lors de la construction de ces corrélations,  $\overline{T_{MCP,l}}$  et  $l_c$ , sont respectivement la température moyenne et l'épaisseur de la couche de MCP liquide.  $\bar{Y}_l$  est la fraction liquide massique moyenne dans un volume de MCP.

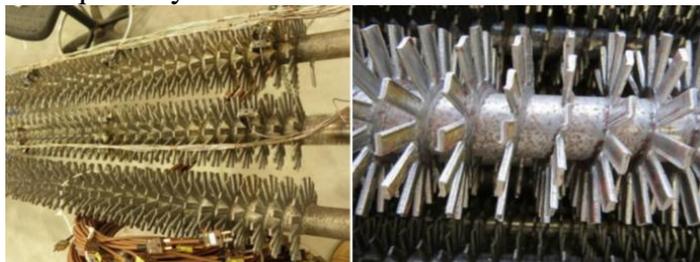


Figure 1 : Photographies des tubes à ailettes du module prototype

## 2 Description des modèles numériques

### 2.1 Écoulement diphasique eau liquide / vapeur à l'intérieur des tubes

L'intérieur du tube est discrétisé dans la direction axiale. Dans chaque maille, les deux phases liquide et gazeuse sont supposées avoir la même température et la même vitesse (modèle homogène). Les transferts thermiques par conduction dans la direction axiale ainsi que les effets de la gravité, de la viscosité et les pertes de charges sont négligés. En conséquence, l'écoulement est représenté à l'aide des deux équations de conservation de la masse et d'énergie :

$$\pi R_{t,int}^2 \frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial \dot{m}_f}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

$$\pi R_{t,int}^2 \rho_f \frac{\partial h_f}{\partial t} + \dot{m}_f \frac{\partial h_f}{\partial z} = \pi R_{t,int}^2 \frac{\partial p_f}{\partial t} + 2\pi R_{t,int} \alpha_f (T_{t,int} - T_f) \quad (5)$$

Le coefficient d'échange entre le fluide caloporteur et la paroi interne du tube  $\alpha_f$  est exprimé à l'aide des corrélations adaptées selon le régime de l'écoulement [11].

### 2.2 Modèle 1D radial

À l'extérieur du tube, on considère un matériau homogène MCP + ailettes occupant tout le domaine. La puissance thermique étant essentiellement transféré du fluide caloporteur vers le stockage dans la direction radiale, les échanges thermiques dans la direction axiale sont négligés au sein du MCP. Le modèle 1D radial consiste à discrétiser le domaine dans cette direction, ainsi la résolution de l'équation de chaleur est basée sur une formulation de volume fini :

$$\rho_h C_{p,h}(T) \frac{\partial T_h}{\partial t} = \nabla(k_{eq} \nabla T_h) \quad (6)$$

Dans chaque maille, le MCP et les ailettes sont supposés avoir la même température. Les expressions de la masse volumique et de la capacité thermique du milieu homogène prennent en compte la fraction massique et volumique de chaque matériau dans le domaine. Le problème de changement de phase quasi-isotherme solide – liquide du MCP est traité à l'aide de la méthode de capacité thermique équivalente. Ainsi, l'expression de  $C_{p,MCP}$  adopte la forme suivante :

$$C_{p,MCP} = \begin{cases} C_{p,MCP_s} & \text{pour } T_h < T_{sol} \\ \frac{L}{T_{liq} - T_{sol}} & \text{pour } T_{sol} \leq T_h \leq T_{liq} \\ C_{p,MCP_l} & \text{pour } T_h \geq T_{liq} \end{cases} \quad (7)$$

Où  $L$  est la chaleur latente de changement de phase,  $T_{sol}$  et  $T_{liq}$  sont respectivement la température solidus et liquidus du MCP. La fraction du MCP fondu dans chaque maille est ensuite calculée de la manière suivante :

$$Y_l = \frac{T_h - T_{sol}}{T_{liq} - T_{sol}} \quad (8)$$

Le calcul d'une conductivité thermique équivalente  $\lambda_{eq}$  dans l'équation de chaleur (6) permet de tenir compte des effets de la convection naturelle dans le MCP liquide. Cette conductivité sera calculée à partir des corrélations de l'équation (1). L'estimation des nombres adimensionnels nécessite la prédiction de  $\overline{T_{MCP,l}}$  et  $l_c$ , calculés selon les expressions suivantes :

$$\overline{T_{MCP,l}} = \frac{\sum_{i=1}^{nb \text{ mailles}} C p_i \cdot \rho_i \cdot Y_{l,i} \cdot V_i \cdot x_{v,i} \cdot T_i}{\sum_{i=1}^{nb \text{ mailles}} C p_i \cdot \rho_i \cdot Y_{l,i} \cdot V_i \cdot x_{v,i}} \quad (9)$$

$$l_c = -R_{t,ext} + \sqrt{R_{t,ext}^2 + (R_{ext}^2 - R_{t,ext}^2) \overline{Y}_l} \quad (10)$$

### 2.3 Modèle 0D radial

Afin d'atteindre son objectif d'être utilisé pour dimensionner des systèmes de stockage de taille industrielle, la fonction principale du modèle système est de prédire le bon flux de chaleur échangé entre le fluide caloporteur et le matériau de stockage. L'intégration des corrélations qui permettent d'obtenir ce flux en tenant compte des effets de la géométrie du système ainsi que des différents phénomènes physiques permet d'envisager un modèle numérique 0D du côté du MCP. L'obtention de ce flux à partir d'une corrélation adimensionnelle, comme celle de l'équation (1), exige la prédiction des grandeurs caractéristiques selon les définitions retenues lors de sa construction. Dans notre cas, ces grandeurs sont la température moyenne et l'épaisseur de la couche du MCP liquide. La fonctionnalité de ce modèle 0D dans la direction radiale est de prédire, à partir du flux échangé au niveau de la paroi du tube, l'évolution de la température moyenne dans les couches solide ( $\overline{T_{solide}}$ ) et liquide ( $\overline{T_{MCP,l}}$ ) ainsi que l'avancement local de la fusion ( $\overline{Y}_l$ ) entre la paroi externe du tube et l'extrémité du domaine. Le modèle consiste donc à résoudre les équations correspondantes selon le mode de charge. Il existe trois modes définis selon la température à la paroi externe du tube ( $T_{t,ext}$ ):

1. Pour  $T_{t,ext} < T_{CP}$  : tout le MCP est en phase solide, la charge est en chaleur sensible. Le flux de chaleur transféré par conduction entre la paroi externe du tube et la moitié de la région contenant le matériau homogène sert uniquement à chauffer ce dernier :

$$\varphi_{t,ext} = \varphi_{solide} = \frac{2\pi z k_{h,solide}}{\ln\left(\frac{R_{ext} + R_{t,ext}}{2R_{t,ext}}\right)} (T_{t,ext} - \overline{T_{solide}}) = m_h C_{p,h,solide} \frac{\partial \overline{T_{solide}}}{\partial t} \quad (11)$$

2. Pour  $T_{t,ext} > T_{CP}$  et  $0 < \overline{Y}_l < 1$  : charge de l'énergie latente.  $\varphi_{t,ext}$  est déterminé à partir de la corrélation de l'équation (1). Ce flux est divisé en une partie sensible qui sert à chauffer les fractions solide et liquide du domaine, et une partie latente qui déplace le front de fusion entre la paroi externe du tube et la frontière extrême du domaine de calcul. Les équations consécutives pour obtenir les différents flux sont les suivantes :

$$\varphi_{t,ext} = 2\pi z R_{t,ext} (T_{t,ext} - \overline{T_{MCP,l}}) \frac{k_{MCP,l}}{l_c} Nu \quad (12)$$

$$\varphi_{solide} = \frac{2\pi z k_{h,solide}}{\ln\left(\frac{R_{ext} + R_{t,ext} + l_c}{2R_{t,ext} + l_c}\right)} (T_{CP} - \overline{T_{solide}}) = m_h C_{p,h,solide} \frac{\partial \overline{T_{solide}}}{\partial t} \quad (13)$$

$$\varphi_{liquide} = m_h C_{p,h,liquide} \frac{\partial \overline{T_{MCP,l}}}{\partial t} \quad (14)$$

$$\varphi_{lat} = \varphi_{t,ext} - \varphi_{solide} - \varphi_{liquide} = \frac{\partial}{\partial t} (x_m m_h L \overline{Y}_l) \quad (15)$$

La fraction solide est limitée entre le front de fusion et l'extrémité du domaine où une condition adiabatique est appliquée. Par conséquent, le flux transféré par conduction entre le front et la moitié de la partie solide permet de calculer à chaque instant la température moyenne solide  $\overline{T_{solide}}$ . Par contre, du côté liquide, la température moyenne  $\overline{T_{MCP,l}}$  reste inconnue et sa prédiction nécessite l'introduction d'une équation supplémentaire. L'utilisation d'un modèle non maillé dans la direction radiale exige donc l'importation d'une deuxième corrélation qui permettra l'estimation des flux de chaleur échangés entre la partie liquide et le front de fusion.

La construction d'une telle corrélation est envisagée dans des prochains travaux CFD. Dans cette étude, l'évolution au cours de la fusion de  $\overline{T}_{MCP,l}$  est issue d'une corrélation (polynôme de degré 6) construite à partir de précédentes simulations [10] :

$$\overline{T}_{MCP,l} = 66.134\overline{Y}_l^6 - 107.33\overline{Y}_l^5 + 25.71\overline{Y}_l^4 + 33.931\overline{Y}_l^3 - 13.516\overline{Y}_l^2 - 0.7147\overline{Y}_l + 308.69 \quad (16)$$

3. Pour  $T_{t,ext} > T_{CP}$  et  $\overline{Y}_l = 1$  : tout le MCP est fondu, la charge continue en chaleur sensible.  $\varphi_{t,ext}$  est déterminé à partir de la corrélation (1) et sert à faire évoluer  $\overline{T}_{MCP,l}$  ; la seule équation à résoudre est donc la suivante :

$$\varphi_{t,ext} = \varphi_{liquide} = 2\pi z R_{t,ext} (T_{t,ext} - \overline{T}_{MCP,l}) \frac{k_{MCP,l}}{lc} Nu = m_h C_{p,h,liquide} \frac{\partial \overline{T}_{MCP,l}}{\partial t} \quad (17)$$

### 3 Cas d'application

#### 3.1 Module prototype

Le module prototype, installé au CEA Grenoble, est constitué d'une calandre de 5.3 m de haut et de 559 mm de diamètre. Le fluide caloporteur circule dans un faisceau de 19 tubes sur lesquels des ailettes en acier de forme rectangulaire sont disposées (Figure 1). Le module contient environ 1700 kg de MCP qui est le nitrate de sodium  $\text{NaNO}_3$  de grade industriel. Ce matériau subit son changement de phase solide-liquide autour de  $305^\circ\text{C}$ , ce qui le rend attractif pour l'application des centrales solaires thermiques GDV. De ce fait, ce module est relié à une boucle de génération de vapeur haute température et haute pression.

Les différents paramètres des modèles systèmes sont regroupés dans le tableau suivant :

Géométrie	Rayon interne tube $R_{t,int}$		Rayon externe tube $R_{t,ext}$		Rayon externe du domaine $R_{ext}$	Hauteur du tube $H$
	mm		mm		mm	m
	13.59		15.88		51	4.08
Propriétés matériaux	$\rho$	$C_p$	$\kappa$	$L$	$T_{sol}$	$T_{liq}$
	$\text{kg.m}^{-3}$	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{kJ.kg}^{-1}$	$^\circ\text{C}$	$^\circ\text{C}$
MCP solide	1927	1813	0.72	173.3 [12]	303.3 [12]	306.6 [12]
MCP liquide	1927	1704	0.515			
Ailettes	7764	542.8	50.33	-	-	-

Tableau 1 : Paramètres des modèles systèmes

#### 3.2 Résultats et discussions

L'évaluation des prédictions des deux modèles systèmes présentés dans cette étude sera réalisée par comparaisons aux résultats expérimentaux d'un cas de charge du module de stockage. Au cours de la charge, de la vapeur est injectée en haut du tube à un débit ( $0.02 \text{ kg.s}^{-1}$ ), une pression (105.1 bar) et une température ( $315^\circ\text{C}$ ) fixe ; on parle donc d'une *charge à pression fixe*. Initialement, les tubes sont remplis d'eau liquide sous-refroidie à une température de  $286^\circ\text{C}$ , la température de saturation à cette pression est de  $314.6^\circ\text{C}$ . L'ensemble de la paroi du tube, des ailettes et du MCP est initialement à  $284.9^\circ\text{C}$ , le MCP est donc en phase solide. Les simulations sont réalisées à l'aide du logiciel DYMOLA. Pour les deux modèles, l'intérieur du tube est discrétisé dans la direction axiale en 20 mailles. Dans la direction radiale, l'épaisseur de la paroi du tube est représentée par une seule maille. Pour le modèle 1D radial, la zone contenant le matériau homogène MCP + ailettes est discrétisée avec 20 mailles.

Sur la Figure 2, le niveau d'eau à l'intérieur des tubes prédit par les deux modèles systèmes 0D et 1D radial est comparé aux résultats expérimentaux. Pour une charge à pression fixe, la

vapeur injectée en haut du tube transfère sa chaleur au matériau du stockage et se condense selon un régime de condensation en film. Les valeurs obtenues correspondent donc à un niveau horizontal à l'intérieur du tube séparant le volume d'eau liquide de la vapeur. Pour les modèles systèmes, ce niveau est calculé à partir de la masse d'eau liquide dans chaque sous-volume :

$$l = \frac{m_{eau\ liquide}}{\pi R_{t,int}^2 \rho_{sat,liquide}} = \frac{\sum_{j=1}^{nb.mailles} \rho_{eau_j} V_j (1 - x_j)}{\pi R_{t,int}^2 \rho_{sat,liquide}} \quad (18)$$

Expérimentalement, le niveau est calculé à partir d'une différence de pression entre l'intérieur des tubes et une colonne d'eau à la température ambiante de hauteur  $H$  :

$$l = \frac{\rho_{liquide} g H - \Delta P}{(\rho_{liquide}^{sat} + \rho_{vapeur}^{sat}) g} \quad (19)$$

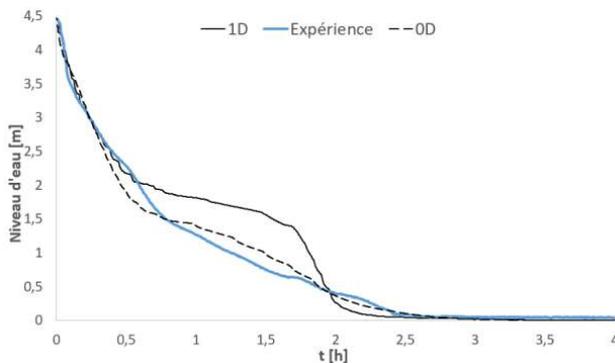


Figure 2: Évolution dans le temps du niveau d'eau à l'intérieur du tube

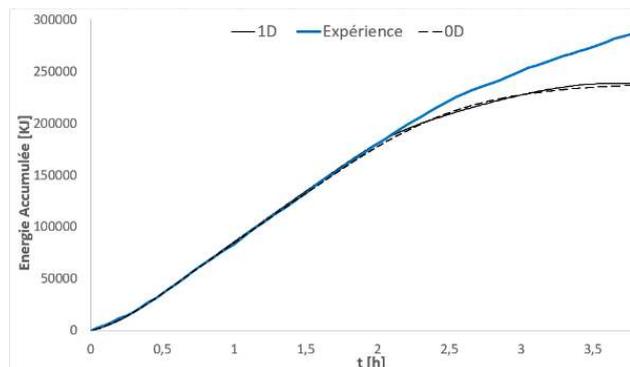


Figure 3: Évolution dans le temps de l'énergie accumulée par le module de stockage

Pour une charge à pression fixe, la résistance thermique du côté MCP augmente avec la progression de la fusion, cela signifie que la puissance thermique échangée au niveau du tube diminue au cours du temps. Ainsi, la longueur du tube nécessaire pour condenser entièrement la vapeur augmente, ce qui résulte d'un déplacement du niveau d'eau du haut vers le bas au cours de la charge. Pour analyser l'écart sur les valeurs prédites par les deux modèles systèmes, des graphes illustrant le niveau d'eau à l'intérieur du tube calculé par l'équation (18) ainsi que l'avancement de la fusion du côté MCP sont tracés pour trois instants dans la Figure 4. La position du front séparant la fraction liquide de la fraction solide du MCP est calculée à partir de l'équation (10). Au début de la charge (à  $t=0.3h$ ), une fraction du MCP commence à fondre en haut du domaine, la faible épaisseur de la couche liquide, confinée dans l'espace situé entre les ailettes, empêche la génération des boucles de convection au sein du MCP liquide : en conséquence, le transfert de chaleur s'effectue ainsi majoritairement par conduction [11]. Le niveau d'eau prédit par les deux modèles systèmes est alors en bon accord avec les résultats expérimentaux. Pour  $0.3h < t < 2h$ , la fraction fondue du MCP augmente et le front de fusion progresse entre les deux extrémités du domaine. La Figure 2 montre un écart sur le niveau d'eau obtenu par les deux modèles systèmes. En moyenne, le modèle 1D radial prédit un niveau d'eau supérieur de 0.4m par rapport au modèle 0D radial. Pour  $t=1h$  et  $t=1.7h$ , le front de fusion prédit par le modèle 1D radial est en avance par rapport à celui prédit par le 0D radial (Figure 4), cela signifie que la puissance thermique échangée entre la vapeur et le MCP est plus importante dans le modèle 1D radial, ce qui entraîne une condensation entière de la vapeur sur une longueur du tube moins importante et par conséquent un niveau d'eau plus élevé.

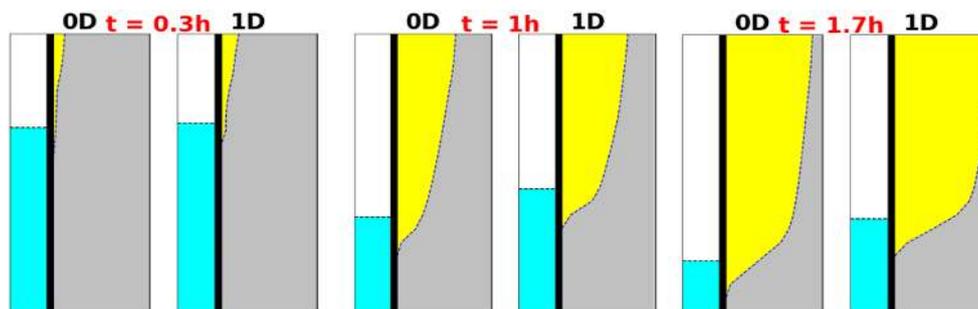


Figure 4 : Illustration du niveau d'eau dans les tubes et du front de fusion du MCP pour trois instants blancs : vapeur, bleu : eau liquide, jaune : MCP liquide, gris : MCP solide.

Malgré les écarts des résultats à l'échelle locale des deux modèles systèmes entre eux et avec l'expérience, l'estimation de l'énergie accumulée dans le module de stockage au cours de l'essai, représentée dans la Figure 3, montre un accord satisfaisant avec l'expérience pour la plupart de la charge. Expérimentalement, cette énergie est obtenue à l'aide d'un bilan d'enthalpie du fluide caloporteur, effectué à l'aide des thermocouples disposés dans les collecteurs à l'entrée et la sortie du module. À partir de  $t = 2h$ , l'énergie évolue asymptotiquement dans les modèles systèmes, tandis qu'elle continue à croître expérimentalement. Cette augmentation est attribuée à la fusion d'un volume de MCP passif situé entre la couronne périphérique du faisceau de tubes et la paroi de la calandre non représenté dans les modèles numériques [11].

Les écarts à l'échelle locale entre les deux modèles systèmes provient probablement de la différence dans le calcul des grandeurs caractéristiques nécessaires au calcul des nombres adimensionnels (équations (2) et (3)). L'ajustement de  $\overline{T}_{MCP,l}$  dans le modèle 0D radial à partir des simulations CFD (équation (16)) a permis à ce modèle de prédire le bon flux thermique échangé au niveau de la paroi du tube. D'où, ensuite, un bon accord sur l'évolution du niveau d'eau avec l'expérience. Par contre, pour le modèle 1D radial, l'utilisation de l'équation (9) résulte en une différence des valeurs de  $\overline{T}_{MCP,l}$  avec la CFD. L'évolution de  $\overline{T}_{MCP,l}$  en fonction de la fraction massique fondue pour les deux modèles systèmes est représentée dans la Figure 5. La sous-estimation de  $\overline{T}_{MCP,l}$  dans le modèle 1D radial conduit à une augmentation des valeurs des nombres de Rayleigh et de Nusselt et, de facto, à une augmentation de la puissance thermique échangée au niveau la paroi du tube. Cette différence pourrait être liée à la non-prise en charge des transferts thermiques verticaux entre les sous-domaines, causés par les mouvements de convection naturelle dans le MCP fondu. Pour une charge à pression fixe, la distribution de la chaleur est non uniforme sur la hauteur du tube, et donc, au bout d'un certain temps, la fusion sera plus avancée dans le haut du tube que dans le bas. Cela devrait favoriser le développement des mouvements de convection naturelle dans le MCP liquide et permettre un transport de chaleur important sur la hauteur. Une piste d'amélioration des modèles numériques pourrait donc être de prendre en compte ces transferts verticaux à l'aide d'une seconde corrélation déduite des résultats CFD, afin d'avoir une meilleure prédiction de la température locale du MCP liquide, et donc du flux de chaleur transmis.

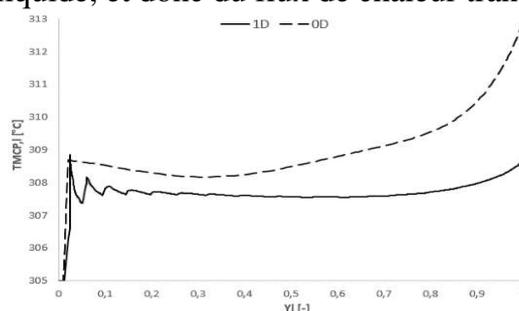


Figure 5 : Évolution de  $\overline{T}_{MCP,l}$  en fonction de  $\overline{Y}_l$  pour les deux modèles systèmes

## 4 Conclusion

En conclusion, deux méthodes numériques pour simuler les transferts thermiques dans le matériau de stockage d'un système de stockage de vapeur de type tubes-calandre ont été présentées. Malgré les meilleurs résultats du modèle 0D radial par rapport au modèle discrétisé, l'ajustement de la température moyenne de la fraction liquide au résultats CFD empêche la généralisation de cette méthode pour d'autres conditions d'essais. L'intégration d'une solution permettant l'estimation de la puissance thermique échangée au niveau du front de fusion reste un défi du modèle. En outre, une amélioration des résultats à l'échelle locale des deux modèles peut être attendue par la prise en compte du flux de chaleur transféré verticalement, entre les sous-domaines, lié aux mouvements de convection dans le MCP fondu.

## Références

- [1] *Ministère de la Transition écologique et solidaire*. <https://www.ecologie.gouv.fr/en-finir-energies-fossiles-et-sengager-vers-neutralite-carbone>
- [2] P. Garcia, V. Vuillerme, M. Olcese, N. El Mourchid, Design and modelling of an innovative three-stage thermal storage system for direct steam generation CSP plants, AIP Conference Proceedings 1734 (2016).
- [3] D. Laing, T. Bauer, N. Breidenbach, B. Hachmann, and M. Johnson, "Development of high temperature phase-change-material storages," *Applied Energy*, 2013, 497–504.
- [4] M. Johnson, J. Vogel, M. Hempel, A. Dengel, M. Seitz, B. Hachmann, High Temperature Latent Heat Thermal Energy Storage Integration in a Co-gen Plant, *Energy Procedia*, 2015, 281-288.
- [5] Xing Jin, Huoyan Hu, Xing Shi, Xin Zhou, Xiaosong Zhang, Comparison of two numerical heat transfer models for phase change material board, *Applied Thermal Engineering*, 2018, 1331-1339.
- [6] S. Saeed Mostafavi Tehrani, Gonzalo Diarce, Robert A. Taylor, The error of neglecting natural convection in high temperature vertical shell-and-tube latent heat thermal energy storage systems, *Solar Energy*, 2018, 489-501.
- [7] Mateo Kirincic, Anica Trp, Kristian Lenic, Influence of natural convection during melting and solidification of paraffin in a longitudinally finned shell-and-tube latent thermal energy storage on the applicability of developed numerical models, *Renewable Energy*, 2021, 1329-1344.
- [8] Shengqi Zhang, Liang Pu, Lingling Xu, Minghao Dai, Study on dominant heat transfer mechanism in vertical smooth/finned-tube thermal energy storage during charging process, *Applied Thermal Engineering*, 2022.
- [9] S. Saeed Mostafavi Tehrani, Yashar Shoraka, Gonzalo Diarce, Robert A. Taylor, An improved, generalized effective thermal conductivity method for rapid design of high temperature shell-and-tube latent heat thermal energy storage systems, *Renewable Energy*, 2019, 694-708.
- [10] Clément Beust, Erwin Franquet, Jean-Pierre Bédécarrats, Pierre Garcia, Predictive approach of heat transfer for the modelling of large-scale latent heat storages, *Renewable Energy*, 2020, 502-514.
- [11] Clément Beust, Modélisation multi-échelles d'un système de stockage thermique de vapeur par Matériau à Changement de Phase (MCP), PhD Thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- [12] Adrien Lomonaco, Didier Haillot, Eric Pernot, Erwin Franquet, Jean-Pierre Bédécarrats, Sodium nitrate thermal behavior in latent heat thermal energy storage: A study of the impact of sodium nitrite on melting temperature and enthalpy, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2016, 81-87.

# Modélisation du chauffage de polymères par micro-ondes : approches numérique et expérimentale.

Pouya JAFARI FESHARAKI<sup>1\*</sup>, M'hamed BOUTAOUS<sup>1</sup>, Shihe XIN<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Cethyl UMR5008, CNRS, INSA-Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1  
9, rue de la Physique 69621 Villeurbanne Cedex - France

\*(auteur correspondant : pouya.jafari-fesharaki@insa-lyon.fr, mhamed.boutaous@insa-lyon.fr, shihe.xin@insa-lyon.fr)

**Résumé** - Dans cette étude, nous présentons la modélisation et la simulation de l'interaction microondes polymères, par le couplage entre les équations de propagations des ondes EM (équations de Maxwell) et l'équation du transfert de chaleur dans les matériaux. Toutes les propriétés thermoélectriques du matériau sont dépendantes de la température. Les propriétés diélectriques (permittivité) des polymères étant très faibles mais très sensibles à la température, une étude paramétrique permet de définir les conditions optimales de chauffage de ces matériaux ainsi que de quantifier les effets des différentes caractéristiques. La permittivité est mesurée au préalable grâce un banc expérimental utilisant la méthode de perturbation de cavité et à la définition de modèle de permittivité effective.

## Nomenclature

$\vec{E}$	champ électrique harmonique, V/m	$\sigma$	conductivité électrique, siemens.m <sup>-1</sup>
$\vec{n}$	vecteur unitaire normal,	$\omega$	fréquence angulaire, rad.s <sup>-1</sup>
$Z_{TE}$	onde impédance, $\Omega$	$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$P$	puissance, W	$\lambda$	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$T$	température, °C		
$x$	coordonnée, m	<i>Indices et exposants</i>	
$t$	temps, s	$O$	vide
$Cp$	capacité thermique, .s <sup>-1</sup>	$0$	initial
$h$	coef. de conv. thermique, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	$r$	relative
$Q$	source de chaleur, W.m <sup>-3</sup>	$x$	direction x
$Q$	source de chaleur, W.m <sup>-3</sup>	$y$	direction y
$S_{11}$	coef. de réflexion, dB	$z$	direction z
		'	partie réelle
		"	partie imaginaire
<i>Symboles grecs</i>		$EM$	électromagnétique
$\varepsilon$	permittivité EM, Farad.m <sup>-1</sup>	$\infty$	ambiance
$\mu$	perméabilité EM, Henry.m <sup>-1</sup>		

## 1. Introduction

L'amélioration des réactions chimiques et le chauffage des polymères sous l'effet de micro-ondes ( $\mu$ ondes) ont attiré de plus en plus d'attention au cours des deux dernières décennies. L'utilisation des  $\mu$ ondes pour chauffer des polymères présente des avantages potentiels par rapport au traitement conventionnel (chauffage par conduction et advection). Dans l'industrie de transformation des polymères et composites, telle que l'extrusion ou l'injection, le chauffage conventionnel, notamment par colliers chauffants, est peu efficace et énergivore, car les matériaux sont peu diffusants et les temps caractéristiques en thermique sont très longs. Dans

le chauffage par  $\mu$ ondes, l'onde électromagnétique (EM) a la capacité de pénétrer et même traverser la plupart des polymères, induisant une distribution d'énergie calorifique, due à la polarisation moléculaire, conduisant à un chauffage volumique rapide. Des études sur divers matériaux ont mis en évidence une consommation d'énergie réduite, une homogénéité des températures (moins de gradient thermique dans le matériau), conduisant à une amélioration de l'homogénéisation des propriétés des matériaux [1-5]. Par ailleurs, il a été démontré que l'interaction  $\mu$ onde-polymère accélère les réactions de polymérisation. De ce fait, l'étude du chauffage des polymères par  $\mu$ ondes et de ses effets sur la rhéologie des polymères et la polymérisation devient un sujet important qui pourrait notamment avoir des applications en pratiques industrielles. Le problème majeur lié au chauffage par micro-ondes réside dans la distribution hétérogène de la température au sein du matériau traité [13]. Cette non uniformité dépend fortement des propriétés physiques et géométriques du produit ainsi que de ses propriétés diélectriques [14].

Cette étude aborde également les concepts numériques des transferts de chaleur dans les polymères sous  $\mu$ ondes ainsi que l'analyse et comparaison expérimentale et théorique de certains paramètres, tels que la distribution de température, le coefficient de réflexion de puissance EM et l'amplitude de champ électrique [6, 9-12].

Afin de valider le modèle, un second banc expérimental est aussi réalisé. Il permet de mesurer les évolutions de températures sous  $\mu$ ondes, dans des matériaux dans des conditions contrôlées. Ce banc nous fournira dans un premier temps, le socle d'une validation expérimentale d'un modèle numérique de couplage des équations de Maxwell avec celle de l'énergie (chaleur) dans l'objectif d'une extrapolation pour des cas pratiques.

## 2. Plan d'expérience

L'objectif de ce travail est de modéliser numériquement l'échauffement d'un polymère irradié pendant plusieurs minutes à différentes puissances micro-ondes. Des pyromètres et une fibre optique sont utilisés pour estimer la température à la surface de l'échantillon, et la mesure est utilisée pour la validation du modèle numérique. Le coefficient de réflexion sera également mesuré et comparé à des cas numériques sur le point d'entrée des micro-ondes.

L'échantillon de mesure utilisé sera un polymère biodégradable, Polycaprolactane (PCL) avec trois niveaux de concentration ; PCL 6100, 6250 et 6500. Les échantillons se présentent sous la forme d'un disque mince, posé sur un support cylindrique en Téflon. Les détails de cette partie d'expérience ont été omis pour des raisons de confidentialité.

Pour un chauffage optimal, l'ensemble d'échantillon et porte-échantillon ont été positionnés dans la cavité de telle sorte que le polymère reçoive une intensité électrique maximale, (Sur un sommet de champs électriques en fonction de la longueur guidée de l'onde  $\lambda_g$ .) Cf. figure 1.

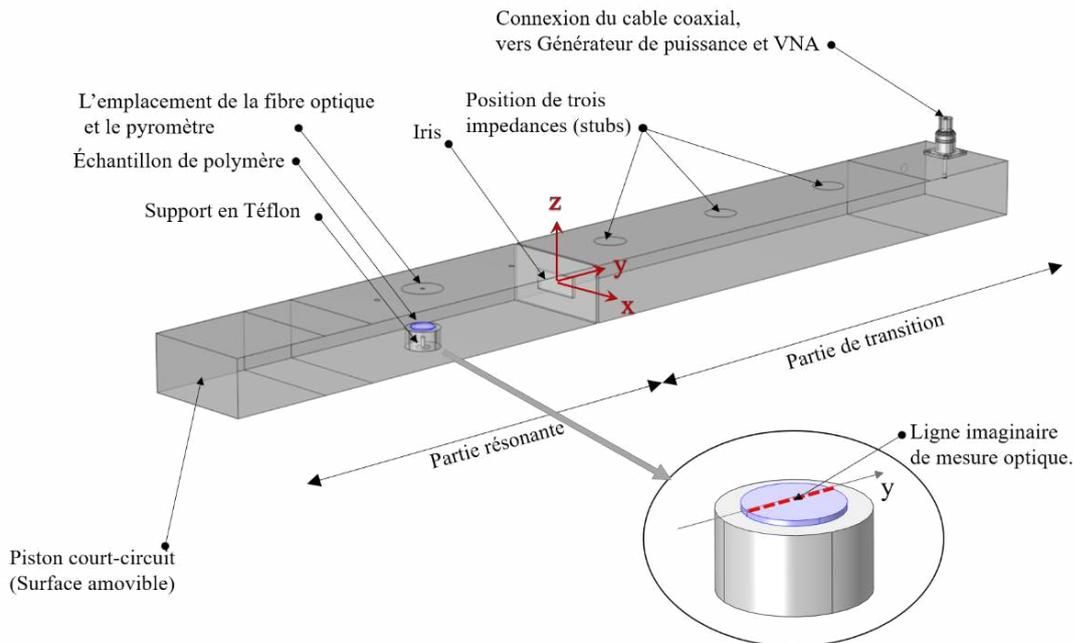


Figure 1 : Banc expérimental de la cavité résonante monomode

Afin de garantir l'homogénéité de température et de minimiser le gradient thermique dans le matériau, nous avons opté pour un disque de polymère de faible épaisseur. Cela nous permet de supposer qu'il n'y ait pas de fort gradient de température à l'intérieur du polymère par rapport à sa surface. Cela rendra la mesure des températures plus fiable et permettra sa comparaison avec les résultats numériques, étant donné que toutes les mesures de température pour la validation sont réalisées sur la surface de l'échantillon, sans contact, via des techniques radiatives. Le nombre de Biot calculé pour l'échantillon et le porte-échantillon dans les configurations de mesure, est de 0,015 et 0,08, respectivement, ce qui satisfait la condition d'un corps thermiquement mince. Tableau 1.

### 3. Equations

Dans ce travail, l'objectif est de modéliser le transfert de chaleur dans les polymères sous l'influence d'un champ électromagnétique. Nous supposons le chauffage d'un échantillon de polymères, un polycaprolactone (PCL) à trois différents niveaux de concentration, positionné à l'intérieur d'un champ électrique qui se propage dans un guide d'onde. Le polymère sera considéré comme diélectrique avec une propriété EM complexe mesurée préalablement.

La propagation des micro-ondes dans un milieu diélectrique est définie par les équations de Maxwell. Nous optons pour l'hypothèse d'une propagation harmonique afin de dissocier la dépendance du phénomène au temps. En conséquence, nous pouvons utiliser l'équation de Helmholtz pour un régime fréquentiel [6-8].

#### 3.1. Modèle électromagnétique

Les équations de Maxwell sous forme harmonique et indépendante du temps [6, 7, 18], pour la cavité résonante utilisée peuvent être écrites comme suit:

$$\nabla \times (\mu_r^{-1} \nabla \times \vec{E}) - \gamma^2 \vec{E} = \vec{0} \quad (1)$$

Où  $\gamma$  est la constante de propagation, donnée par :

$$\gamma^2 = (\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0})^2 \cdot (\varepsilon_r' - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_0}) \quad (2)$$

$\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  sont respectivement la permittivité et la perméabilité du vide. La conductivité électrique  $\sigma$  est liée à la pulsation  $\omega$  de l'onde, la permittivité relative  $\varepsilon_r$  et la perméabilité  $\mu_r$  du milieu dialectique (Lossy Material : matériau avec pertes) sont définies par :

$$\sigma = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r'' \quad (3)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r, \quad \mu = \mu_0\mu_r \quad (4)$$

Les propriétés diélectriques sont en fonction de la température. Cf. figure 3.

$$\varepsilon_r(T) = \frac{\varepsilon_r'(T)}{\varepsilon_0} - j \frac{\varepsilon_r''(T)}{\varepsilon_0} \quad (5)$$

### 3.1.1. Conditions aux limites et initiales

La cavité est généralement conçue et fabriquée en aluminium, avec la conductivité électrique  $\sigma = 3.03 \times 10^7$  [S/m]. Supposant que les parois de la cavité rectangulaire sont électriquement constituées d'un conducteur parfait, nous avons donc :

$$\vec{n} \times \vec{E} = \vec{0} \quad (6)$$

A l'instant initial, la composante tangentielle du champ électrique sur les parois métalliques a été mise à zéro, ainsi que le champ électrique à l'intérieur de la cavité. La source de puissance électromagnétique imposée sur un côté du guide d'ondes pourra être modélisée par l'équation 7, selon [8, 16]

$$\vec{E}_{input} = \vec{E}_0 \cos \frac{\pi x}{L_x} \quad (7)$$

$x$  représente la position sur la section de la cavité.

L'impédance caractéristique de l'onde, définie par  $Z_{TE}$  et l'amplitude du champ électrique  $\vec{E}_0$ , étant en fonction de la puissance d'entrée, selon le théorème de Poynting :

$$\vec{E}_0 = \vec{e}_z \sqrt{\left( \frac{4Z_{TE}P_{entrée}}{L_x L_z} \right)} \quad (8)$$

Les dimensions de la section du guide d'ondes sont :  $L_x \times L_z = 86.36 \times 43.18$  [mm<sup>2</sup>].

### 3.2. Modèle de transfert thermique

La résolution numérique de l'équation de transfert de chaleur, contrairement à l'électromagnétique, est limitée à l'échantillon de polymère et à son support en PTFE. L'équation générale de l'énergie a été utilisée afin de décrire les transferts thermiques dans le système.

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + Q_{EM} \quad (9)$$

$$Q_{EM} = \frac{1}{2} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r'' \cdot \left| \vec{E} \right|^2 \quad (10)$$

Où  $\rho$ ,  $Cp$  et  $\lambda$  sont respectivement la masse volumique, la capacité calorifique et la conductivité thermique des différents milieux considérés (échantillon de polymère et support en PTFE). La génération de chaleur  $Q_{EM}$ , due aux micro-ondes, est déterminée à partir du champ électrique local, calculée et actualisée à chaque pas de temps thermique. A noter que, compte tenu de la permittivité des matériaux, cette quantité pour le Téflon sera faible.

Ainsi, l'évolution de la température au sein de l'échantillon de polymère est décrite à partir de l'équation générale de la chaleur qui dépend des propriétés électromagnétiques de l'échantillon.

### 3.2.1. Conditions aux limites et initiales

À l'instant initial ( $t = 0$  s), nous avons considéré une distribution homogène de température à l'intérieur du polymère et du support :  $T_0 = 30$  °C. Sur toutes les parois externes du polymère et du PTFE, nous imposons une condition aux limites de type Robin (convection), équation 11, avec  $h = 6 \left[ \frac{W}{m^2.K} \right]$  et  $T_\infty = 18$  °C.

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = h(T - T_\infty) \quad (11)$$

## 4. Propriétés thermo-électromagnétiques

Usuellement, dans le but de simplifier et de découpler les équations du modèle, les simulations de chauffage par micro-ondes sont réalisées avec l'hypothèse de propriétés thermo-électromagnétiques à une température constante. Dans le cas des polymères, cette pratique se heurte au fait que ces propriétés sont température dépendantes, notamment, la permittivité varie (augmente) beaucoup lors du changement de phase du polymère et influence beaucoup le suivi de température sur l'ensemble de l'échantillon. Cette augmentation peut engendrer, d'ailleurs, un emballement thermique dans l'échantillon, il faut donc caractériser précisément cette dépendance en température. À cette fin, pour trois niveaux de concentration de PCL (CAPA6100, 6250 et 6500), les propriétés diélectriques des échantillons en fonction de la température ont précédemment été évaluées via la méthode de perturbation de la cavité [9]. De même, les évolutions de la chaleur massique apparente sont obtenues, via des mesures en DSC (Differential scanning calorimetry), et présentées dans la figure 2. La conductivité thermique a été définie à partir de la littérature.

Nous observons une forte variation de la permittivité et de la capacité calorifique en fonction de la température, en particulier pendant le changement de phase. Cf. les figures 2 et 3.

En effet, pour modéliser cette partie du changement de phase dans l'équation de l'énergie, il faut soit ajouter un puits de l'énergie représentant la chaleur latente de fusion, soit introduire une chaleur massique apparente. Dans ce travail, les données issues de mesures par DSC, donnant la dépendance de  $Cp$  à la température sont intégrées dans la simulation, via l'interpolation « Spline », [15].

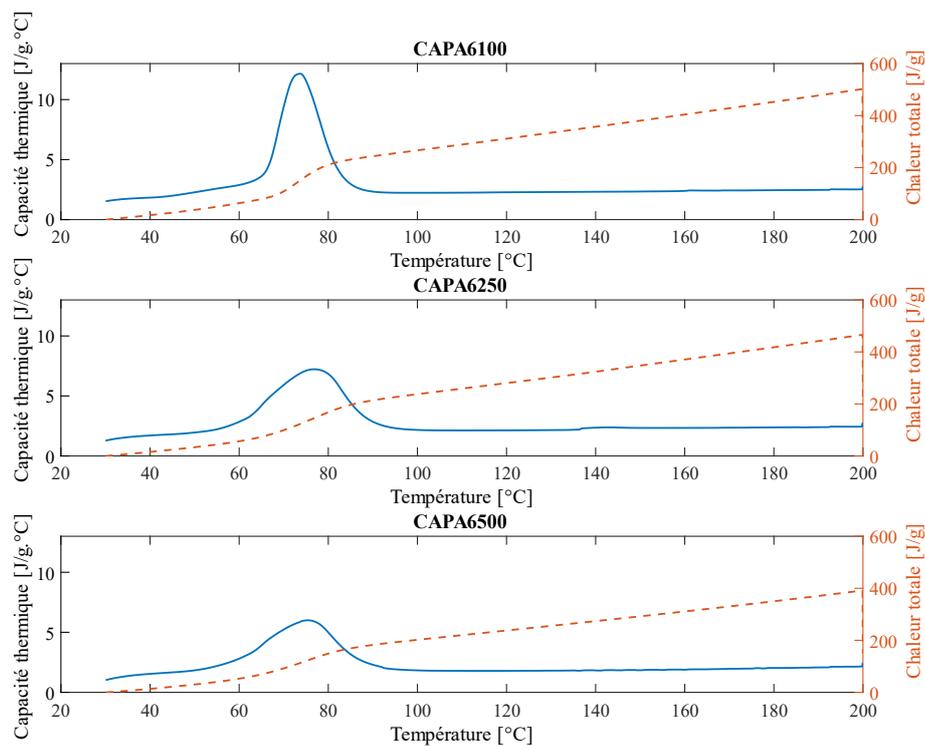


Figure 2 : Résultats de mesure DSC pour trois concentrations de PCL. Ils ont été utilisés afin d'obtenir  $C_p(T)$ .

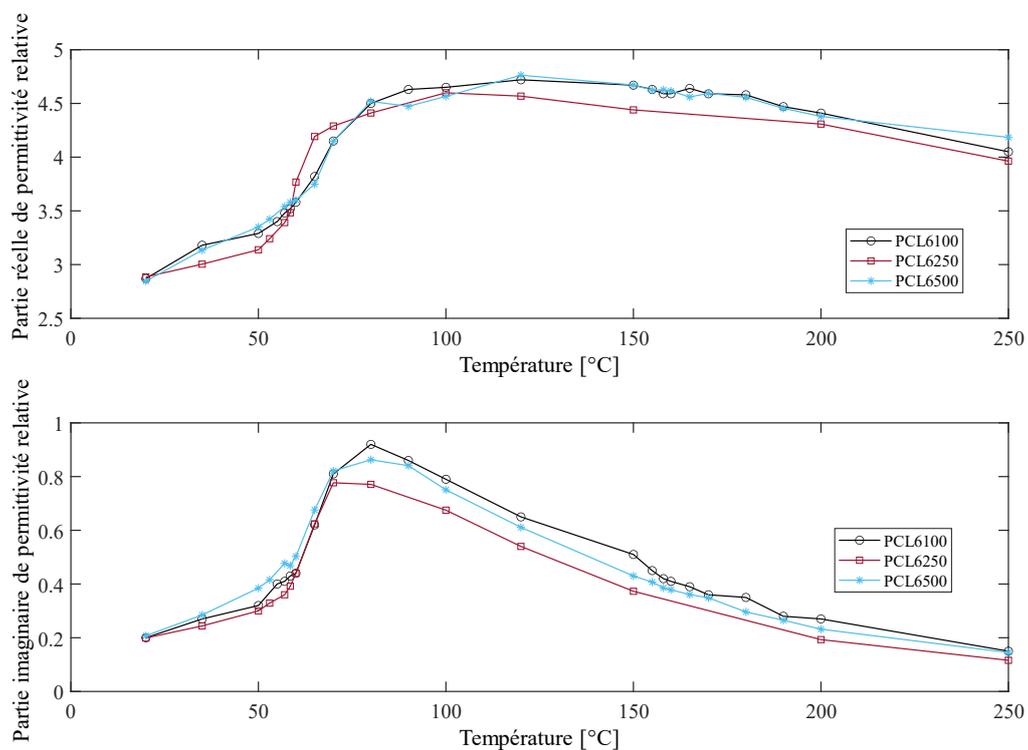


Figure 3 : Propriétés diélectriques des PLC en fonction de la température.

Les autres propriétés thermo physiques du polymère sont considérées constantes et détaillées dans le Tableau 1.

Propriétés	PTFE	PCL 6100, 6250, 6500
Masse volumique $\left[\frac{Kg}{m^3}\right]$	2180	1145
Capacité thermique $\left[\frac{J}{kg.K}\right]$	1000	Figure 2 $C_p(T)$
Conductivité thermique $\left[\frac{W}{m.K}\right]$	0.25	0.18
Permittivité $\epsilon_r'$	2.1	Figure 3 $\epsilon_r'(T)$
Permittivité $\epsilon_r''$	4e-4	Figure 3 $\epsilon_r''(T)$
Perméabilité $\mu_r$	1	1

Table 1 : Propriétés thermo électromagnétiques des polymères et PTFE.

## 5. Algorithme et résolution numérique

Le modèle de chauffage a été défini par un couplage entre partie électromagnétique et l'équation de l'énergie. L'organigramme de la simulation pour un couplage numérique est présenté dans la figure 4. Les équations de Maxwell sous forme harmonique (équations 1-4) sont résolues en utilisant les méthodes des éléments finis avec des conditions aux limites (équations 6–8). La taille maximale des éléments tétraédriques (résolution spatiale) est limitée à 0,05 des longueurs d'onde de l'espace libre à 2,45 GHz, 0,122 m, à l'aide de la relation suivante [16, 17],

$$\text{max. taille d'élément} < \frac{0.122}{20 \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \quad (12)$$

Le pas de temps pour la résolution de l'équation de l'énergie a été déterminé pour un schéma BDF (Backward differentiation formulas) d'ordre deux. Afin d'assurer la meilleure précision numérique, le critère de convergence du chaque pas de temps de la méthode itérative a été fixé à 0,001.

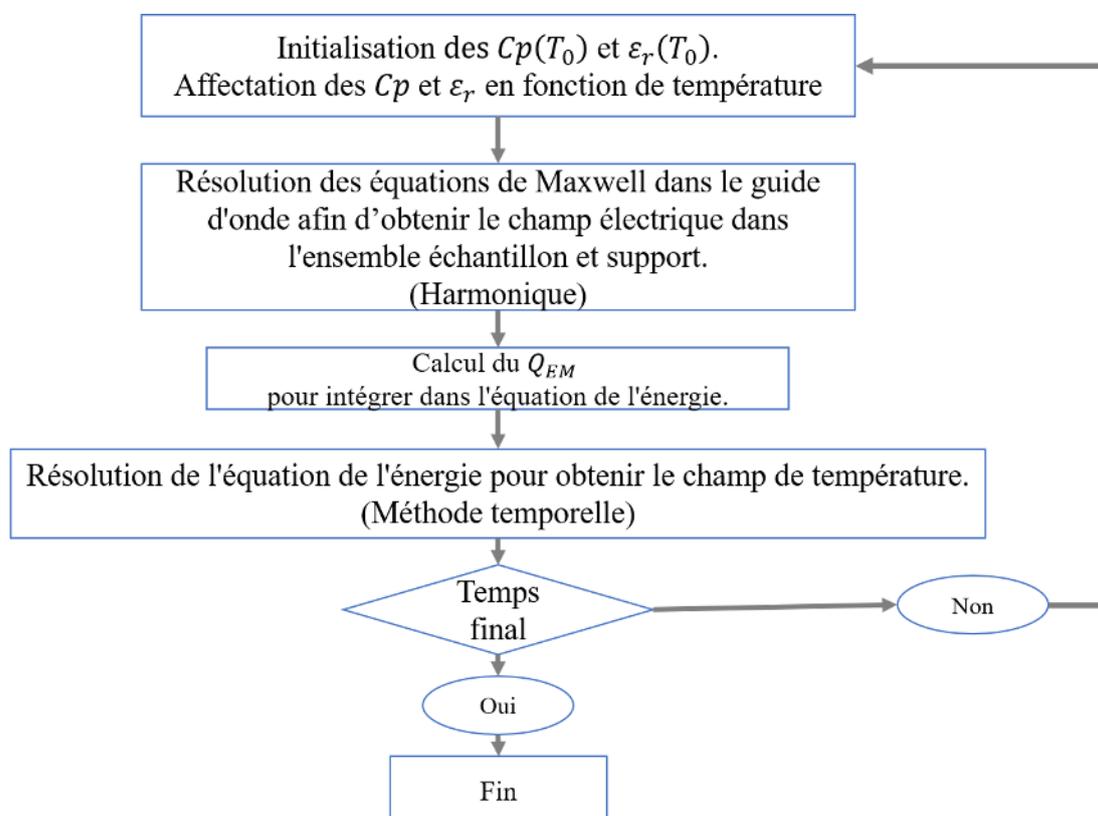


Figure 4 : Organigramme de couplage électromagnétique – thermique.

## 6. Analyse des résultats

La propagation de l'onde dans la cavité est considérée suivant la direction  $y$  (le long du guide d'onde). La composante du champ électrique avec l'amplitude dominante sera dans la direction  $z$ ,  $\vec{e}_z$ . À cet effet, l'intensité du champ électrique suivant la propagation des micro-ondes est analysée minutieusement afin de quantifier l'influence du polymère sur la distribution du champ électrique par rapport à la cavité vide. Dans la figure 5, les résultats numériques du champ électrique sont présentés en termes de valeur absolue (norme).

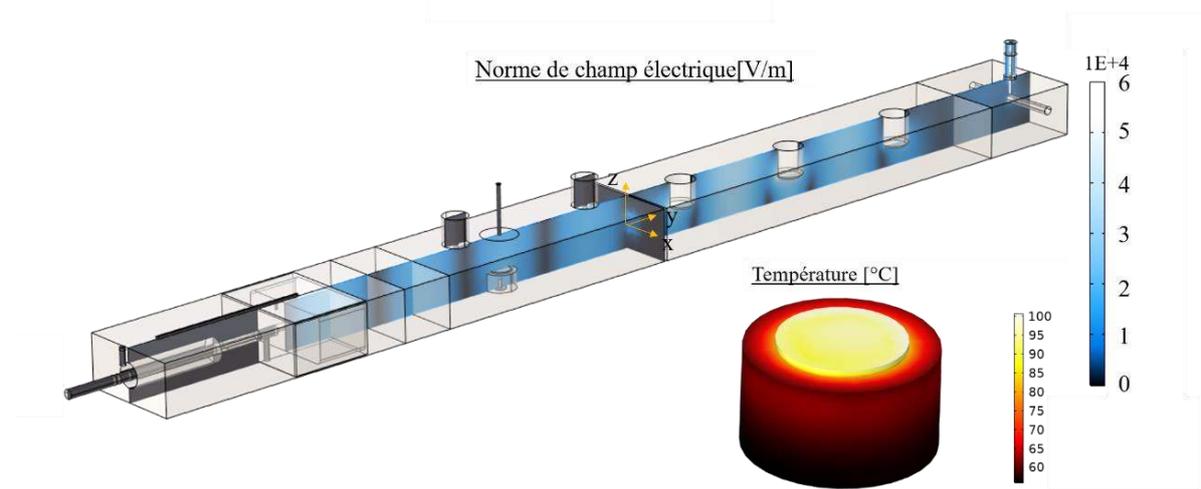


Figure 5 : Répartition du champ électrique [v/m], dans le plan YZ et en  $X=0$ , avec présence d'un échantillon dans la partie résonnante.  $f = 2,46$  [GHz],  $P_{\text{entrée}} = 20$  watts

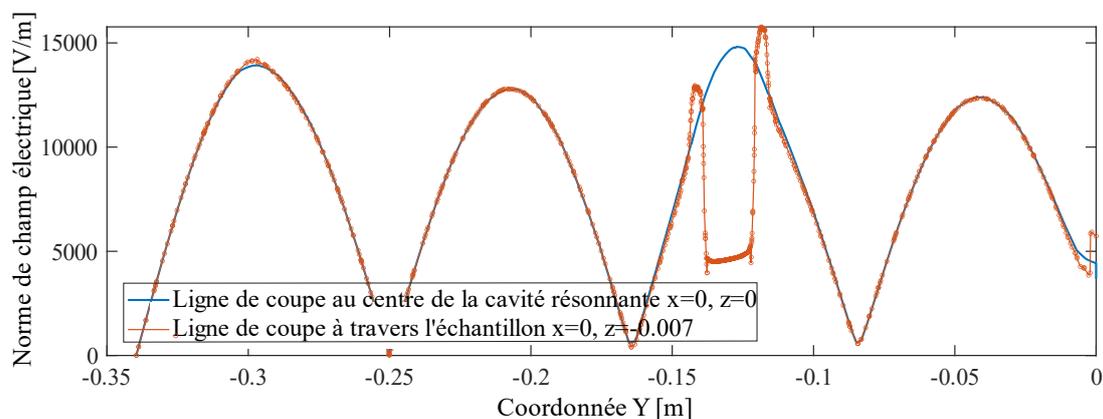


Figure 6 : Norme du champ électrique le long de la cavité avec l'échantillon, à deux hauteurs différentes,  $f = 2,46$  GHz,  $P_{\text{entrée}} = 20$  watts

L'intensité globale du champ électrique près de la surface supérieure du polymère a été atténuée (amplitude réduite d'environ 40 %), en raison de la permittivité relative élevée de l'échantillon par rapport au téflon et également à l'air. Avec l'utilisation d'un VNA (Vector network analyzer), le coefficient de réflexion  $S_{11}$  a été mesuré sur le port (l'entrée du câble coaxial) et comparé à celui calculé numériquement. Par conséquent, l'amplitude du champ électrique à l'intérieur de la cavité est proche de celle du modèle numérique donnant une valeur du  $S_{11}$  inférieure à -20 dB (figure 7).

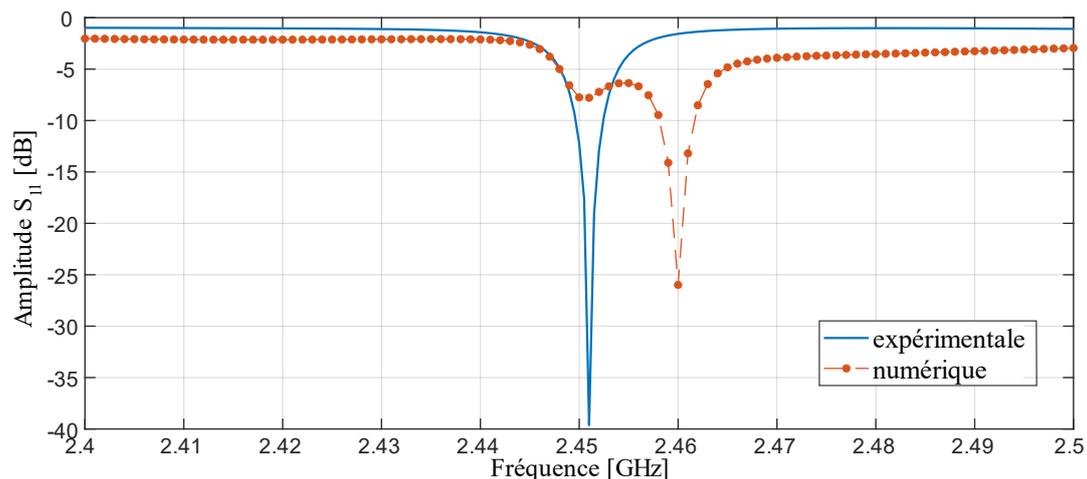


Figure 7 : Estimation de coefficient de réflexion sur le port d'entrée de puissance dans les deux cas numérique et expérimental.

Plusieurs séries de mesures ont été réalisées sur les trois polymères d'étude. Pour deux différentes puissances d'incidence ; 20 et 60 Watts, la température a été enregistrée à l'aide d'une fibre optique positionnée au centre de l'échantillon. Ainsi le profil de température sur une ligne diagonale, illustrée sur la figure 1, a été évaluée et présentée dans les figures 8, 9 et 10.

Les évolutions de température modélisées pour  $P_{\text{entrée}} = 60 \text{ W}$  sont assez similaires au résultat expérimental, mais un écart se manifeste dans tous les cas lors de la fusion, probablement dû à une précision faible des mesures de permittivité à cette étape de changement de phase. En outre l'émissivité de surface du matériau lors changement de phase (fusion) varie, ce qui affecte fortement l'estimation de la température par les méthodes optiques (Pyromètres), car l'émissivité radiative détermine directement la mesure de la température.

Considérant que pour mesurer correctement la température par pyrométrie, il faudrait une estimation préalable de l'émissivité apparente du polymère qui varie également au cours de la fusion, nous avons effectué un étalonnage en fonction de la température prise par fibre optique. Cependant, cette étape de mesure est toujours approximative et fortement liée à la position de l'appareil thermique.

Néanmoins, la comparaison entre les résultats numériques et les mesures expérimentales donne un bon accord. La température maximale est située numériquement près du centre, ce qui correspond au profil du champ EM. Cf. figure 6.

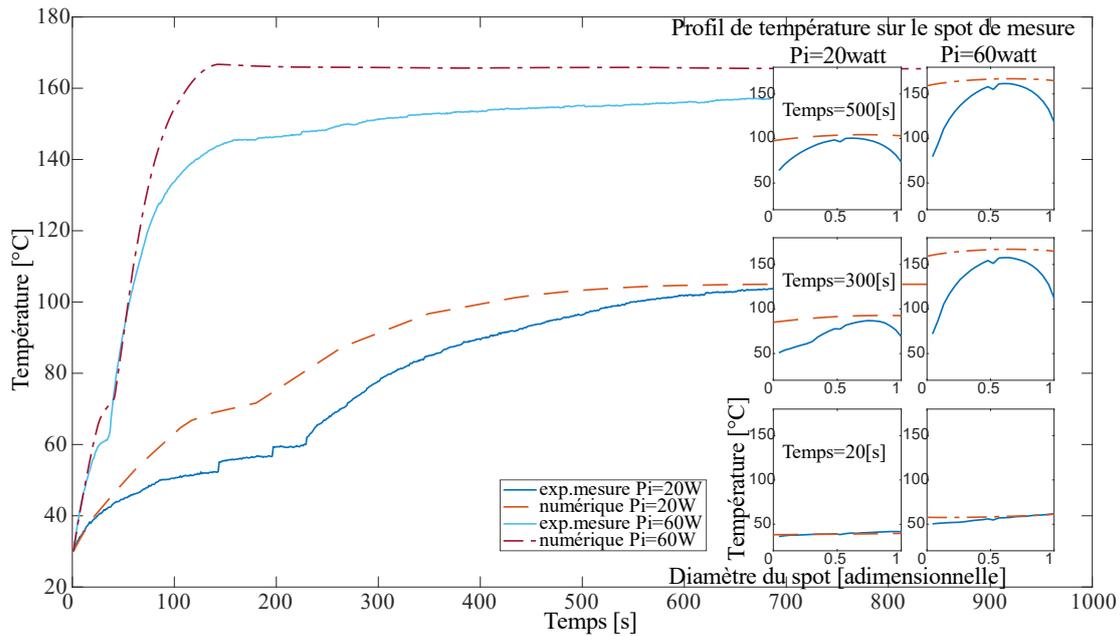


Figure 8 : Suivi de la température au centre de l'échantillon CAPA6100 et des profils de température sur le diamètre de l'échantillon. Pour deux puissances de chauffage 20 et 60 watts comparées à la simulation numérique.

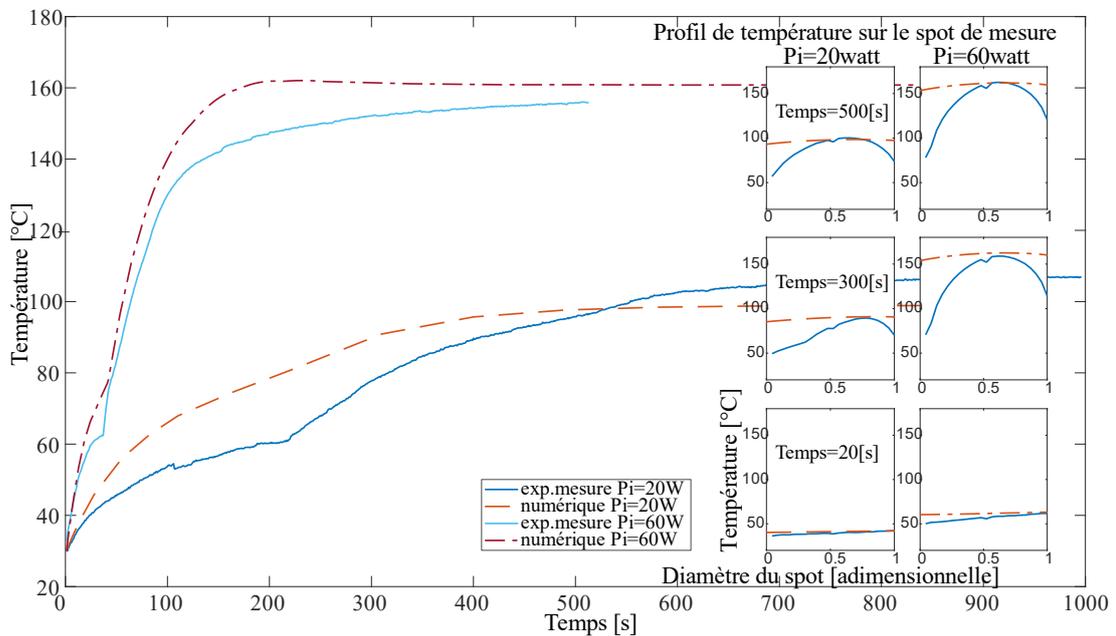


Figure 9 : Suivi de la température au centre de l'échantillon CAPA6250 et des profils de température sur le diamètre de l'échantillon. Pour deux puissances de chauffage 20 et 60 watts comparées à la simulation numérique.

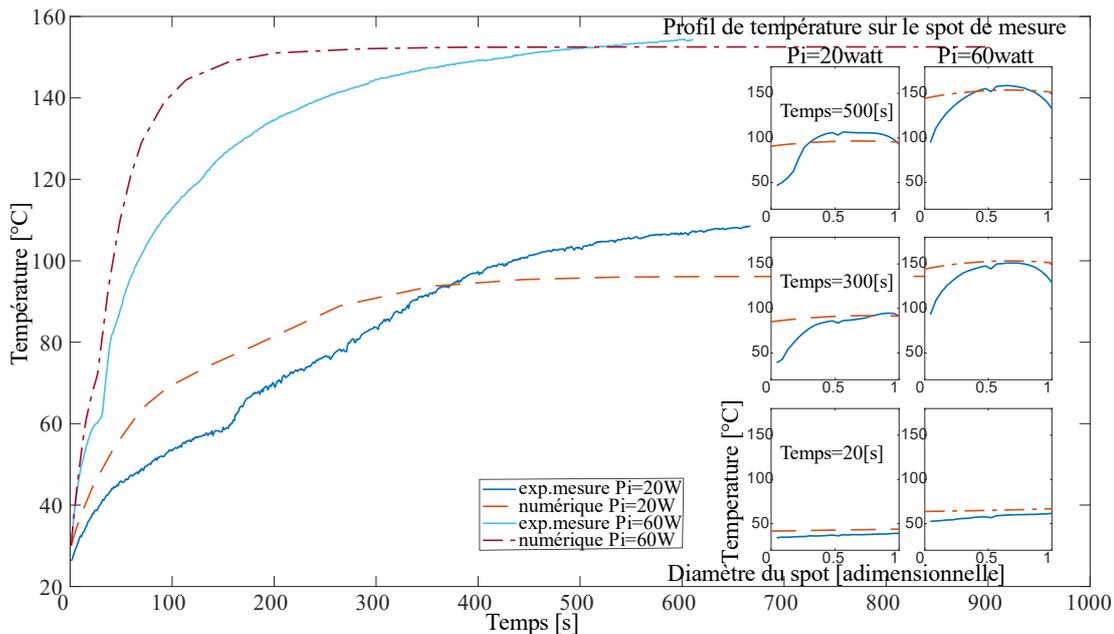


Figure 10 : Suivi de la température au centre de l'échantillon CAPA6500 et des profils de température sur le diamètre de l'échantillon. Pour deux puissances de chauffage 20 et 60 watts comparées à la simulation numérique.

## 7. Conclusion

Un modèle de couplage entre les ondes électromagnétiques et le transfert thermique a été réalisé dans le cas d'une cavité rectangulaire dans laquelle on irradie un échantillon de polymère. Les deux paramètres mesurables du système ont été utilisés afin d'établir une comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux. Le paramètre  $S_{11}$  a été mesuré et confirme l'absorption et l'existence d'une interaction onde-polymère.

La température de l'échantillon est mesurée au centre et également sur une ligne diagonale passant par le centre de l'échantillon, par des pyromètres et fibre optique.

Pour modéliser correctement le suivi de température et notamment au moment de la fusion, nous avons choisi un modèle de chaleur massique apparente. Les propriétés EM des trois échantillons ont été précédemment obtenues via la méthode de perturbation de la cavité. Ces deux paramètres varient fortement lors de la fusion ; il est crucial d'identifier une fonction décrivant l'évolution des propriétés en fonction de la température, afin de mieux modéliser l'évolution de la température.

La taille de l'échantillon a été choisie de telle sorte qu'elle satisfasse la condition d'un élément thermiquement mince, ce qui permet de considérer un très faible gradient de température dans le polymère. Cependant, l'effet de bord est présent sur la pastille de polymère ce qui engendre un écart entre la mesure et le modèle. La condition de « Robin » de convection aux bords n'était pas suffisante pour pallier cet effet.

Enfin, cette étude permet de construire un banc de validation pour comparer des modèles théoriques ou numériques aux résultats expérimentaux de l'interaction micro-ondes-polymère, et constitue un moyen de mieux maîtriser les phénomènes de transfert de chaleur dans le polymère sous effets électromagnétiques.

## Références

- [1] A. Loupy, *Microwaves in organic synthesis*, Wiley-VCH, Germany, 2002.
- [2] B. L. Hayes, *Microwave Synthesis, Chemistry at the Speed of Light*, CEM Publishing, U.S.A, 2002.
- [3] S. Étienne et L. David, *Introduction à la physique des polymères*, Dunod, Paris, 2002.
- [4] Mark A. Janney & Hal D. Kimrey, *Diffusion-Controlled Processes in Microwave-Fired Oxide Ceramics*, Springer, MRS Online Proceedings Library, pp. MRS Online Proceedings Library 189, 215–227, 15 April 1990.
- [5] Kristen H. Brosnan Gary L. Messing Dinesh K. Agrawal, *Microwave Sintering of Alumina at 2.45 GHz*, *Journal of the American Ceramic Society*, pp. Volume 86, Issue 8, 1307–1312, 20 December 2004.
- [6] D. M. Pozar, *Microwave engineering*, John Wiley & sons Inc, USA, 2005.
- [7] D. K. Cheng, *Field and wave electromagnetics*, Tsinghua University Press, 1989.
- [8] D. B. Davidson, *Computational electromagnetic for RF and microwave engineering*, Cambridge University Press, New York, 2005.
- [9] R. A. WALDRON, M.A., A.Inst.P., *Perturbation theory of resonant cavities*, The Institution of Electrical Engineers, Monograph No. 373 E, pp. 272-275, 1959-1960.
- [10] A. C. Metaxas et R.J. Meredith, *Industrial microwave heating*, The institution of engineering and technology, London, UK, 1988.
- [11] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley and sons Inc, 3rd ed., USA, 1998.
- [12] K. Chang, *Encyclopedia of RF and microwave engineering Vol.1-6*, John Wiley & Sons, Inc, USA, 2005.
- [13] Vadivambal, R. and D. S. Jayas, *non-uniform Temperature Distribution during microwave Heating of Food and Bioprocess Technology* 3(2): 161-171, 2010.
- [14] Salazar-Gonzalez, C., M. San Martin-Gonzalez, A. Iopez-Malo and M. Sosa-Morales, *Recent studies related to microwave processing of fluid foods*, *Food and Bioprocess Technology* 5(1): 31-46 (2012)
- [15] N. Brahmia, P. Bourgin, M. Boutaous, D. Garcia, *Numerical Simulation with Comsol Multiphysics of Crystallization Kinetics of Semi-Crystalline Polymer during Cooling: Application to Injection Moulding Process*, Excerpt from the Proceedings of the Comsol Conference, Paris, 2006
- [16] S. Curet, F. Bellicanta Begnini, O. Rouaud, L. Boillereaux, *Modeling Microwave Heating During Batch Processing of a Liquid Sample in a Single Mode Cavity*, Excerpt from the Proceedings COMSOL Conference in Grenoble, 2015.
- [17] W. Klinbun and P. Rattanadecho, *Investigation into heat transfer and fluid flow characteristics of liquid two-layer and emulsion in microwave processing*, Elsevier, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, pp. 115–126, 2015.
- [18] L.A. Campanone, N.E. Zaritzky, *Mathematical analysis of microwave heating process*, Elsevier, *Journal of Food Engineering* 69, 359–368, 2005.

# Simulation du refroidissement d'un sous-canal combustible de REP lors d'un APRP

Juan Esteban LUNA VALENCIA<sup>1,2\*</sup>, Arthur V.S OLIVEIRA<sup>1</sup> Alexandre LABERGUE<sup>1</sup>, Tony GLANTZ<sup>2</sup>, Michel GRADECK<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université de Lorraine, CNRS, LEMTA

2 avenue de la Forêt de Haye, BP 90161, 54505 Vandoeuvre-lès-Nancy cedex

<sup>2</sup> Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire

BP 3 - 13115 Saint Paul-lez-Durance

\*(auteur correspondant : lunavale1@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - Lors d'un accident hypothétique de perte de réfrigérant primaire (APRP) dans un réacteur à eau pressurisée (REP), un écoulement constitué de vapeur et de gouttes dispersées se forme et se propage dans les assemblages. Cet écoulement permet de refroidir les parties d'assemblages non encore immergées par l'eau. Dans cet article, l'objectif est de comparer le flux de chaleur extrait de la paroi par l'écoulement vapeur/gouttes trouvé expérimentalement avec la boucle COLIBRI [1] et le flux trouvé numériquement avec le code NECTAR [2] pour un sous-canal intact et une fraction volumique de gouttes  $\alpha_g \sim 10^{-3}$ . La dissipation thermique interne totale et la contribution des différents mécanismes de transfert de chaleur sont analysées.

## Nomenclature

$C_p$	Capacité thermique J/kgK	$z$	Coordonnée axiale, m
$d$	Diamètre, m	<i>Symboles grecs</i>	
$E_g$	Énergie d'une goutte, J	$\phi$	Flux thermique, W
$f$	Coefficient de frottement	$\varphi$	Densité de flux thermique, W/m <sup>2</sup>
$F_{r,ij}$	Facteur de forme entre les phases i et j	$\rho$	Densité massique, kg/m <sup>3</sup>
$g$	Accélération de la pesanteur, m/s <sup>2</sup>	$\alpha$	Fraction volumique
$h$	Enthalpie, kJ/kg	$\epsilon$	Emissivité
$h_{fg}$	Enthalpie latente de vaporisation, kJ/kg	$\sigma_{SB}$	Constante de Stefan-Boltzmann, W/m <sup>2</sup> K <sup>4</sup>
$h_i$	Coefficient de convection par impact, W/m <sup>2</sup> K	$\sigma$	Écart type
$L$	Longueur du tube, m	$\mu$	Espérance
$m$	Masse, kg	$\tau_b$	Taux de déformation du sous-canal
$\dot{m}$	Débit massique, kg/s	<i>Indices et exposants</i>	
$Nu$	Nombre de Nusselt	$ev$	Évaporation
$Pr$	Nombre de Prandtl	$ext$	Externe
$Re$	Nombre de Reynolds	$g$	Gouttes
$S$	Surface, m <sup>2</sup>	$i$	Impact
$S_T$	Aire de la section transversale d'un sous-canal, m <sup>2</sup>	$int$	Interne
$T$	Température, K	$p$	Paroi
$u$	Vitesse, m/s	$r$	Rayonnement
		$sat$	Saturation
		$v$	Vapeur

## 1. Introduction

Lors d'un APRP, de l'eau est injectée par les systèmes de sécurité afin de refroidir les assemblages dans le cœur du réacteur. Du fait de l'élévation de la température des assemblages au cours du transitoire accidentel, de la vapeur est formée au contact de l'eau sous-refroidie avec

les assemblages chauds. Dans ce phénomène d'ébullition intense, des gouttes sont ainsi entraînées par la vapeur et un écoulement de vapeur avec des gouttes dispersées se forme en aval du front de trempe. Cet écoulement permet de refroidir les parties d'assemblages non encore immergées. De plus, dépendant de la sévérité de l'accident, la chute de pression dans le cœur peut éventuellement conduire à des déformations importantes voire à la rupture des gaines des crayons de combustible. Par conséquent, la section de passage entre les sous-canaux bouchés peut diminuer considérablement. De ce fait, la caractérisation des transferts thermiques dans ces zones est indispensable pour s'assurer que les assemblages puissent être refroidis même s'ils sont déformés. Mais elle est compliquée due aux phénomènes comme la fragmentation et coalescence des gouttes, les impacts des gouttes, la turbulence, le non-équilibre thermodynamique entre phases et le rayonnement.

Dans ce contexte, l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) a porté un projet, ANR PERFROI, afin de compléter les connaissances sur le comportement thermo-hydraulique et thermomécanique du cœur endommagé pendant un APRP. Dans l'axe thermo-hydraulique de ce projet, la boucle expérimentale COLIBRI<sup>1</sup> [1] a été développée dans le but de caractériser le phénomène de refroidissement d'un sous-canal par un écoulement de vapeur et gouttes typique d'un APRP. COLIBRI permet de déterminer le flux de chaleur extrait par cet écoulement pour différentes conditions thermo-hydrauliques et pour trois géométries représentant différents degrés de gonflement de la gaine. Par ailleurs, COLIBRI a permis la validation d'un code, NECTAR<sup>2</sup> [2], développé dans le but de calculer les transferts de chaleur et de masse ainsi que la dynamique des gouttes pour un écoulement polydispersé et ce, dans les mêmes conditions géométriques et thermo-hydrauliques que COLIBRI. Ce code utilise un modèle mécaniste pour calculer le flux de chaleur et permet de simuler une large gamme de conditions d'écoulement, en tenant en compte aussi des déséquilibres présents entre les phases.

L'analyse des premiers résultats expérimentaux avec NECTAR a montré que la convection entre la vapeur et la paroi est le mécanisme de transfert le plus important dans le calcul du flux extrait mais que le transfert de chaleur par impacts de gouttes à la paroi est également non négligeable [2]. Ces résultats, obtenus avec une température d'entrée de vapeur et une fraction volumique des gouttes faibles ( $T_v = 160^\circ C$  et  $\alpha_g \sim 10^{-4}$ ), ne permettent pas de valider l'ensemble des corrélations sur toute la gamme des conditions attendus en APRP ( $T_v < 800^\circ C$  et  $10^{-4} < \alpha_g < 10^{-2}$ ). Afin d'analyser l'influence des différents mécanismes de chaleur dans ces configurations thermo-hydrauliques étendues, la boucle expérimentale COLIBRI a été modifiée permettant d'augmenter la fraction volumique des gouttes ( $\alpha_g \sim 10^{-3}$ ) et la température d'entrée de la vapeur ( $T_v = 215^\circ C$ ). Finalement, le but de cet article est de comparer les résultats du code NECTAR avec les données expérimentales obtenues avec la nouvelle configuration de la boucle COLIBRI pour un sous-canal intact de 100 mm de longueur.

## 2. COLIBRI

La boucle COLIBRI est composée d'une section d'essai où l'écoulement vapeur/gouttes est formé à partir d'un système de génération de gouttes et d'un système de génération de vapeur surchauffée et d'un réseau de condensation de la vapeur (Fig. 1a). Les gouttes sont générées avec un injecteur ayant un orifice de  $500\mu m$  de diamètre. Aussi, la vapeur est produite à partir d'un générateur de vapeur (AURA M6) avant d'être surchauffée en passant dans un tube chauffé par effet joule.

1. COLIBRI : COOLIng of Blockage Region Inside a PWR Reactor.

2. NECTAR : New Experimental Code for Thermal-hydraulic Analysis in a Representative geometry.

La section d'essai est divisée en trois parties : 1) l'injecteur de vapeur surchauffée et de gouttes suivi d'une section en acier inoxydable (jusqu'à la première fenêtre optique) avec un bypass de vapeur, 2) une pièce amovible en Inconel 625 qui permet de tester trois taux de déformation ( $\tau_b = 0, 61\%$  et  $90\%$ ), représentés dans Fig.1b. Dans ce travail, le tube intact a été utilisé, c'est-à-dire, un tube droit sans déformation et avec un diamètre interne constant de 11.78 mm. Cette pièce est aussi chauffée par effet joule et sa température de paroi externe est mesurée par caméra infrarouge. Finalement, une section en acier inoxydable connecte l'écoulement avec le condenseur. Le Tableau 1 présente les paramètres de l'étude.

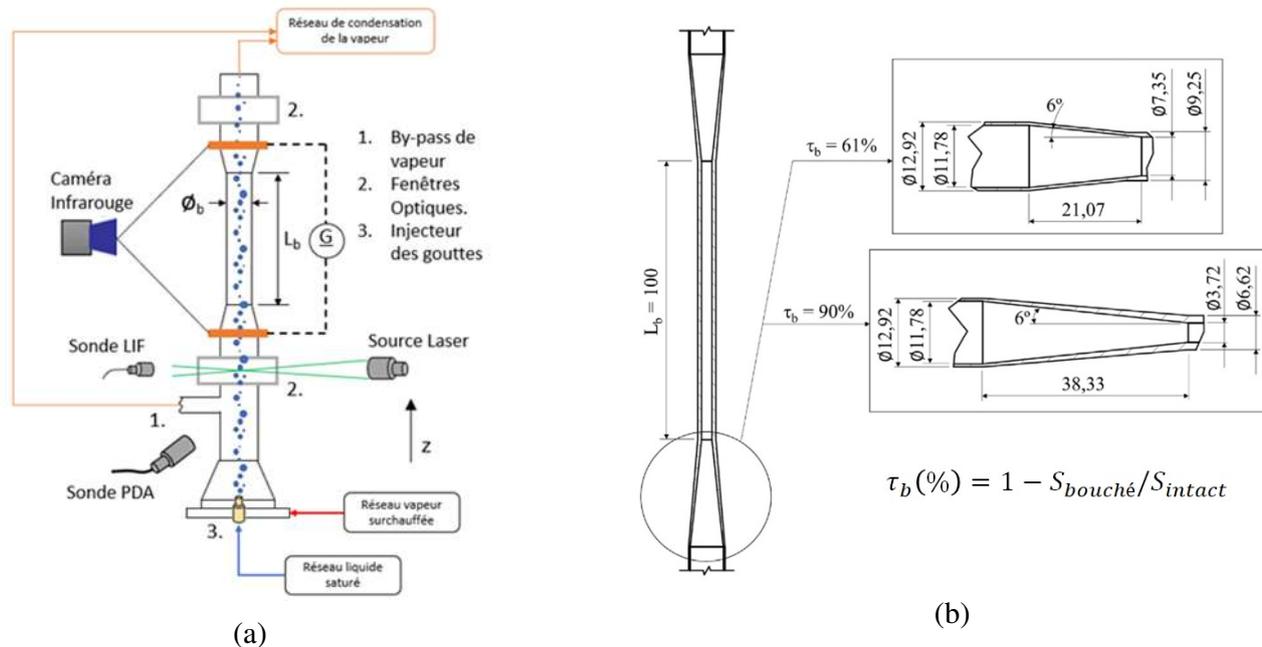


Figure 1 : a) Section d'essai de la boucle COLIBRI et b) géométrie des pièces amovibles qui simulent les sous-canaux bouchés.

Paramètres	Gamme
Pression de la vapeur (absolu)	0.9 – 1.4 bar
Débit massique des gouttes	3 – 12 kg/h
Température des gouttes injectées	> 80 °C
Diamètres des gouttes injectées	5 – 500 $\mu\text{m}$
Débit massique de vapeur	2 – 8 kg/h
Température de la vapeur	100 °C – 500 °C
Fraction volumique des gouttes	$10^{-4}$ – $5 \cdot 10^{-3}$
Température initiale de la paroi	< 750 °C

Tableau 1 : Paramètres thermo-hydrauliques de la boucle COLIBRI

Des accès optiques en verre borosilicaté en amont et en aval de la section d'essai permettent de mesurer le diamètre et la vitesse des gouttes par Analyse Phase Doppler (PDA). Les détails sur la technique de PDA, les incertitudes et la géométrie sont disponibles dans la référence de Peña Carrillo et al. [1]. Finalement, le flux de chaleur extrait de la paroi par l'écoulement interne ( $\Phi_{int}$ ) est calculé à partir de la diminution spatio-temporelle de la température du tube, mesuré

avec la caméra infrarouge et à partir de l'estimation des pertes ( $\Phi_{pertes}(z, t)$ ) avec l'environnement (rayonnement et convection naturelle), selon l'équation suivante :

$$\Phi_{int}(z, t) = - \left( \frac{S \rho_p C p_p}{\pi d_{int}} \right) \frac{dT_p(z, t)}{dt} - \left( \frac{d_{ext}}{d_{int}} \right) \Phi_{pertes}(z, t) \quad (1)$$

### 3. Code NECTAR

Le code est basé sur le bilan thermique entre la paroi chaude à refroidir (avec une géométrie identique à COLIBRI) et l'écoulement interne de vapeur surchauffée et de gouttes dispersées. La Figure 2 montre les différents transferts : convection forcée paroi/vapeur ( $\Phi_{pv}$ ), rayonnement paroi/vapeur ( $\Phi_{r,pv}$ ), convection vapeur/gouttes ( $\Phi_{vg}$ ), rayonnement vapeur/gouttes ( $\Phi_{r,vg}$ ), rayonnement paroi/gouttes ( $\Phi_{r,pg}$ ), impacts paroi/gouttes ( $\Phi_{i,pg}$ ) et flux d'évaporation des gouttes ( $\dot{m}_{ev}$ ). Le flux de chaleur dissipé à la paroi dû à l'écoulement interne ( $\Phi_{int}$ ) est donc la somme de quatre contributions différentes :

$$\Phi_{int} = \Phi_{pv} + \Phi_{r,pg} + \Phi_{r,pv} + \Phi_{i,pg} \quad (2)$$

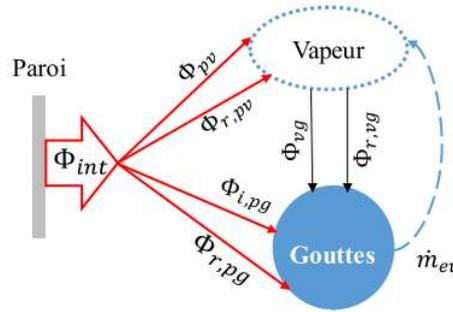


Figure 2 : Transferts thermiques et massique considérés dans NECTAR

Le modèle est 1D axial à 2 fluides (vapeur et gouttes) en non-équilibre thermique et dynamique. Les gouttes sont considérées sphériques et à saturation. Selon la vitesse et donc leur nombre de Weber, les gouttes peuvent se fragmenter. Pour cela, le modèle de Chou et Faeth [13] est utilisé pour calculer la nouvelle distribution après fragmentation (la coalescence n'est pas pris en compte). La paroi est considérée comme thermiquement « mince » ( $Bi \ll 1$ ). Enfin les calculs sont valides seulement durant le régime de Leidenfrost (i.e. sans mouillage de la paroi). Le Tableau 2 résume les équations de conservation utilisées dans NECTAR. Également, pour le calcul des différents mécanismes de transfert de chaleur, le code NECTAR utilise les corrélations empiriques résumées dans le Tableau 3.

Par ailleurs, le flux de chaleur extrait par les impacts des gouttes  $q_{i,pg}$  peut être estimé comme suit :

$$q_{i,pg} = \frac{6\dot{m}}{\pi \rho_g d^3} E_g \quad (3)$$

Où le flux de gouttes impactant la paroi ( $\dot{m}$ ) est déterminé selon la corrélation de Owen et Hewitt [7]. Aussi, le facteur de forme ( $F_{r,ij}$ ) entre la vapeur, la paroi et les gouttes est calculé selon le modèle des résistances thermiques proposé par Guo et Mishima [8]. Une description détaillée du code NECTAR est décrite par Oliveira et al [2].

	Équations
Conservation de la masse (vapeur)	$\frac{dm_v}{dt} = \dot{m}_{ev}$
Bilan de quantité de mouvement (goutte)	$\rho_g u_g \frac{du_g}{dz} = -\frac{3}{4d_g} \frac{v.C_D}{1+B} \rho_v (u_g - u_v)  u_g - u_v  + (\rho_v - \rho_g) g$ $C_D = \frac{24}{Re(1+B)}, B = \frac{C_{pv}(T_v - T_{sat})}{h_{fg} + (Q_L/\dot{m})}, v = \frac{1}{1-6.55\alpha_g}$
Bilan d'énergie	$C_{pv} \left\{ T_v(z + dz) \left[ \dot{m}_v(z) + \frac{d\dot{m}_v(z)}{dz} dz \right] - \dot{m}_v(z) T_v(z) \right\} = \Phi_{ev}$ $\Phi_{ev} = \Phi_{i,pg} + \Phi_{r,pg} + \Phi_{vg} + \Phi_{r,vp}$

Tableau 2 : Équations de conservation du code NECTAR [2].

	Équations
Convection forcée paroi/vapeur ( $\Phi_{pv}$ ) [3]	$Nu_v = \frac{f/8(Re_v - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)}$
Convection entre la vapeur et les gouttes ( $\Phi_{vg}$ ) [4, 5]	$Nu_{vg} (1 + (h_v - h_g)/h_{fg}) = 2 + 0.6Re_M^{1/2} Pr_f^{1/3}$
Impact d'une goutte avec la paroi ( $\Phi_{i,pg}$ ) [6]	$E_g = \int_0^{t_s} (h_i (T_p - T_v) + \epsilon_p \sigma_{SB} (T_p^4 - T_g^4)) \frac{\pi d(t)^2}{4} dt$
Rayonnement entre la vapeur, les gouttes et la paroi ( $\Phi_{r,pg}, \Phi_{r,pv}, \Phi_{r,vg}$ )	$q_{r,ij} = F_{r,ij} \sigma_{SB} (T_i^4 - T_j^4)$

Tableau 3 : Équations de conservation du code NECTAR [2].

#### 4. Domaine de simulation et conditions limites

Le code NECTAR a été développé pour simuler les conditions géométriques et thermo-hydrauliques de COLIBRI. De cette façon, NECTAR utilise l'évolution spatio-temporelle de la température externe du tube chauffé de COLIBRI, mesurée lors de l'expérience. Ensuite, NECTAR calcule la valeur du transfert pour chaque mécanisme en chaque maille axiale et à chaque pas de temps. Finalement le flux de chaleur calculé par NECTAR est comparé au flux calculé à partir des données expérimentales de COLIBRI. Les conditions thermo-hydrauliques évaluées pour la présente expérience sur COLIBRI étaient :

- Débit de vapeur de 4.2 kg/h, avec une température de 215°C.
- Débit des gouttes de 5.2 kg/h, avec une vitesse moyenne des gouttes de 11.5 m/s.
- Température initiale maximale de la paroi d'environ 700°C (au centre du tube).

Par ailleurs, l'histogramme des gouttes mesuré à la première fenêtre optique est représenté dans la Fig.3. Le diamètre moyen ( $d_{10}$ ) est de 187  $\mu m$  avec un diamètre minimum de 5  $\mu m$  et un diamètre maximum de 500  $\mu m$ . La distribution des gouttes est de type log-normal, un type de distribution courant dans un APRP [9]. La Figure 3 montre aussi la distribution des gouttes utilisée pour le calcul NECTAR qui a été trouvée à partir de l'histogramme.

Finalement, le domaine de simulation est représenté dans la Fig. 4 . Comme mentionné pour le calcul du flux, NECTAR utilise la température mesurée par la caméra infrarouge de COLIBRI. Néanmoins, cette comparaison est exclusivement faite pour la région centrale du tube (les 100 mm centraux du tube) afin de limiter l'influence des pertes par conduction aux

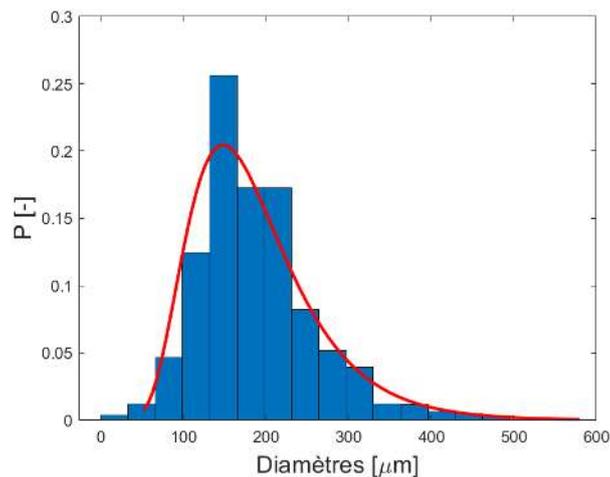


Figure 3 : Histogramme des gouttes trouvé dans COLIBRI (en bleu) avec la distribution de type lognormal utilisée pour NECTAR (en rouge) avec  $\mu = \ln(d_{10})$  et  $\sigma = 0.37$ .

brides électriques utilisées pour le passage de courant dans le tube d'essai.

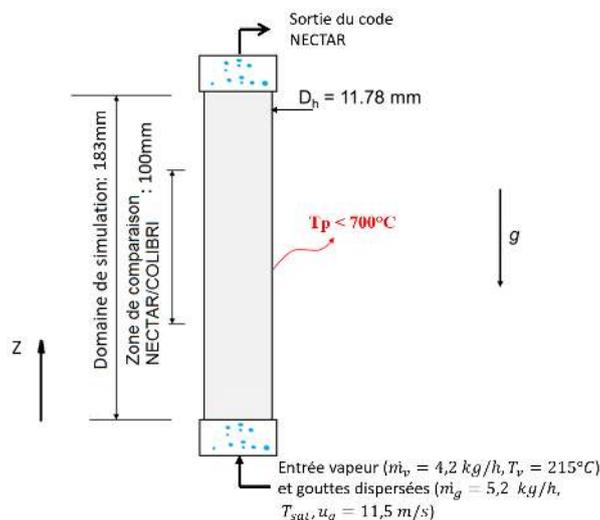


Figure 4 : Domaine de simulation du code NECTAR.

## 5. Résultats

La comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique du flux interne extrait par l'écoulement de vapeur et gouttes est présentée dans la Fig. 5a. On constate que le flux thermique est prédit correctement dans la plage de température de l'étude. Néanmoins, à haute température de paroi, les écarts entre le flux expérimental et le flux simulé sont plus importants qu'à basse température ; mais il faut noter aussi que les erreurs expérimentales sont plus importantes à haute température. De plus, il peut être noté (Fig. 5b) que dans la gamme de température étudiée les points sont prédits avec une incertitude de  $\pm 20\%$ .

En outre, le code NECTAR permet de comparer la contribution de chaque mécanisme de transfert de chaleur (équation 1) dans le flux interne de chaleur total en fonction de la température de la paroi (Fig. 6). Le mécanisme le plus important reste la convection entre la paroi et la vapeur ( $\Phi_{pv}$ ), avec de 59% du flux total. Par ailleurs, on constate l'importance des gouttes dans le refroidissement de la paroi chaude : le flux de chaleur par impacts de gouttes sur la paroi ( $\Phi_{i,pg}$ )

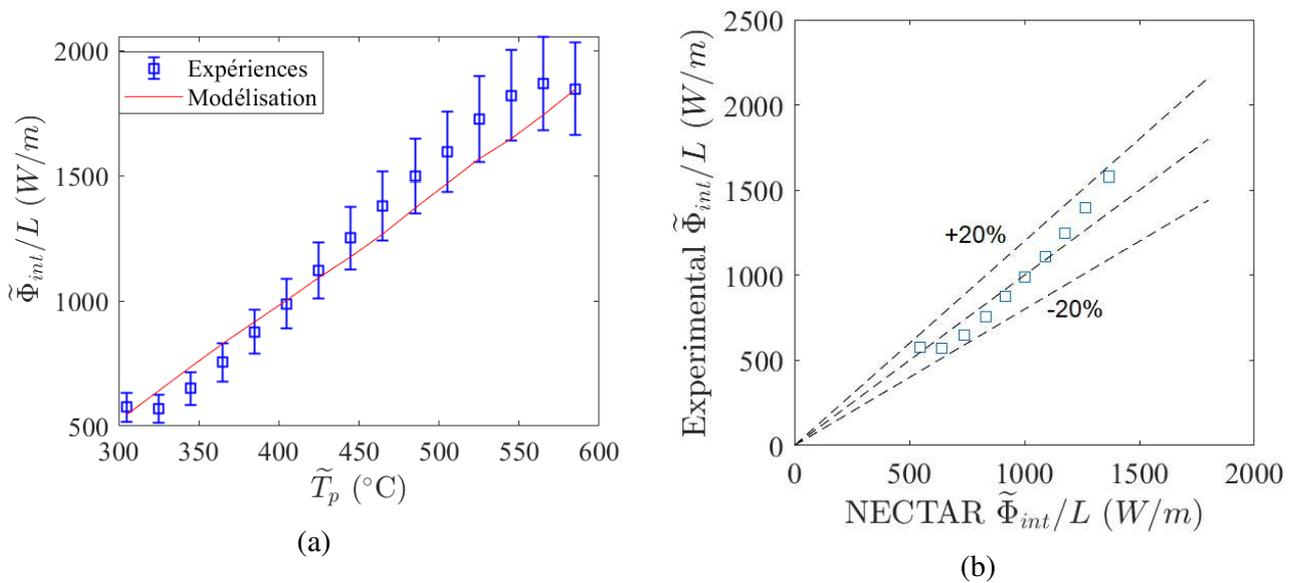


Figure 5 : a) Comparaison du flux interne dégagé par l'écoulement et b) différence entre le flux calculé et mesuré expérimentalement

représente plus de 36% du flux total. Dans un travail précédent, Peña Carrillo et al. [10] avaient trouvé que la participation de  $\Phi_{i,pg}$  était d'environ 9% avec une fraction volumique d'environ  $10^{-4}$ . On constate donc qu'une augmentation de la fraction volumique des gouttes entraîne une augmentation de  $\Phi_{i,pg}$  dans le flux global  $\Phi_{int}$ . Finalement, le rayonnement entre la paroi et les deux phases de l'eau ( $\Phi_{r,pg}$  et  $\Phi_{r,pv}$ ) reste faible avec une participation conjuguée de moins de 5% du flux total.

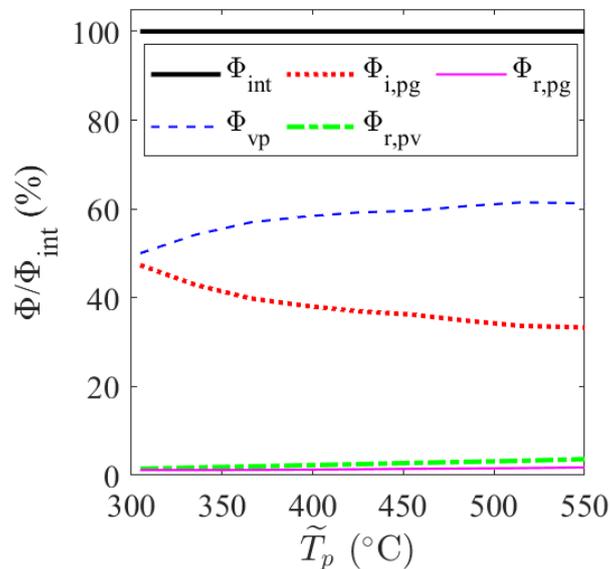


Figure 6 : Contribution de chaque mécanisme de chaleur dans le flux interne total.

## 6. Conclusion

Dans ce travail, une comparaison entre le résultat de la modélisation mécaniste par le code NECTAR et le résultat expérimental avec la boucle COLIBRI sur les transferts thermiques qui ont lieu dans un tube représentatif d'un sous-canal de REP refroidi par un écoulement vapeur/gouttes a été entreprise. Cette comparaison a permis d'obtenir les résultats suivants :

- La simulation réalisée avec le code NECTAR prédit correctement le flux thermique trouvé expérimentalement, où 100% des points de flux comparés entre NECTAR et CO-LIBRI se trouvent dans une plage de  $\pm 20\%$ .
- Le mécanisme le plus important dans les conditions évaluées reste la convection entre la paroi et la vapeur ( $\Phi_{pv}$ ). Néanmoins, avec l'augmentation de la fraction volumique des gouttes, il a été constaté une augmentation de la participation du flux de chaleur par impacts de gouttes ( $\Phi_{i,pg}$ ), avec une contribution de plus de 36% dans le flux global ( $\Phi_{int}$ ).

## Références

- [1] J. D. Peña Carrillo, A. V. Oliveira, A. Labergue, T. Glantz, M. Gradeck, Experimental thermal hydraulics study of the blockage ratio effect during the cooling of a vertical tube with an internal steam-droplets flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 140 (2019) 648–659. doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.06.012.
- [2] A. V. S. Oliveira, J. D. Peña Carrillo, A. Labergue, T. Glantz, M. Gradeck, Mechanistic modeling of the thermal-hydraulics in polydispersed flow film boiling in LOCA conditions, *Nucl. Eng. Des.* 357 (2020) 110388. doi :https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2019.110388.
- [3] V. Gnielinski, New equations for heat and mass transfer in the turbulent flow in pipes and channels, *Int. J. Chem. Eng.* 16 (2) (1976) 359 – 368.
- [4] W. R. Ranz, W. E. and Marshall, *Evaporation from drops* (1952).
- [5] M. C. Yuen, L. W. Chen, Heat-transfer measurements of evaporating liquid droplets, *Int. J. Heat Mass Transf.* 21 (5) (1978) 537–542. doi :10.1016/0017-9310(78)90049-2.
- [6] M. Gradeck, N. Seiler, P. Ruyer, D. Maillet, Heat transfer for leidenfrost drops bouncing onto a hot surface, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 47 (2013) 14 – 25. doi :https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2012.10.023.
- [7] G. Hewitt, A. Govan, Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change, *Int. J. Heat Mass Transf.* 33 (2) (1990) 229 – 242. doi :https://doi.org/10.1016/0017-9310(90)90094-B.
- [8] Y. Guo, K. Mishima, A non-equilibrium mechanistic heat transfer model for post-dryout dispersed flow regime, *Ep. Therm. Fluid Sci.* 26 (6-7) (2002) 861–869. doi :10.1016/S0894-1777(02)00195-4.
- [9] Y. Jin, F.-B. Cheung, K. Shirvan, S. M. Bajorek, K. Tien, C. L. Hoxie, Development of a droplet breakup model for dry spacer grid in the dispersed flow film boiling regime during reflood transients, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 143 (2019) 118544. doi :https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118544.
- [10] J. D. Peña Carrillo, A. V. S. Oliveira, T. Glantz, G. Repetto, M. Gradeck, Analyse des transferts thermiques d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire, in : *Congrès français de thermique*, Société Française de Thermique, Nantes, 2019.

## Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre d'une thèse financée par l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN) à Cadarache.

# Simulation numérique de dépôts de particules dans un échangeur par approche Euler – Lagrange

Souria HAMIDOUCHE<sup>1\*</sup>, Rémi GAUTIER<sup>1</sup>, Kousseila ATSAID<sup>1</sup>, Rafik OUCHENE<sup>2</sup>, Serge RUSSEIL<sup>1</sup>

<sup>1</sup>IMT Nord Europe, Institut Mines-Télécom, Université de Lille, CERI Energie Environnement, F-59000 Lille, France

<sup>2</sup>ELISA Aerospace, F-02100, Saint Quentin

\* (auteur correspondant : [souria.hamidouche@imt-nord-europe.fr](mailto:souria.hamidouche@imt-nord-europe.fr))

## Résumé

Le dépôt de particules solides est investigué dans un échangeur à tubes elliptiques et ailettes planes continues par l'approche Euler-Lagrange. La déposition des particules est calculée grâce à l'implémentation de modèles issus de la littérature qui prennent en compte la vitesse critique et l'angle de dépôt d'une particule. Les effets de la variation du nombre de Reynolds, du modèle stochastique et de la taille des particules sur la déposition ont été investigués, de même que l'influence de différents paramètres géométriques (espacement inter-ailettes et l'ellipticité des tubes). Enfin, l'effet du dépôt sur le transfert thermique est mis en évidence grâce au développement d'un modèle simplifié 1D.

## Nomenclature

$b$ petit rayon de l'ellipse (m)	$V_{p,d}$ volume des particules déposées (m <sup>3</sup> )
$d_p$ diamètre particule (m)	$F_g$ force de gravité (N)
$F_p$ pas entre deux ailettes, mm)	$F_B$ force d'Archimède (N)
$\tau_p^+$ temps de relaxation adimensionné	$F_p$ force de gradient de pression (N)
$\rho_f$ densité du fluide (kgm <sup>-3</sup> )	$F_{LS}$ force portance (N)
$\rho_p$ densité de la particule (kgm <sup>-3</sup> )	$F_d$ force de trainée (N)
$\mu$ viscosité dynamique (Pa.s)	$F_{TH}$ force thermophorétique (N)
$\lambda$ conductivité thermique du fluide (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	$u_\tau^*$ vitesse de cisaillement
$\lambda_p$ conductivité thermique de la particules, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\phi$ densité de flux de chaleur (W/m <sup>2</sup> )
$m_p$ masse de la particule (kg)	
$N$ nombre de particules	
$S_m$ surface de maille m <sup>2</sup>	
$T_s$ température (K)	
$V_p$ volume d'une particule (m <sup>3</sup> )	
	Re nombre de Reynolds $Re = \frac{U_{in} 2b}{\nu}$

## 1. Introduction

Dans un contexte de transition énergétique, les objectifs nationaux<sup>1</sup> et internationaux<sup>2</sup> contraignent de trouver de nouvelles solutions et de repenser tout le cycle de vie des composants et systèmes énergétiques. L'optimisation des échanges thermiques dans ces composants s'appuie souvent sur le développement de surfaces d'échange à géométries complexes. Cependant, l'encrassement des échangeurs reste un problème récurrent et très coûteux, à la fois sur le plan économique (maintenance) et énergétique (efficacité à long

<sup>1</sup> Loi énergie-climat

<sup>2</sup> L'accord de Paris, 2015

terme) qui est très peu pris en compte. L'analyse des phénomènes d'encrassement peut être réalisée directement à partir des caractéristiques de l'écoulement (quadrants, scalaire passif) ou par une approche lagrangienne [1], [2], [3] qui permet de suivre les particules tout au long de leurs trajectoires. Par ailleurs, la littérature montre que cette approche est, parfois, simplifiée où seule la force de traînée est prise en compte dans l'équation du mouvement de la particule, cf [4]. En principe, le mouvement d'une particule est gouverné par plusieurs forces et paramètres géométriques. A titre d'exemple, l'intégration de l'effet thermophorétique est essentielle dans les études traitant les échangeurs de chaleur cf. [5], [6], [7]. Par ailleurs, il a été démontré expérimentalement [8] et numériquement [6], [2], [9] que la variation de plusieurs paramètres liés à la géométrie de l'échangeur, à la physique de l'écoulement (vitesse) ainsi qu'à la géométrie des particules ont une influence sur le taux de dépôt. Différents types d'interactions peuvent coexister entre le fluide et ces particules. Elgobash (1994) [10] a défini trois interactions principales : « one-way coupling » où les particules sont de petites tailles et n'ont aucun effet sur l'écoulement [cf. 5]; « two way coupling », où les particules modifient les caractéristiques de l'écoulement. Lorsque la fraction volumique est supérieure à 0.001, les interactions sont multiples (fluide-particule, particule-fluide et particule-particule), on parle alors du « four-way coupling ». Dans notre cas, on prend en compte l'interaction « two way coupling ». Dans l'étude du dépôt, la prise en compte des propriétés mécaniques des particules et des parois de dépôt s'avère être le meilleur compromis et permet de définir une vitesse critique de dépôt et de rebond [11] et l'angle critique de dépôt [12]. Dans notre étude, on a considéré ces deux critères pour estimer le dépôt dans l'échangeur. Par ailleurs, l'effet du dépôt sur le transfert thermique est mis en évidence grâce au développement d'un modèle simplifié 1D.

## 2. Modèle numérique

### 2.1. Simulation URANS 3D

La modélisation de l'écoulement moyen, instationnaire, incompressible, a été effectuée par la méthode URANS 3D (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes). Cette approche permet de résoudre les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie à l'aide du code commercial Star-CCM+ ® en utilisant la méthode des volumes finis. Le couplage vitesse-pression est basé sur l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations). Le domaine d'étude considéré est un échangeur de chaleur tubes et ailettes à quatre rangs de tubes elliptiques rangés d'une manière triangulaire (Figure 1). Cette géométrie est en lien avec une étude développée au sein de l'équipe par Toubiana et al [13], pour plus de détails sur les paramètres géométriques, le lecteur peut se référer à [13].

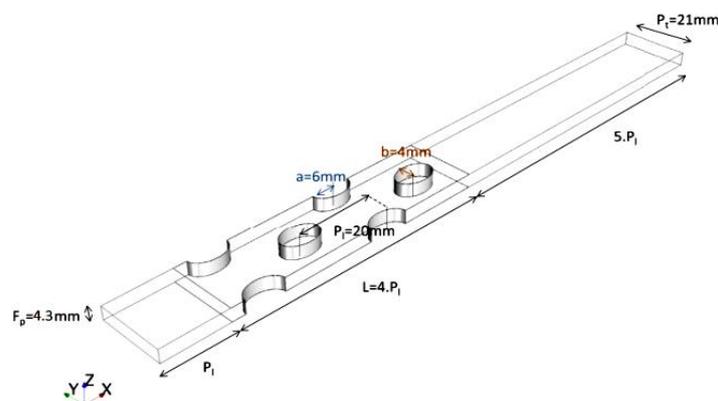


Figure 1: Domaine d'étude [13]. L'ellipticité des tubes est définie par  $a/b=1,5$  où  $a$  et  $b$  sont respectivement les grands et petits rayons de l'ellipse.

Les conditions de périodicité sont imposées sur les parois latérales du domaine ainsi que sur les extensions amont et aval de l'échangeur de chaleur. Les propriétés thermo-physiques de l'air sont ( $\rho_f = P/rT = 353,02 \text{ kg/m}^3$ ,  $\mu = 1,86 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$ ,  $\lambda = 0,026 \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ,  $c_p = 1003,62 \text{ J.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Les conditions aux limites sont données dans le tableau ci-dessous :

$\mathbf{U}_{\text{inlet}}$	$\mathbf{I}_{\text{inlet}}$	$\mathbf{T}_{\text{inlet}}$	$\mathbf{T}_p$	$\mathbf{P}_{\text{outlet}}$
<i>m/s</i>	/	<i>K</i>	<i>K</i>	<i>Pa</i>
1, 2, 3 et 5	0,1	300	340	101310

Tableau 1 : Conditions aux limites.  $T_p$  : est la température des parois d'échange (tubes et ailettes)

L'approche URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes) engendre des fluctuations instationnaires supplémentaires qui sont prises en compte dans l'estimation de l'énergie cinétique turbulente totale (TKE). La TKE totale est donc obtenue en faisant la somme de la TKE prédite par le modèle de turbulence noté «  $k$  » et de la nouvelle énergie cinétique caractérisée par les fluctuations instationnaires. Cette démarche est basée sur ce que l'on appelle la triple décomposition de Reynolds adoptée dans le cas particulier des approches URANS :

$$\text{TKE} = [k + \frac{1}{2} (\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}) ] \quad (1)$$

## 2.2. Modèle lagrangien

Le suivi lagrangien de particules solides, sphériques, avec un faible ratio de masse volumique ( $\rho_f / \rho_p < 1$ ) a été adopté. La résolution de l'équation fondamentale de la dynamique pour chaque particule tenant compte des différentes forces pouvant être mises en jeu, s'écrit comme suit :

$$m_p \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_P + \mathbf{F}_{LS} + \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_{TH} \quad (2)$$

L'utilisation de la méthode URANS fournit uniquement les propriétés physiques moyennes du fluide porteur. Afin de calculer les trajectoires des particules, le modèle de dispersion stochastique EIM (Eddy Interaction Model) [14] a été utilisé. Ce modèle utilise un processus stochastique pour reconstruire la vitesse instantanée du fluide porteur le long de la trajectoire de la particule. Dans notre étude, une attention particulière est mise sur la fraction volumique ( $\Phi_p = NV_p / V$ ) pour s'assurer du respect des conditions du « two way coupling ». La figure 2 présente  $\Phi_p$  en fonction du temps de relaxation  $\tau_p^+$  (équation 3) adimensionnée pour chaque diamètre de particule étudiée. Le temps caractéristique d'une particule pour répondre aux sollicitations du fluide est donné par le temps de relaxation ( $\tau_p = \rho_f d^2 / 18\mu_f$ ).

$$\tau_p^+ = \frac{\tau_p}{\tau_e} = \frac{\rho_f d_p^2 u_\tau^{*2}}{18\mu_f \nu_f} \quad (3)$$

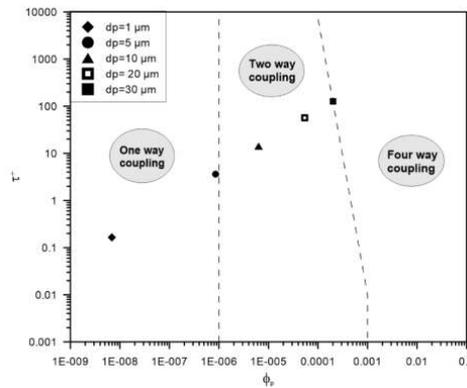


Figure 2 : Fraction volumique  $\Phi_p$  de la phase dispersée en fonction du  $\tau_p^+$  [d'après 10].

Comme mentionné dans l'introduction, les conditions aux limites de dépôt sont définies par une vitesse critique [11] et un angle critique de dépôt [12]. Ces deux critères ont été implémentés dans le code de calcul Star-CCM+. L'objectif est également d'intégrer l'effet de cette couche dépôt sur le transfert thermique à travers la méthode développée dans la section suivante.

### 2.3. Modèle 1D pour l'estimation de l'effet du dépôt sur le Nusselt

Pour estimer l'influence du dépôt sur le transfert thermique, on a développé un modèle basé sur la résolution de l'équation de conduction 1D. Dans un premier temps, l'épaisseur du dépôt «  $e_d$  » équivalent moyennée sur la surface de chaque maille pariétale est estimée en tenant compte de la fraction volumique des particules déposées ( $e_d = V_{p,d}/S_m$ ). Ce modèle 1D permet de modifier le champ de température imposé en fonction du nombre de particules déposées sur chaque maille.

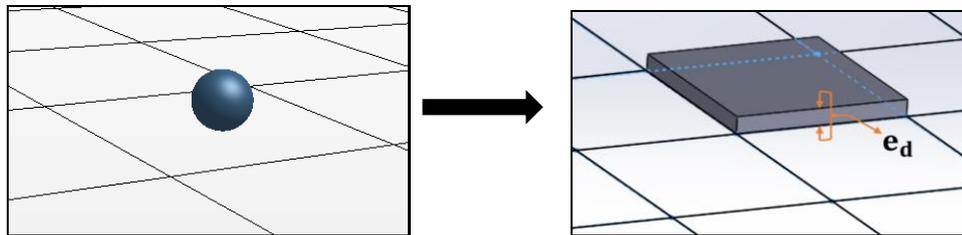


Figure 3: Dépôt de la particule sur une maille (gauche), épaisseur de dépôt équivalent (droite).

Dans cette configuration, la résolution de l'équation de conduction 1D revient à :

$$\phi = -\lambda_p \frac{dT}{dx} \approx -\lambda_p \frac{T_s - T_p}{e_d} \quad (4)$$

$$T_s = T_p - \frac{e_d}{\lambda_p} \phi = T_p - r_{th} \phi \quad (5)$$

$T_s$  correspond donc à la température de surface d'échange de l'échangeur tenant compte de la résistance thermique imposée comme condition aux limites à chaque pas de temps.

### 3. Sensibilité au maillage et validation des résultats

Plusieurs modèles de turbulence ont été testés, le modèle de turbulence *URANS  $k-\omega$ -SST* présente des résultats plus proches de ceux de la LES (Large-Eddy Simulation) de référence en termes d'échange thermique et d'énergie cinétique turbulente. Deux maillages ont été testés, un maillage polyédrique non-structuré et hexaédrique structuré pour un nombre de Reynolds 1500 (Figure 4).

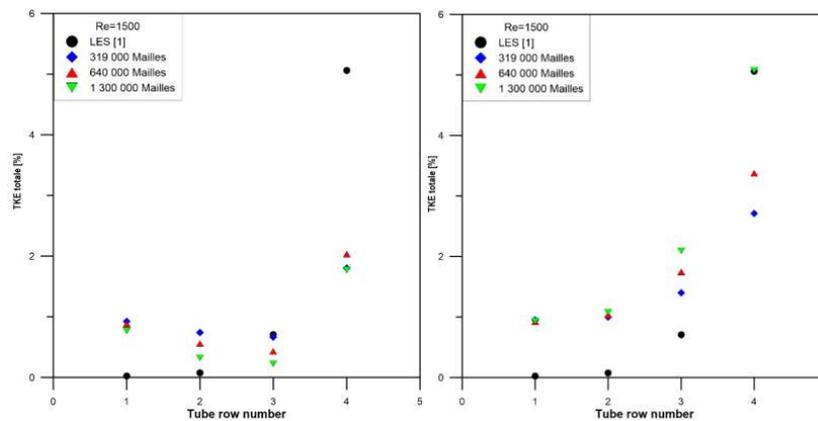


Figure 4: Influence du maillage sur les résultats de la TKE totale pour un  $Re=1500$  (maillage polyédrique non-structuré à gauche et hexaédrique structuré à droite). le pas de temps ( $t$ ) =  $2.10^{-5}$ ,  $2.10^{-5}$ , et  $7.10^{-5}$  pour le maillage 1, 2 et 3 respectivement

Ces résultats montrent que la transition laminaire/turbulent en fonction du rang de tube est globalement mieux prédite par le maillage hexaédrique. Les niveaux de l'énergie cinétique turbulente totale restent surestimés pour les premiers rangs de tube mais un bon niveau est obtenu sur le dernier rang de tube pour un maillage composé de plus de 1.3 millions de mailles. Une comparaison qualitative des topologies de transferts de chaleur sur les surfaces d'échange (non montrée ici) indiquent une également meilleure prédiction par le maillage structuré par rapport au maillage non structuré.

#### 4. Résultats et analyse

Dans toutes les simulations présentées dans cette communication, le nombre total de particules injectées est de 2 205 000 sur une durée de 0,5 s. Pour atteindre ce nombre d'injection, 441 particules de diamètre de  $5 \mu m$  ont été injectées dans le domaine à chaque pas de temps. Dans un premier temps, l'effet du modèle de dispersion (EIM) a été étudié pour un nombre de Reynolds de 1500. La Figure 5 rapporte l'évolution du taux de dépôt de particules, ainsi que de la distribution des particules déposées dans l'échangeur avec et sans le modèle EIM (La Figure 5-a).

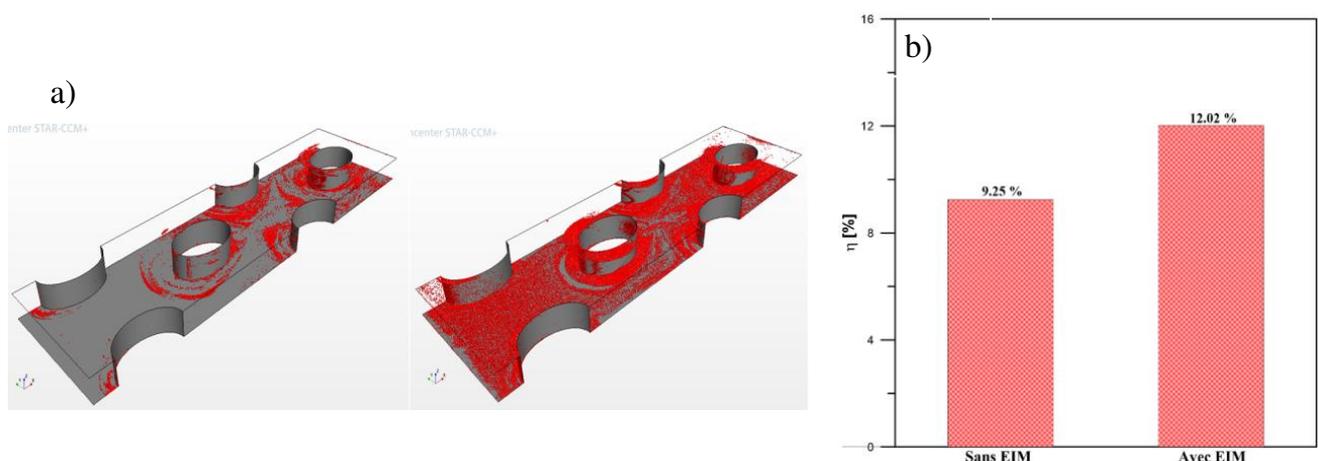


Figure 5 : a) Distribution des particules déposées (sans EIM à gauche, avec EIM à droite). Mise évidence en rouge des particules déposées. B) Taux de dépôt de particules (droite) où  $\eta = nb$  de particules déposées/nb de particules injectées)x100

On constate que le modèle EIM influence considérablement le dépôt de particules. Cette influence est due au fait que le modèle EIM intègre les fluctuations de vitesse du fluide sur les particules et ici, le phénomène de turbophorèse s’amplifie et agit sur la vitesse de dispersion des particules en changeant leur trajectoire et favorisant ainsi leur accumulation en proche paroi.

#### 4.1. Effet du nombre de Reynolds et du diamètre des particules injectées sur les caractéristiques de dépôt

La Figure 6-a montre le taux de dépôt  $\eta$  des particules en fonction du nombre de Reynolds (500, 1500, 2500, 3500, et 4500). Les résultats montrent que le taux de dépôt augmente avec l’augmentation du nombre de Reynolds jusqu’à une valeur critique ( $Re=2500$ ) puis diminue au-delà de cette valeur critique. Ces résultats sont en bonne concordance avec les travaux de [8], [3]. Cette évolution est probablement due à l’augmentation du nombre de particules qui rentrent en collision avec les parois liées à l’augmentation des fluctuations de vitesses. Cependant, à partir d’un certain nombre de Reynolds ( $Re=2500$  pour notre cas), la vitesse normale d’impact des particules avec la paroi devient plus importante que la vitesse critique de dépôt [11] donc les particules rebondissent au contact avec la paroi. Cela résulte d’une diminution du taux de dépôt à partir de  $Re = 2500$ . La Figure 6-b montre l’évolution du dépôt en fonction de la taille des particules. L’augmentation de la taille des particules engendre par conséquent une augmentation du poids et donc l’effet d’inertie. Les particules de petite taille  $< 10\mu m$ , ayant vitesse critique de dépôt faible, ont plus tendance à rebondir qu’à se déposer. De plus, l’effet de rebond contribue la diminution de taux de déposition pour des tailles de particules supérieures à  $10\mu m$ . Cette tendance a été observée également par [5].

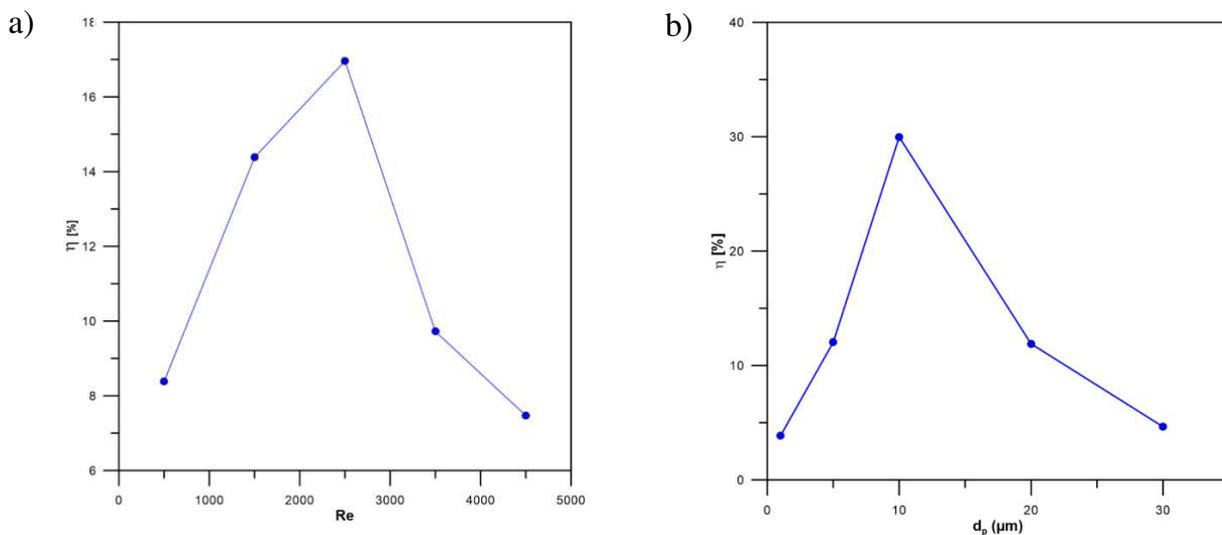


Figure 6 : a) Evolution du taux de dépôt en fonction du nombre de Reynolds. b) Evolution du taux de dépôt en fonction du diamètre des particules injectées ( $Re=1500$ ).

#### 4.2. Effet du dépôt sur le transfert thermique

Le modèle développé et implémenté dans le code de calcul (Equation 6), comme première approche, permet de suivre l’effet de dépôt des particules sur le transfert thermique. La Figure 7 montre que le nombre de Nusselt diminue au fur à mesure que la taille des particules augmente.

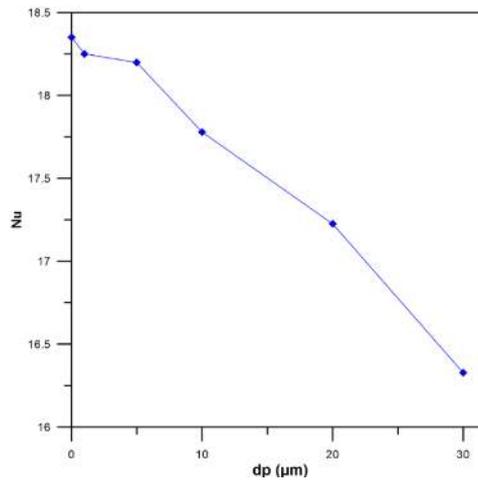


Figure 7 : Effet du dépôt sur le nombre de Nusselt global à  $Re=1500$ ).

En effet, alors que le taux de dépôt diminue pour des diamètres plus élevés ( $>10\mu\text{m}$ ), la surface totale de dépôt est plus importante. Ceci explique cet effet sur le comportement du Nusselt global. Le modèle intégré dans le code du calcul permet de corriger la température de paroi induite par la résistance thermique. Cela engendre donc une résistance thermique supplémentaire importante due à la faible conductivité thermique des particules disposées en comparaison à celle des parois d'échange existantes.

#### 4.3. Effet de l'espacement entre ailettes sur le dépôt

L'effet de la distance entre les deux ailettes  $F_p$  ( $F_p = 4.3, 4.8, 5.3, 5.8 \text{ mm}$ ) et l'effet de l'ellipticité des tubes ( $b = 3.5, 3.75, 4, 4.25 \text{ mm}$ ) sur le dépôt des particules dans l'échangeur de chaleur ont été étudiés. La figure 9 présente l'évolution du taux de dépôt  $\eta$  en fonction de l'espacement entre les deux ailettes de l'échangeur étudié pour un nombre de Reynolds de 1500.

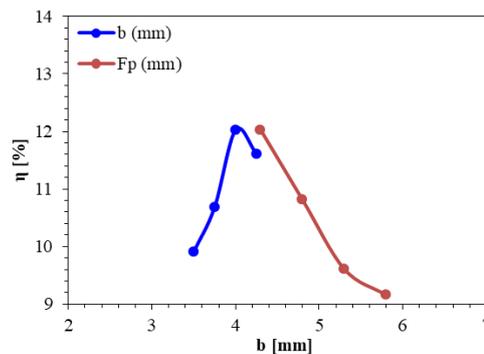


Figure 8 : Effet de l'espacement entre ailettes ( $F_p$ ) et l'ellipticité des tubes ( $b$ ) sur le taux de dépôt des particules ( $Re=1500$ ),  $d_p = 5 \mu\text{m}$ .

La Figure 8 montre que le taux de dépôt des particules dans l'échangeur diminue linéairement avec l'augmentation de l'espacement entre les deux ailettes ([8], [15]). L'augmentation de l'espacement entre les ailettes de l'échangeur fait réduire le taux de dépôt de particules. Pour une augmentation de 1 mm, le taux de dépôt est passé de 12.02 à 9.6 %. A contrario, lorsqu'on diminue l'ellipticité des tubes le taux de dépôt augmente (au fur à mesure que le  $b$  augmente). Ensuite, il atteint un seuil critique. Au-delà, de ce seuil le taux de dépôt diminue.

## 5. Conclusion

L'influence du dépôt de particules sur les performances thermiques d'un échangeur de chaleur à tubes et ailettes a été investigué. Un modèle de dépôt a été implémenté dans le code de calcul commercial Star-CCM+ et une approche a été développée afin d'estimer l'influence de dépôt de particules sur les échanges thermiques. L'effet de plusieurs paramètres numériques et physiques sur le dépôt de particules a été démontré, tels que le modèle stochastique EIM, le nombre de Reynolds, le diamètre des particules injectées, l'espacement inter ailettes et l'ellipticité des tubes. L'évolution du taux de dépôt, permettant de définir des valeurs critiques pour les différents paramètres physiques et géométriques étudiés : un nombre de Reynolds critique à 2500 et  $d_p$  à 10  $\mu\text{m}$ . Enfin, le dépôt réduit l'efficacité des échanges thermiques dans l'échangeur de chaleur étudié, et cette réduction s'amplifie avec l'augmentation du diamètre des particules déposées.

Des études utilisant des simulations dites aux « grandes échelles » (LES) sont en cours de réalisation afin de s'affranchir des limitations des approches RANS/URANS. Des analyses complémentaires feront également l'objet de la prochaine étude pour compléter ces premiers résultats présentés dans cette communication, afin de déterminer plus finement les mécanismes mis en jeu dans le dépôt de particules dans les échangeurs de chaleur à géométries complexes.

### Références

- [1] Y. Han, Y. Hu, F Qian , Effects of air temperature and humidity on particle deposition, *Chemical Engineering Research and Design*, 29 (2011), 2063-2069.
- [2] Z. Xu, A. Sun, Z. Han, X. Yu, Y. Zhang, Improvement of particle deposition model using random function method, *Building Environment*, 158 (2019), 192-204
- [3] Z. Xu, A. Sun, Z. Han, X. Yu, Y. Zhang, Simulation of particle deposition in a plate-fin heat exchanger using a particle deposition model with a random function method, *Powder Technology*, 355 (2019), 145-156.
- [4] F. Zhan, D. Zhuang, G. Ding, J. Tang, Numerical model of particle deposition on fin surface of heat exchanger, *international journal of refrigeration*, 72 (2016), 27–40.
- [5] H. Lu, T. Ma, L. Lu, Deposition characteristics of particles in inclined heat exchange channel with surface ribs, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 161 (2020), 120289.
- [6] Z. Han, Z. Xu, X. Yu, A. Sun, Y. Li, Numerical simulation of ash particles deposition in rectangular heat exchange channe, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 136 (2019), 767-776
- [7] Z. Han, Z. Xu, A. Sun, X. Yu, The deposition characteristics of micron particles in heat exchange pipelines, *Applied Thermal Engineering*, 158 (2019), 113732.
- [8] F. Zhan, D. Zhuang, G. Ding, P. Ju, J. Tang, Influence of wet-particle deposition on air-side heat transfer and pressure drop of fin-and-tube heat exchangers, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 124 (2018), 1230–1244
- [9] F. Wang, Y-L. He, S-Z. Tang, Z-X. Tong, Parameter study on the fouling characteristics of the H-type finned tube heat exchangers, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 112 (2017), 367-378.
- [10] S. Elghobashi On predicting particle-laden turbulent flows, *Applied Scientific Research*, 52 (1994), 309-329.
- [11] R. Brach, P. Dunn, A mathematical model of the impact and adhesion of Microspheres, *Aerosol Science and Technology*, 16:1 (1992), 51-64.
- [12] A. G. Konstandopoulos, Particle sticking/rebound criteria at oblique impact, *Aerosol Science*, 37 (2006), 292–305.
- [13] E. Toubiana, R.Gautier, D.Bougeard, S.Russeil, Large Eddy Simulation of transitional flows in an elliptical finned-tube heat exchanger, *International Journal of Thermal Sciences* 144 (2019), 158-172.
- [14] A. D. Gosman and E. Ioannides, Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors, *Journal Energy*, 7, (1983), 482-490.
- [15] F. Zhan, D. Zhuang, G. Ding, J. Tang, Numerical model of particle deposition on fin surface of heat exchanger, *international journal of refrigeration*, 72 (2016), 27–40.

# Insight into prediction of unsteady forced convection in a porous straight channel subject to inlet flow modulation: A REV lattice Boltzmann investigation.

Hassane NAJI <sup>1\*</sup>, Riheb MABROUK <sup>2</sup>, Hacen DHAHRI <sup>2</sup>

<sup>1</sup>Univ. Artois, IMT Nord Europe, Junia, Univ. Lille, ULR 4515, Laboratoire de Génie Civil et géo-Environnement (LGCgE)

F - 62400 Béthune (France)

<sup>2</sup>Université de Monastir, École Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Laboratoire d'Études des Systèmes Thermiques et Énergétiques (LESTE)

Rue Ibn Jazza - 5019 Monastir (Tunisia)

\*(Corresponding author: hassane.naji@univ-artois.fr)

**Abstract** - A thermal mesoscopic method at a representative elementary volume scale level is taken up to numerically address the problem of an unsteady forced convection in a porous straight channel subjected to an inlet flow modulation. The thermal lattice Boltzmann method (TLBM) enthalpy-based is employed to deal the Brinkman- Forchheimer - Darcy (BFD) and two-energy models. Relevant values of the pulse amplitude  $A$ , porosity  $\varepsilon$  and Strouhal number  $St$  were deemed. Velocity-contours, solid-fluid difference temperature, streamlines, and melt front progress are exhibited. Based on the findings, it can be stated the melting slows down for larger  $A$  and  $St$  number at the porosity deemed.

## Nomenclature

$A$	pulsating amplitude	$U_0$	initial velocity
$Bi$	Biot number	$w$	pulsation, $\text{rd.s}^{-1}$
$Br$	Brinkman number, $Br = Pr.Ec$	$X, Y$	dimensionless coordinates
$c$	lattice speed, $\text{m.s}^{-1}$	<i>Greek symbols</i>	
$C_p$	specific heat capacity, $\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\alpha$	thermal diffusivity, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$c_s$	sound speed, $\text{m.s}^{-1}$	$\nabla$	gradient operator
$Ec$	Eckert number	$\nabla \cdot$	divergence operator
$Da$	Darcy number	$\delta t$	time step
$e_i$	discrete velocity in direction $i$	$\Gamma$	PCM's melting fraction
$F_{ei}$	discrete body force, $\text{kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$	$\varepsilon$	porous medium's porosity
$f_i, g_i$	distribution functions	$\lambda$	thermal conductivity, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$K$	porous medium permeability, $\text{m}^2$	$\nu$	kinematic viscosity, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$Kr$	thermal conductivity ratio	$\rho$	density, $\text{kg.m}^{-3}$
$La$	latent heat, $\text{J.kg}^{-1}$	$\tau$	Dimensionless relaxation time
$P$	dimensionless pressure	$\Theta$	dimensionless temperature
$Pr$	Prandtl number	<i>Superscripts/subscripts</i>	
$Rc$	heat capacity ratio	$c$	cold
$Re$	Reynolds number	$eff$	effective
$Ste$	Stefan number	$f$	fluid
$St$	Strouhal number	$h$	hot
$T$	température, K	$o$	reference
$T_m$	PCM melting temperature, K	$s$	solid
$\tilde{t}$	dimensionless time		
$\bar{U}$	dimensionless velocity along X-direction		

## 1. Introduction

Pulsating flow, as a common phenomenon in both natural and engineering systems, has received extensive attention. In addition, the technologies involving unsteady forced convection with phase change in porous media with unsteady inlet flow are increasingly investigated. Fluid flows and heat transfer in porous composite media comprising phase change materials (PCM) have aroused growing interest in recent decades mainly due to its fundamental significance and their many applications, such as thermal energy storage, electronics cooling, melting/solidifying in porous media, solar energy use, building heating, nuclear reactors, and so on.

Now, it is well known that thermal energy storage systems (TESSs) have tremendous potential for an economic use of thermal equipment and large-scale energy substitution. Of all the TESS available, the most attractive is the latent heat thermal energy systems (LHTESs). From a technical point of view, heat transfer under pulsed flow is often found in various industrial applications [1, 2] such as finned heat sinks for electronic chipsets, filtration devices, pulsed tube cryo-coolers, ducted air conditioners, aerosols transport in human respiratory tract, blood flow in the vessels, etc. Sometimes, the system is modulated by sin waves superimposed on a time-varying input flow. The thermal energy storage mitigates the time gap between supply and demand, improves the energy systems performance and helps conserve energy. This storage can be achieved by using several heat kinds (sensible, latent, etc.). Of these, latent thermal energy storage (LHES) via PCMs remains the most preferred and used method because these materials can store or release energy over a tiny temperature range. Paraffin is a PCM that still arouses interest in terms of research and use. However, due to its low thermal conductivity, metal foams have been added to fill this weak point. Thereby, they have become a complementary support for further improving heat transfer due to their high thermal conductivity [3, 4].

Deng *et al.* [5] numerically and experimentally studied the melting PCM' melting in a porous metallic foam and examined the effects of many parameters including porosity and fractal dimension on the melting heat transfer. They demonstrated that interstitial heat transfers at the PCM/matrix interface for melting behaviors is essential. Ghalambaz and Zhang [6] studied the effect of pulsed thermal load on the cooling performance and energy storage/release of a heat sink filled with metallic foam. Jafari *et al.* [7] used a lattice Boltzmann method (LBM) based on dual population approach and bounce back method to numerically investigate effects of single-walled carbon nanotubes (SWCNT) on convection heat transfer in a corrugated channel with a pulsating inlet velocity. They found that the pulsed flow improves the heat transfer and that the pulsation rate performance is highly dependent on the Reynolds number, amplitude and frequency.

In addition to experimental studies, numerical studies have been and continue to be performed to handle unsteady fluid flows and heat transfers in porous media. However, modelling and numerical simulation of these problems remains a challenging task due to the non-linear characteristics of phase change process and the porous structure complexity. In this context, to perform numerical simulations, the LBM, which has greatly developed over the two decades, appeared as a power approach for studding complex flows, heat transfer and other complicated physics. Compared to the traditional methods of computational fluid dynamics, the LB method has some indisputable advantages, including advanced algorithms incorporation, programming simplicity, computational locality and ease of handling complex boundaries conditions such as those of porous media. In this method, the fluid consists of a particles' number that stream and interact in certain specified directions depending on the lattice structure. Note that, the LBM at the representative element volume (REV) is accomplished by including an additional term to translate the composite medium (porous medium with a PCM) presence. The pore-scale simulation being not straightforward to apply for LHTESs even miniaturized, flow simulation based on the REV approach has a significant advantage in large-scale simulation. To date, the concept of REV has been widely accepted and successfully applied in many fields.

To the best of our knowledge, studies of pulsed flows with phase change within a porous system (e.g. channels) with thermal lattice Boltzmann method at the REV scale remain scarce.

The novelty of this work is twofold: a) to fill this scarcity, and b) to extend the TLBM to cope with the unsteady forced convection in a porous medium containing a PCM embedded in an open channel under the condition of local thermal non-equilibrium (LTNE). For this, three distribution functions were deemed to simulate the velocity field and temperature fields of the fluid and of the solid matrix.

The physical model considered here consists of a rectangular metal-foam (porous) channel including a PCM whose height is  $H$  and the length is  $L$ . The flow is assumed to be unsteady, incompressible, 2D, and subjected to a sin and time-varying input flow. In addition, the thermo-physical properties of the fluid and the porous matrix are assumed to be constant, and the fluid-saturated porous medium is considered homogeneous, isotropic, non-deformable, and in LTNE with the fluid. With this, the heat transfer due to radiation and natural convection is presumed to be negligible. Thereby, to model such a problem, we consider the generalized dimensionless Navier-Stokes equations for a porous media [8, 9]. To fill up the problem formulation, the enthalpy-porosity model was adopted to calculate the PCM liquid fraction. Note that the problem has a melting temperature (inlet temperature), and initially, both metal foam and paraffin are at equilibrium and the entire channel is at the low temperature (outlet temperature).

The remainder of this paper is organized as follows. Section 2 presents the governing equations' set along with appropriate boundaries conditions (BCs) to be solved. The put up thermal SRT-LBM with three distribution functions is outlined in Section 3. Thereafter, Section 4 presents and comments our predictions. Finally, major conclusions are drawn in Section 5 from numerical simulations.

## 2. Mathematical formulation and problem statement

To simplify the problem, the investigated physical set-up is a PCM-filled planar porous channel of length  $L$  and height  $H$  (Figure 1). The fluid (air) enters the channel at high temperature  $T_h$  with a pulsating velocity while initiating the paraffin melting start, and exits cold at the temperature  $T_c (< T_h)$ . The top and bottom walls are thermally insulated. The outlet conditions are assumed to be fully developed. It is noteworthy that the melting point of the PCM is  $T_m$  and that at the initial time, the left wall temperature is raised to  $T_h$  ( $T_h > T_m$ ) thereby starting the melting of the PCM.

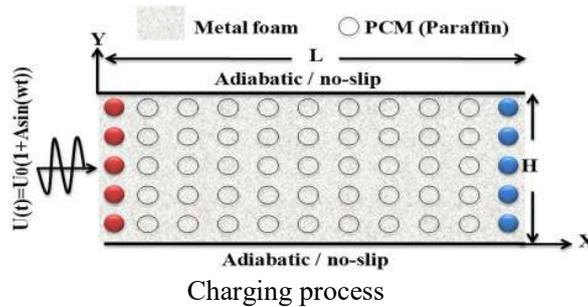


Figure 1: Computational domain of a LHTES channel along with boundary conditions.

Based on the up-mentioned assumptions, the Brinkman-Forchheimer-Darcy (BFD) and LTNE energy equations in porous media can be presented in the following tensorial form [8 -10]:

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (1)$$

$$\partial \vec{U} / \partial \tilde{t} + (\vec{U} \cdot \nabla) (\varepsilon^{-1} \vec{U}) = -\nabla (\varepsilon P) + Re^{-1} \nabla^2 \vec{U} - \varepsilon \left( Re^{-1} Da^{-1} + F_\varepsilon Da^{-1/2} \|\vec{U}\| \right) \vec{U} \quad (2)$$

$$\partial \Theta_f / \partial \tilde{t} + \vec{U} \cdot \nabla \Theta_f = \frac{1}{Re \cdot Pr} \nabla \cdot \left( \frac{\lambda_{eff,f}}{\lambda_f} \nabla \left( \frac{\Theta_f}{\varepsilon} \right) \right) + Kr \cdot \frac{Bi}{Re \cdot Pr} \left( \frac{\Theta_s - \Theta_f}{\varepsilon} \right) - Ste^{-1} \partial \Gamma / \partial \tilde{t} + \tilde{\Phi} \quad (3)$$

$$\partial \Theta_s / \partial \tilde{t} = \frac{Kr}{Rc} \frac{1}{Re \cdot Pr} \nabla \cdot \left( \frac{\lambda_{eff,s}}{\lambda_s} \nabla \left( \frac{\Theta_s}{1 - \varepsilon} \right) \right) - \frac{Kr}{Rc} \cdot \frac{Bi}{Re \cdot Pr} \left( \frac{\Theta_s - \Theta_f}{1 - \varepsilon} \right) \quad (4)$$

where  $\bar{U}(U, V)$  and  $P$  are the volume-averaged velocity and pressure over the computational cell.  $\varepsilon$  and  $\bar{F}$  denote the porous medium's porosity and the total force due to its presence and other external forces.  $\Theta_f$  and  $\Theta_s$  are the fluid and porous medium temperatures,  $\Gamma$  and  $\tilde{\Phi}$  are the PCM liquid fraction and the viscous dissipation, respectively, and  $\lambda_{eff}$  is the effective thermal conductivity.

$F_\varepsilon$  and  $K$  can be written as  $F_\varepsilon = 2.12 \times 10^{-3} (1 - \varepsilon)^{-0.132} (d_f / d_p)^{-1.63}$  where  $d_f = 1.18 \left( (1 - \varepsilon) / 3\pi \right)^{1/2} d_p$  and  $d_p = 22.4 \times 10^{-3} / \varpi$  and  $K = 7.3 \times 10^{-4} d_p^2 (1 - \varepsilon)^{-0.224} (d_f / d_p)^{-1.11}$ ,  $K$  being the porous medium permeability. Here,  $d_f, d_p$  and  $\varpi$  are the ligament diameter, the pore size, and the pore density, respectively.

The PCM viscous dissipation (Eq. (3)) can be expressed as follows:

$$\tilde{\Phi} = \varepsilon \cdot Ec \left\{ \frac{1}{Da \cdot Re} + \frac{F_\varepsilon}{\sqrt{Da}} \|\bar{U}\| \right\} \|\bar{U}\|^2 + \frac{Ec}{Re} \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial X} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{V}}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial X} \right)^2 \right\} \quad (5)$$

The associated dimensionless boundary and initial conditions (BCs & ICs) are as follows:

$$\text{At } \tilde{t} > 0: U(\tilde{t}) = 1 + A \sin(2\pi St \tilde{t}); V = 0; \Theta_{f,h} = 1, \text{ at } X = 0 \text{ and } 0 \leq Y \leq 1 \text{ (inlet)} \quad (6)$$

$$\Delta_X U = 0; V = 0; \Theta_{f,c} = 0, \text{ at } X = L/H \text{ and } 0 \leq Y \leq 1 \text{ (outlet)} \quad (7)$$

$$U = 0; V = 0 \text{ and } \nabla_y \Theta_{f,h} = \nabla_y \Theta_{f,s} = 0 \text{ at } 0 \leq X \leq L/H, Y = 1 \text{ (top) and } Y = 0 \text{ (bottom)} \quad (8)$$

$$\text{At } \tilde{t} = 0, U = 0; V = 0; \Theta_f = 0 \text{ (IC)} \quad (9)$$

To deal with the physical problem, the following dimensionless variables have been used:

$$(X, Y) = (x, y) / H, (U, V) = (u, v) / U_0, P = p / \rho U_0^2, \tilde{t} = t U_0 / H, \Theta = (T - T_c) / (T_h - T_c) \quad (10)$$

So, the up Eqs. (1) - (4) are characterized by the following key dimensionless parameters:

$$\begin{aligned} Bi &= h_{sf} a_{sf} H^2 / \lambda_s, Da = K / H^2, Ec = U_0^2 / C_f \Delta T_{ref}, Kr = \lambda_s / \lambda_f, Pr = \nu_f / \alpha_f, \\ Rc &= (\rho C_p)_s / (\rho C_p)_f, Re = U_0 H / \nu_f, Ste = C_{p,f} (T_h - T_m) / La, St = \tilde{f} H / U_0 \end{aligned} \quad (11)$$

It is worth mentioning that the interstitial heat transfer ( $h_{sf}$ ) and the porous matrix specific surface area ( $a_{sf}$ ) are computed via the commonly used empirical relationships [11]:

$$h_{sf} = \begin{cases} 0.76 \cdot Re_d^{0.4} Pr^{0.37} \lambda_f / d_f & 1 \leq Re_d \leq 40 \\ 0.52 \cdot Re_d^{0.5} Pr^{0.37} \lambda_f / d_f & 40 \leq Re_d \leq 10^3 \\ 0.26 \cdot Re_d^{0.6} Pr^{0.37} \lambda_f / d_f & 10^3 \leq Re_d \leq 2 \cdot 10^5 \end{cases} \text{ for} \quad (12)$$

$$a_{sf} = 3\pi d_f (1 - e^{-(1-\varepsilon)/0.004}) / 0.59 / d_p^2 \quad (13)$$

Note that the meaning for the symbols are outlined and listed in nomenclature.

The liquid fraction  $\Gamma$  is computed using the following relationship from the enthalpy method

$$[12, 13], \text{ to name a few: } \Gamma = \begin{cases} 0 & \Theta < \Theta_s \\ (\Theta - \Theta_s) / (\Theta_l - \Theta_s) & \text{if } \Theta_s \leq \Theta \leq \Theta_l \\ 1 & \Theta > \Theta_l \end{cases} \quad (14)$$

### 3. Thermal lattice Boltzmann method

The Lattice-Boltzmann (LB) method has become increasingly popular for simulating fluid dynamics and heat transfer. Unlike the Navier-Stokes methods which directly describe the dynamics of macroscopic flow quantities (e.g. momentum, pressure, etc.), it is a statistical

approach originally derived from lattice-gas models. It consists of the spatio-temporal discretization of the Boltzmann equation from which the Navier-Stokes equations can be recovered through the multi-scale Chapman-Enskog expansion analysis [14], details of which can be found in the Refs. [15, 16], to name a few.

In the REV-LBM for thermal flows, the multi-distribution functions (MDF) approach is extensively used due to its good numerical stability and simplicity. In this framework, the velocity field and thermal fields within the PCM and solid matrix are handled separately using a specific distribution function (for each field).

### 3.1. LB equation for fluid flow in porous medium

In the Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) approximation, the common form of the LB equation for a distribution function can be written as [17]:

$$f_i(x + e_i \delta t, t + \delta t) - f_i(x, t) = -\delta t \omega_i (f_i - f_i^{eq})(x, t) + \delta t F_{e_i} \quad (15)$$

where  $\omega_i (= 1/\tau_v)$  is the single relaxation collision frequency,  $\tau_v (= 3\nu + 0.5)$  being the dimensionless relaxation time;  $e_i$  is the discrete velocity in direction  $i$ ,  $f_i(x, t)$  is the density distribution function with velocity  $e_i$  at position  $x$  and time  $t$ ,  $\delta t$  is the time increment, and  $f_i^{eq}(x, t)$  is the equilibrium distribution function (EDF), which, for the well-known D2Q9 lattice model, can be defined as follows:

$$f_i^{eq} = \rho w_i \left( 1 + e_i u / c_s^2 + uu : (e_i e_i - c_s^2 I) / 2c_s^4 \varepsilon \right) \quad (16)$$

where  $w_i$  is the weight,  $c_s (= c/\sqrt{3})$  is the sound speed and  $I$  is the unit tensor. For the D2Q9 model adopted here,  $w_i$  are set as:  $w_0 = 4/9$ ,  $w_{1,4} = 1/9$  and  $w_{5,8} = 1/36$ .

### 3.2. TLB equation for temperature fields of the PCM and solid matrix

The SRT-LBM equations for temperature fields of the PCM and solid matrix can be written as [18]:

$$\begin{aligned} g_{f,i}(x + e_i \delta t, t + \delta t) - g_{f,i}(x, t) = & -\omega_{T,f} (g_{f,i}(x, t) - g_{f,i}^{eq}(x, t)) \\ & + (1 + \delta t \partial_t / 2) \delta t w_i \left( \frac{La}{C_{p,f}} \left( \frac{\gamma(t + \delta t) - \gamma(t)}{\delta t} \right) + \frac{h(T_s - T_f)}{\varepsilon(\rho C_p)_f} \right) \\ & + \delta t f_i(x, t) \left[ (f_i - f_i^{eq})(e_i - u)(e_i - u) : \nabla u \right] \end{aligned} \quad (17)$$

$$g_{s,i}(x + e_i \delta t, t + \delta t) - g_{s,i}(x, t) = -\omega_{T,s} (g_{s,i}(x, t) - g_{s,i}^{eq}(x, t)) + (1 + \delta t \partial_t / 2) \delta t w_i \left( \frac{h(T_s - T_f)}{(1 - \varepsilon)(\rho C_p)_s} \right) \quad (18)$$

where the subscripts  $f$  and  $s$  denote the fluid and solid phases, respectively. Here,  $g_{f,i}$  and  $g_{f,i}^{eq}$  are the temperature distribution function and the equilibrium temperature distribution function, respectively.  $\omega_{T,f;s} (= 1/\tau_{T,f;s})$  is the single relaxation collision frequency for temperature distribution function,  $\tau_{T,f;s}$  being the dimensionless relaxation times set as:

$$\tau_{T,f} = 3\alpha_{e,f} / (\delta t c^2) + 0.5 \quad \text{and} \quad \tau_{T,s} = 3\alpha_{e,s} / (\delta t c^2) + 0.5 \quad (19)$$

with  $\alpha_{e,f} = k_{e,f} / (\varepsilon(\rho C_p)_f)$  and  $\alpha_{e,s} = k_{e,s} / ((1 - \varepsilon)(\rho C_p)_s)$  pointing out PCM (in the fluid state) and solid matrix effective diffusivities, respectively.

Based on the distribution functions, the local density  $\rho$ , velocity and temperatures are obtained via the following relationships:

$$\rho = \sum_i f_i, \quad u = \sum_i f_i e_i / \rho + \delta t F_{e_i} / 2, \quad T_f = \sum_i g_{f,i} \quad \text{and} \quad T_s = \sum_i g_{s,i} \quad (20)$$

Note that the BCs and ICs specified above (see Section 2) have been converted (at the mesoscopic level) to the usual bounce-back condition.

The LBM simulation (flow chart) is mainly split into three steps for each lattice node at each time-instant. The first is a simple propagation of distribution functions in discrete directions (cf. the left hand side of Eqs. (15), (17) and (18)). In the second, the BCs and the collision (relaxation) terms for the density and energy distribution functions are applied, while in the last step, the computation of macroscopic quantities from Eqs. (20), and finally, findings gathering are performed.

## 4. Results and discussion

Before presenting and commenting on the salient results obtained, let us note that preliminary calculations were carried out with different mesh sizes to ensure the independence of the solutions with respect to the mesh. It should be noted that all the results exhibited here correspond to the 100x100 mesh, the maximum difference between this and the other finer meshes (not shown here) being 0.3%.

### 4.1. Re effect on the $U$ -velocity and fluid and porous medium temperatures

The  $U$ -contours (see Figure 2) are depicted for  $Pr = 50, Re = 200, Ec = 0$  and  $\varepsilon = 0.9$ . At high porosity ( $= 0.9$ ). It can be seen that the shape of the  $U$ -shaped contours is modified depending on  $A$  and  $St$ , thereby indicating the effect of the porosity. It should be specified that there is no viscous dissipation,  $Ec$  being zero.

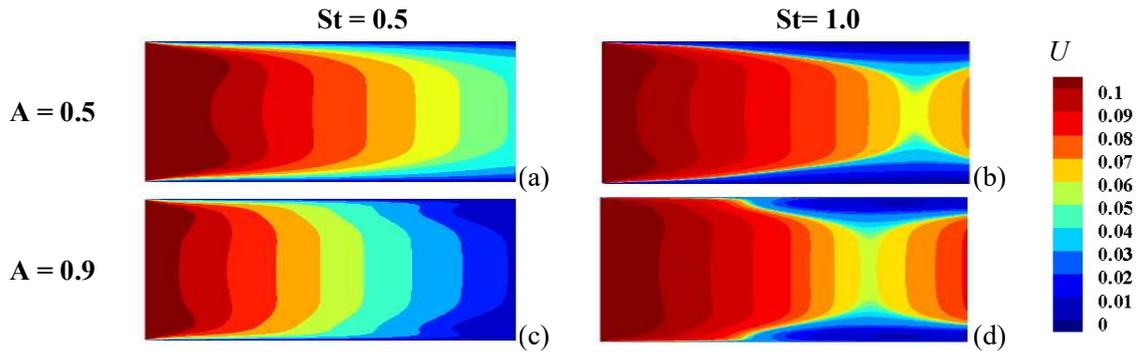


Figure 2: Strouhal number and amplitude,  $A$  effects on  $U$ -contours during charging

### 4.2. $St$ and pulsating amplitude effects on solid-fluid difference temperature

Figure 3 shows the temperature difference ( $\Theta_f - \Theta_s$ ) evolution vs. the streamwise coordinate during the charging process parameterized by the porosity, pulse amplitude and  $St$ .

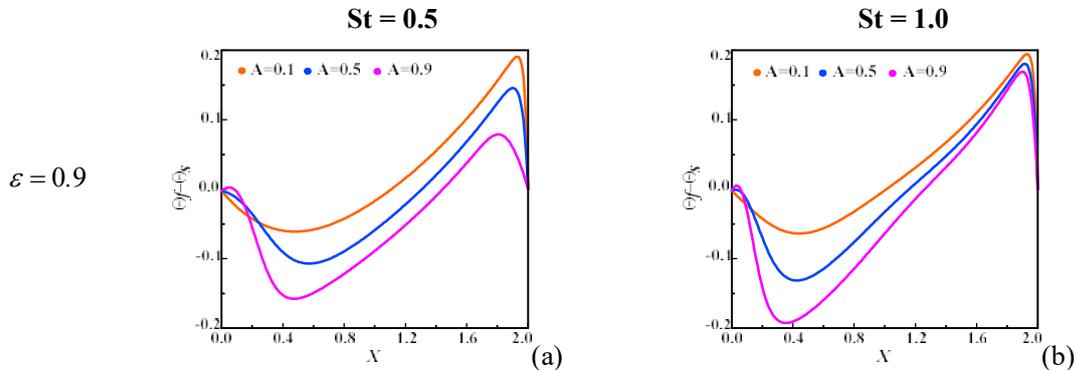


Figure 3: Strouhal,  $St$ , number and amplitude,  $A$ , effects on  $\Theta_f - \Theta_s$  vs.  $X$  at  $Y = 0$

The profiles initially drop independently of  $A$  then rise inversely proportional from a critical value  $X_c$  close to the channel inlet to exhibit a maximum towards the outlet regardless of the

porosity. Besides, it appears from this figure that the LTNE condition is regarded as met throughout the channel whatever pulse amplitude and Strouhal number.

#### 4.3. $St$ and pulsating amplitude effects on liquid fraction and melt front

Figure 4 shows the liquid fraction evolution vs. the pulsation parametrized by  $St$  number and pulsating amplitude  $A$ .

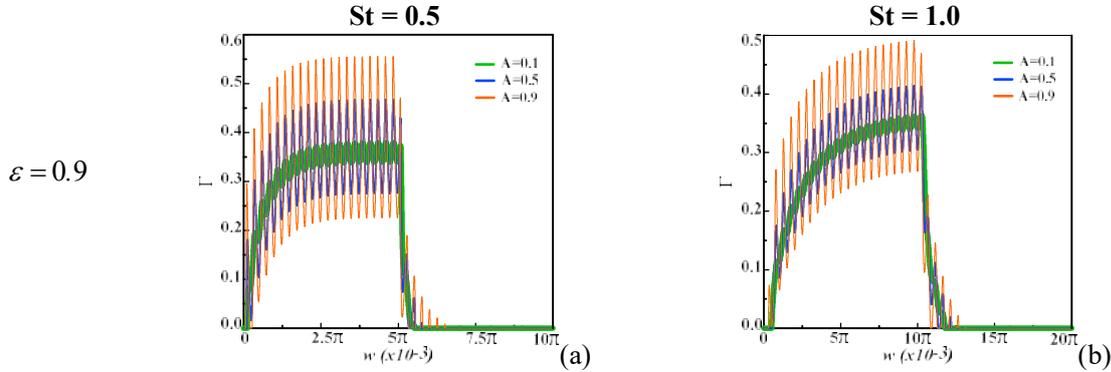


Figure 4: Strouhal,  $St$ , number and amplitude,  $A$ , effects on the local  $\Gamma$  vs. the pulsation

#### 4.4. Melting frontevolvment

To inspect the effect of the parameters  $A$  and  $St$ , the melting front (phase field) evolution is plotted in Figure 5 at  $\varepsilon = 0.9$ .

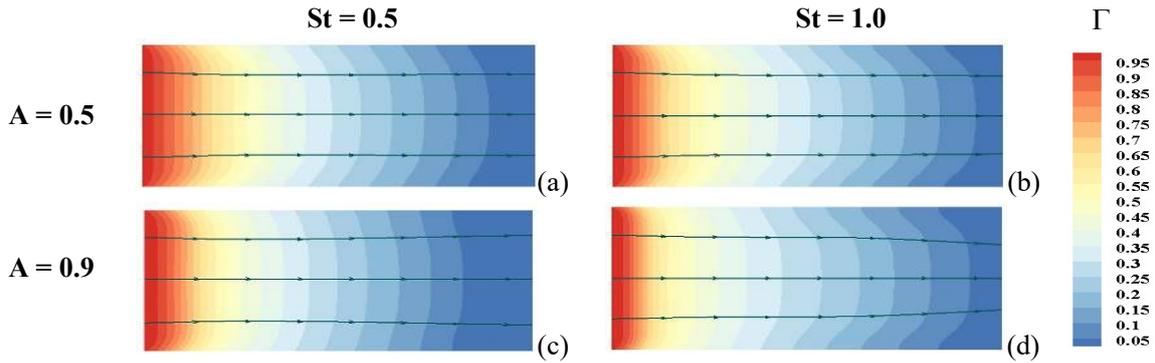


Figure 5: Strouhal,  $St$ , number and pulsating amplitude,  $A$ , effects on the phase field and streamlines

## 5. Conclusion

This paper deals with the simulation of an unsteady forced convection in a porous LHTES depicted by a straight channel, and subjected to an inlet flow modulation in the BGK-TLBM framework under the LTNE condition and without viscous dissipation. The flow and thermal fields inside the system were simulated using the Brinkman Forchmeyer's extended Darcy model and two-energy model.

The main results are exhibited in terms of velocity-contours, solid-fluid difference temperature, streamlines, and melt front progress during the charging (melting) process. Based on our findings, the main conclusions are as follows:

- A high porosity value ( $= 0.9$ ) slows down the pulsating amplitude effect due to the medium's permeability.
- The temperature difference increases inversely with  $A$  whatever the  $St$  number.
- The  $St$  increase involves variations of velocity, temperature difference and phase field.

Next, we plan to focus on a wide range of porosities, pulse amplitudes, Reynolds numbers, and other relevant parameters. To sum up, an LBM simulation framework is an outstanding starting point for direct numerical simulations of porous LHTESs where both convective fluid flow and heat can be paramount.

## References

- [1] S. Marelli, M. Capobianco, Steady and pulsating flow efficiency of a waste-gated turbocharger radial flow turbine for automotive application, *Energy*, 36 (2011) 459-465.
- [2] Chang, S. W., Cheng, T. H, Thermal performance of channel flow with detached and attached pin-fins of hybrid shapes under inlet flow pulsation, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 164, 120554.
- [3] C.Y. Zhao, W. Lu, Y. Tian, Heat transfer enhancement for thermal energy storage using metal foams embedded within phase change materials (PCMs), *Solar Energy*, 84 (2010), 1402-1412.
- [4] Y. Tian, C.Y. Zhao, A numerical investigation of heat transfer in phase change materials (PCMs) embedded in porous metals, *Energy*, 36 (2011), 5539-5546.
- [5] Z. Deng, X. Liu, C. Zhang, Y. Huang, Y. Chen, Melting behaviours of PCM in porous metal foam characterized by fractal geometry. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 113 (2017), 1031-1042.
- [6] M.Ghalambaz, J. Zhang, Conjugate solid-liquid phase change heat transfer in heatsink filled with phase change material-metal foam *Int. J. Heat Mass Transf.*, 146(2020), 118832.
- [7] M.Jafari, M.Farhadi, K.Sedighi, Convection heattransfer of SWCNT-nanofluid in a corrugatedchannelunderpulsatingvelocity profile. *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, 67 (2015) 137-146
- [8] G.F. Al-Sumaily, M.C. Thompson, Forced convection from a circular cylinder in pulsating flow with and without the presence of porous media, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 61 (2013), 226-244.
- [9] D.A. Nield, A. Bejan, *Convection in Porous Media*, 4th ed., Springer-Verlag, New York, 2013.
- [10] R. Mabrouk, H. Dhahri, H. Naji, S. Hammouda, Z. Younsi, Lattice Boltzmann simulation of forced convection melting of a composite phase change material with heat dissipation through an open-ended channel. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2020, 153, 119606.
- [11] V. Joshi, M.K. Rathod, Constructural enhancement of thermal transport in metal foam-PCM composite-assisted latent heat thermal energy storage system. *Numer. Heat Tr A-Appl.*, 75(2019), 413-433.
- [12] W. Zhao, D. France, W. Yu, T. Kim, D. Singh, Phase change material with graphite foam for applications in high-temperature latent heat storage systems of concentrated solar power plants, *Renewable Energy*, 69 (2014), 134-146.
- [13] Y. S.Ranjbaran, S. J. Haghparast, M. H. Shojaeefard, G. R. Molaeimanesh, Numerical evaluation of a thermal management system consisting PCM and porous metal foam for Li-ion batteries. *J. Therm. Anal. Calorim.*, 2019, 1-23.
- [14] X. Shan, X.-F. Yuan, H. Chen, Kinetic theory representation of hydrodynamics: a way beyond the Navier-Stokes equation, *J. Fluid Mech.*, 550(1) (2006), 413-441.
- [15] Y. Gao, Y. Yu, L. Yang, Sh. Qin, G. Hou, Development of a coupled simplified lattice Boltzmann method for thermal flows, *Comput. Fluids*, 229 (2021), 105042.
- [16] R. Du, Z. Liu, A lattice Boltzmann model for the fractional advection-diffusion equation coupled with incompressible Navier-Stokes equation, *Appl. Math. Lett.*, 101 (2020) 106074.
- [17] Z Guo, T.S. Zhao, A lattice Boltzmann model for convection heat transfer in porous media, *Numer. Heat Transf. Part B*, 47(2) (2005), 157-177.
- [18] Y.B. Tao, Y. You, Y.L. He, Lattice Boltzmann simulation on change heat transfer in metal foams/paraffin composite phase change material, *Appl. Therm. Eng.*, 93 (2016), 476-485.

## Acknowledgements

The authors would like to thank the Artois University for its excellent initiatives helping the second author to complete scientific stays as part of his work on her PhD under the supervision of Prof. H. NAJI.

# REV-scale numerical assessment of metal foam porosity effect on a PCM's melting in a latent heat energy storage unit.

Riheb MABROUK <sup>1\*</sup>, Hassane NAJI <sup>2</sup>, Hacem DHAHRI <sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université de Monastir, École Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Laboratoire d'Études des Systèmes Thermiques et Énergétiques (LESTE)  
Rue Ibn Jazza - 5019 Monastir (Tunisia)

<sup>2</sup>Univ. Artois, IMT Nord Europe, Junia, Univ. Lille, ULR 4515, Laboratoire de Génie Civil et géo-Environnement (LGCgE)  
F - 62400 Béthune (France)

\*(Corresponding author: mabroukriheb@gmail.com)

**Abstract** - This article deals with the numerical investigation of the enhancement of heat transfer under forced convection in an open-ended horizontal channel filled with a porous structure (metal foam) and a phase change material (*PCM: paraffin*). Simulations are done using the thermal Single Relaxation Time (*T-SRT*) lattice Boltzmann Method (*LBM*) at the representative elementary volume (*REV*) scale. Numerical results were performed to present the effects of porosities ( $0.5 \leq \varepsilon \leq 0.9$ ) on Bejan number and melting front for the sequent *Re* range ( $200 \leq Re \leq 400$ ). Based on the results achieved, it can be stated that the melting process under laminar forced convection is speeded up by decreasing the porosity ( $\varepsilon = 0.5$ ).

## Nomenclature

<i>Bi</i>	Biot number, $Bi = h_{sf} a_{sf} H^2 / \lambda_s$	<i>Greek symbols</i>	
<i>c</i>	lattice speed, $\text{ms}^{-1}$	$\lambda$	thermal conductivity, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
<i>C<sub>s</sub></i>	sound speed, $\text{ms}^{-1}$	$\nu$	kinematic viscosity, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
<i>Da</i>	Darcy number, $Da = K.H^{-2}$	$\rho$	density, $\text{kg.m}^{-3}$
<i>Ec</i>	Eckert number, $Ec = Uo^2 / (C_f.\Delta T_{ref})$	$\varepsilon$	porosity
<i>La</i>	latent heat, $\text{J.Kg}^{-1}$	$\tilde{t}$	dimensionless time
<i>P</i>	dimensionless pressure	$\tau$	dimensionless relaxation time
<i>Pr</i>	Prandtl number, $Pr = \nu_f / \alpha_f$	$\Theta$	dimensionless temperature
<i>Rc</i>	heat capacity ratio, $Rc = (\rho C_p)_s / (\rho C_p)_f$	<i>Superscripts/subscripts</i>	
<i>Re</i>	Reynolds number	<i>c</i>	cold
<i>Ste</i>	Stefan number, $Ste = C_p (T_h - T_m) / L_a$	<i>eff</i>	effective
<i>T</i>	temperature, K	<i>f</i>	fluid
$\bar{U}$	dimensionless velocity along the X-direction	<i>o</i>	inlet
$w_i$	equilibrium weighting coefficients	<i>h</i>	hot
<i>X, Y</i>	dimensionless coordinates	<i>ref</i>	reference
		<i>s</i>	solid

## 1. Introduction

Latent Heat Thermal Energy Storage (*LHTES*) tools present the safest and largest mode in storing thermal energy due to its huge energy stored quantity in a small volume for a long time. It is a technique based on the phase transition process of a phase change material (*PCM*) at a nearly constant temperature. Nevertheless, most pure PCMs have a low thermal

conductivity which limits their use [1]. Thereby, one of the solutions proposed to enhance their thermal conductivities is the technique of incorporating PCMs into porous structures [2]. Indeed, it is now accepted that the high thermal conductivity of the porous structure and large interfacial surface areas inside porous materials are responsible for improving the heat transfer rate inside the system. A part from that, thermal performance improvement depends on the morphology and characteristics of the porous material such as porosity and pore density [3]. To this end, Sardari *et al.* [4] reported a numerical study dealing with porosity and pore size effects of porous metal foams on a PCM's phase change. They found that small porosities speed up the melting phenomenon by 85% compared to pure PCM while improving system performance. Yang *et al.* [5] investigated a novel latent heat storage (LHS) unit including porous metal foams with positive and negative gradients in pore parameters to improve thermal performance. They stated that the positive porosity gradient design reduces melting time by about 18%, while a 36% increase is achieved with a negative design. Additionally, porosities of 0.89, 0.95 and 0.98 reduce melting time by approximately 21%. Li *et al.* [6] examined the effect of metal foam porosity and nanoparticle concentration on an LHS system via a physical and numerical model. Authors found that the addition of 95% porous metal foam accelerates the melting/solidification time by 84-88%. Mabrouk *et al.* [7] have numerically investigated the porosity and pore density influence on the PCM melting/solidifying processes. They pointed out that small pore density ( $= 10$ ) mitigates the system irreversibility during melting process, while a large value ( $=60$ ) is recommended during solidifying period. In addition, high porosity ( $= 0.9$ ) reduces the system instability.

The main aim here is to numerically study the effect of porosity of a porous matrix and of the Re number on the PCM phase change in the cases of charging and discharging using the single relaxation time (SRT)-LBM supplemented with the enthalpy method at the REV scale. In addition, the effects of viscous forces on energy storage unit and its performance in the both processes are deemed. Then, the system's irreversibility is investigated via emerging parameters.

The remainder of this paper is as follows: After Section 1 (introduction), the physical and mathematical models are described in section 2. Then, in Section 3, the numerical method (LBM) and validation are exposed. In Section 4, the results are discussed. Finally, Section 5 (conclusion) sums the main outcomes.

## 2. Physical and mathematical system

### 2.1. Problem setup

The physical system investigated is the one depicted in Figure 1. It is a planar channel with height  $H$  and length  $L$  (with  $L=7H$ ) where forced convection fluid flow takes place while being filled with a porous metallic foam and a phase change material (paraffin). Its upper and lower walls are adiabatic and non-slip. During the melting process (charging), the air enters the channel through its pores at a high temperature  $T_h$  and a uniform velocity  $U_0$ . After heat exchange, the paraffin starts to melt which reduces its volume, then the fluid leaves the channel through the east wall with lower constant temperature  $T_c$ . Inversely, during the solidifying process (discharging), the cold air evolves (from right to left) with  $T_c$  and the velocity  $-U_0$ . So, the melted PCM starts to solidify by releasing its energy and thereby, the air heats up to leave the channel at hot temperature  $T_h$ .

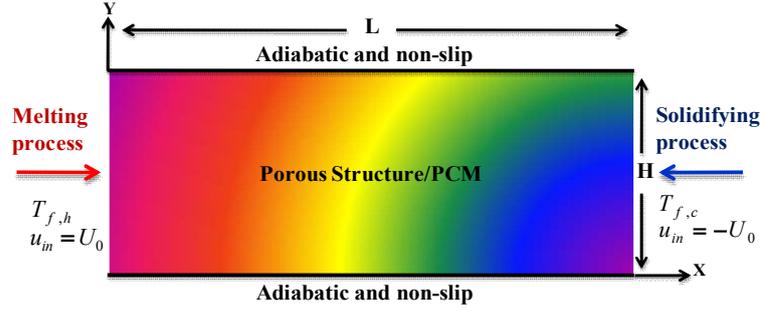


Figure 1: Schematic display of the physical system

## 2.2. Key assumptions

The following conjectures used to simplify the mathematical system resolution are: Fluid flow is laminar, steady, Newtonian and incompressible. The thermo-physical characteristics of the fluid and solid phases are assumed to be constant. The porous medium is saturated, homogeneous and isotropic. The fluid and solid phases are in local thermal non equilibrium (LTNE) condition showing that the viscous dissipation is involved.

## 2.3. Mathematical system

Under the up-specified assumptions, the governing equations for mass, momentum and energy can be written in dimensionless form at the REV scale as follows [8-10]:

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial \tilde{t}} + (\vec{U} \cdot \nabla)(\varepsilon^{-1} \vec{U}) = -\nabla(\varepsilon P) + Re^{-1} \nabla^2 \vec{U} - \varepsilon \cdot \underbrace{\left( \frac{1}{Re Da} + \frac{F_\varepsilon}{\sqrt{Da}} \|\vec{U}\| \right)}_{\tilde{F}} \vec{U} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta_f}{\partial \tilde{t}} + \vec{U} \cdot \nabla \Theta_f = \frac{1}{Re \cdot Pr} \nabla \cdot \left( \frac{\lambda_{eff,f}}{\lambda_f} \nabla \left( \frac{\Theta_f}{\varepsilon} \right) \right) + Kr \cdot \frac{Bi}{Re \cdot Pr} \left( \frac{\Theta_s - \Theta_f}{\varepsilon} \right) - \frac{1}{Ste} \frac{\partial \tilde{\Gamma}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\Phi} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Theta_s}{\partial \tilde{t}} = \frac{Kr}{Rc} \frac{1}{Re \cdot Pr} \nabla \cdot \left( \frac{\lambda_{eff,s}}{\lambda_s} \nabla \left( \frac{\Theta_s}{1-\varepsilon} \right) \right) - \frac{Kr}{Rc} \cdot \frac{Bi}{Re \cdot Pr} \left( \frac{\Theta_s - \Theta_f}{1-\varepsilon} \right) \quad (4)$$

with

$$\tilde{\Phi} = \varepsilon \cdot Ec \left\{ \frac{1}{Da \cdot Re} + \frac{F_\varepsilon}{\sqrt{Da}} \|\vec{U}\| \right\} \|\vec{U}\|^2 + \frac{Ec}{Re} \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial \vec{U}}{\partial X} \right)^2 + \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial \vec{U}}{\partial Y} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial X} \right)^2 \right\} \quad (5)$$

and

$$\tilde{\Gamma} = \begin{cases} 0 & \Theta < \Theta_s \\ \frac{\Theta - \Theta_s}{\Theta_l - \Theta_s} & \text{if } \Theta_s \leq \Theta \leq \Theta_f \\ 1 & \Theta > \Theta_f \end{cases} \quad (6)$$

The main dimensionless variables deemed here are expressed as follows:

$$\begin{aligned}
 (X, Y) &= (x, y) / H, U = u / U_0, P = p / \rho U_0^2, \tilde{t} = t U_0 / H, \Theta = (T - T_c) / (T_h - T_c), \Delta T_{ref} = T_h - T_c, \\
 Da &= K / H^2, Pr = \nu_f / \alpha_f, Re = U_{in} H / \nu_f, Rc = (\rho C_p)_s / (\rho C_p)_f, Kr = \lambda_s / \lambda_f, \\
 Bi &= h_{sf} a_{sf} H^2 / \lambda_s, Ste = C_{pf} (T_h - T_m) / La, Ec = U_0^2 / (C_f \Delta T_{ref})
 \end{aligned} \quad (7)$$

where  $\vec{U}$ ,  $P$ ,  $\Theta_{f/s}$ ,  $\varepsilon$ ,  $\bar{F}$ ,  $\tilde{\Gamma}$ ,  $\lambda$ ,  $\tilde{\Phi}$  and  $\lambda_e$  denote the velocity vector field, the pressure, the fluid/solid temperatures, metal foam porosity, the total force due to porous media and other external forces, the PCM's liquid fraction, the thermal conductivity, the viscous dissipation and equivalent thermal conductivity, respectively. Subscripts  $f$  and  $s$  represent the fluid and solid phases, respectively.

## 2.4. LTNE intensity

The LTNE criterion is calculated via the following parameter [8], to name a few:

$$LTNE = \sum_N |\Theta_s - \Theta_f| / N \quad (8)$$

where  $N$  represents the total number of nodes (= 480x120 in this study).

Note that, if  $LTNE > 5\%$ , the LTNE condition should be applied and if  $LTNE < 5\%$ , the local thermal equilibrium (LTE) condition prevails between phases.

## 2.5. Bejan number

To deal with the system's instability, Bejan number (Be) assessed the origin of the irreversibility which is due either by heat transfer irreversibility (HTI) or by fluid friction irreversibility (FFI). Note that Be ranges from 0 to 1 and whose expression is [8]:

$$Be = HTI / (HTI + FFI) \quad (9)$$

where

$$HTI = \frac{\varepsilon}{(\Theta_f + \Pi)^2} \left[ \left( \frac{\partial \Theta_f}{\partial X} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Theta_f}{\partial Y} \right)^2 \right] + \frac{(1 - \varepsilon) Kr}{(\Theta_s + \Pi)^2} \left[ \left( \frac{\partial \Theta_s}{\partial X} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Theta_s}{\partial Y} \right)^2 \right] + \frac{Bi \cdot Kr (\Theta_s - \Theta_f)^2}{(\Theta_f + \Pi)(\Theta_s + \Pi)}, \quad (10)$$

$$FFI = \frac{Ec \cdot Pr}{(\Theta_f + \Pi)} \left[ 2 \left[ \left( \frac{\partial \vec{U}}{\partial X} \right)^2 + \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial \vec{U}}{\partial Y} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial X} \right)^2 \right] + \frac{\varepsilon \cdot Ec \cdot Pr}{(\Theta_f + \Pi)} \left( \frac{1}{Da} + \frac{Re \cdot F_\varepsilon}{\sqrt{Da}} \|\vec{U}\| \right) \|\vec{U}\|^2$$

## 3. Lattice Boltzmann method (LBM)

In this work, the mathematical system (Eqs. (1)-(4)) is shaped through the single relaxation time (SRT) scheme (also called Bhatnagar-Gross-Krook (BGK)). Under the LTNE condition, the SRT-lattice Boltzmann equation (SRT-LBE) has been applied with three distribution functions for dynamic ( $f_i(x, t)$ ) and thermal ( $g_{i,f,s}(x, t)$ ) fields to handle the particles evolution at time  $t$  positioned at  $x$ . Thereby, the SRT-LBEs at the REV scale can be given as [9, 11]:

$$\underbrace{f_i(\vec{x} + \vec{e}_i \delta t, t + \vec{e}_i \delta t) - f_i(\vec{x}, t)}_{\text{streaming}} = -\delta t \underbrace{\left( f_i(\vec{x}, t) - f_i^{eq}(\vec{x}, t) \right)}_{\text{collision term}} / \tau_v + \delta t \cdot \underbrace{\vec{F}_{e_i}}_{\text{force term}} \quad (11)$$

$$\underbrace{g_{f,i}(\bar{x} + \bar{e}_i \delta t, t + \delta t) - g_{f,i}(\bar{x}, t)}_{\text{streaming}} = - \underbrace{(g_{f,i}(\bar{x}, t) - g_{f,i}^{eq}(\bar{x}, t))}_{\text{collision term}} / \tau_{T,f} + \underbrace{(1 + \delta t \partial_t / 2) \delta t Sr_{i,f} + \delta t f_i(\bar{x}, t) q_i}_{\text{source terms}} \quad (12)$$

$$\underbrace{g_{s,i}(\bar{x} + \bar{e}_i \delta t, t + \delta t) - g_{s,i}(\bar{x}, t)}_{\text{streaming}} = - \underbrace{(g_{s,i}(\bar{x}, t) - g_{s,i}^{eq}(\bar{x}, t))}_{\text{collision term}} / \tau_{T,s} + \underbrace{(1 + \delta t \partial_t / 2) \delta t Sr_{i,s}}_{\text{source term}} \quad (13)$$

Under the D2Q9 model, the local equilibrium distribution functions  $f_i^{eq}(\bar{x}, t)$  and  $g_{i,f;s}^{eq}$  can be expressed as follows [9, 11]:

$$f_i^{eq} = \rho w_i \left( 1 + \frac{\bar{e}_i \cdot \bar{u}}{c_s^2} + \frac{\bar{u} \otimes \bar{u} : (\bar{e}_i \otimes \bar{e}_i - c_s^2 I)}{2c_s^4 \varepsilon} \right) \quad (14)$$

$$g_{f,i}^{eq} = w_i T_f (1 + e_i u / (\varepsilon c_s^2)) \quad \text{and} \quad g_{s,i}^{eq} = w_i T_s \quad (15)$$

where the particle streaming velocity ( $\bar{e}_i$ ) and the equilibrium weighting coefficients ( $w_i$ ) are expressed as follows:

$$\bar{e}_i = \begin{cases} 0\bar{i} + 0\bar{j}, & i = 0 \\ c(\cos \theta_i \bar{i} + \sin \theta_i \bar{j}), \theta_i = (i-1)\pi/2 & i = 1, 2, 3, 4 \\ \sqrt{2}c[\cos \theta_i \bar{i} + \sin \theta_i \bar{j}], \theta_i = (2i-9)\pi/4 & i = 5, 6, 7, 8 \end{cases} \quad (16)$$

$$w_i = \begin{cases} 4/9 & i = 0 \\ 1/9 & i = 1, 2, 3, 4 \\ 1/36 & i = 5, 6, 7, 8 \end{cases} \quad (17)$$

The source terms in Eq. (11) - (13) are calculated as [9, 11]:

$$\bar{F}_{e_i} = w_i \rho \left( 1 - \frac{1}{2\tau_v} \right) \left[ \frac{\bar{e}_i \cdot \bar{F}}{c_s^2} + \frac{\bar{u} \cdot \bar{F} : (\bar{e}_i \bar{e}_i - c_s^2 I)}{\varepsilon c_s^4} \right] \quad (18)$$

$$Sr_{i,f} = w_i \left( \frac{La}{C_{p,f}} \left[ \frac{\gamma(t + \delta t) - \gamma(t)}{\delta t} \right] + \frac{h(T_s - T_f)}{\varepsilon(\rho C_p)_f} \right) \quad (19)$$

$$Sr_{i,s} = w_i \left( \frac{h(T_s - T_f)}{(1 - \varepsilon)(\rho C_p)_s} \right) \quad (20)$$

$$q_i = -(f_i - f_i^{eq})(\bar{e}_i - \bar{u})(\bar{e}_i - \bar{u}) : \Delta \bar{u} \quad (21)$$

Finally, the macroscopic quantities  $\rho, \bar{u}, T_f, T_s$  are computed as follows:

$$\rho = \sum_i f_i, \quad \rho \bar{u} = \sum_i f_i \bar{e}_i + \delta t \bar{F} / 2, \quad T_f = \sum g_{f,i} \quad \text{and} \quad T_s = \sum g_{s,i} \quad (22)$$

### 3.1. Validation step

Figure 2 portrays a comparison of the LTNE intensity at two axial positions  $X=0.14$  and  $X=0.5$  obtained by our in-house code with results of Abdedou *et al.* [12].

Through this figure, it can be observed a good agreement between results thereby, indicating the reliability of our in-house code based on the LB approach.

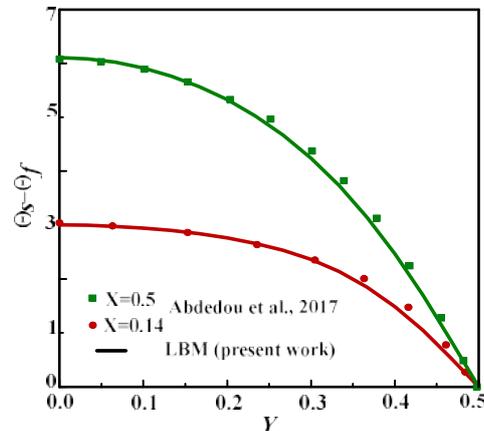


Figure 2: LTNE intensity ( $\Theta_s - \Theta_f$ ) vs. dimensionless transverse distance  $Y$  for  $Da = 10^{-4}$ ,  $Bi = 0.01$ ,  $Re = 100 = Rq$  and  $Kr = 1$

## 4. Results

### 4.1. Porosity effect on LTNE condition

Figure 3 demonstrates the effects of the porosity on the LTNE intensity for  $Re = 200$  and  $400$  during the melting and solidifying periods. As seen, it turned out that the LTNE condition is valid ( $LTNE > 5\%$ ). It is observable that the LTNE criterion decreases with the porosity increase. Herein, findings are exhibited for  $Pr = 50$ ,  $Bi = 0.1$ ,  $Ste = 1$ ,  $Ec = 5$ ,  $Kr = 10^{-3}$  and  $Rc = 1$ .

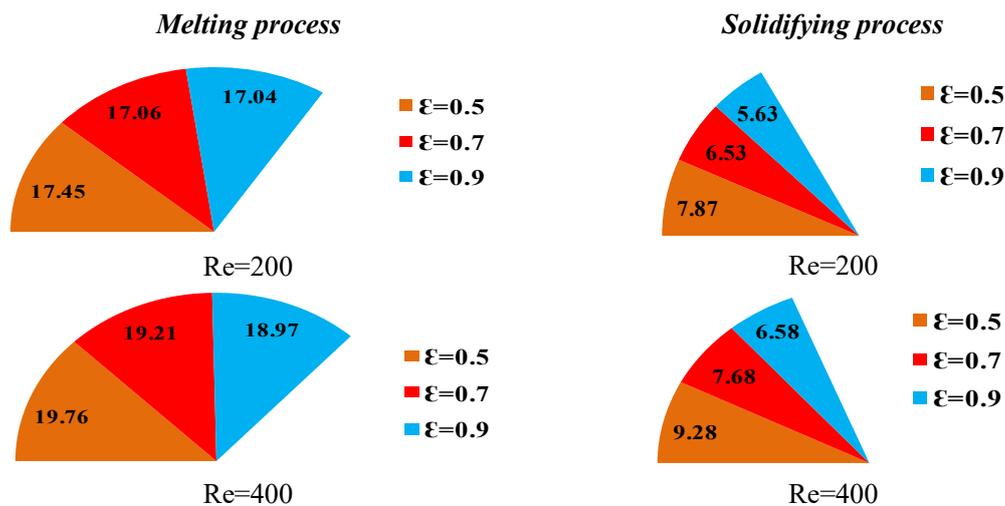


Figure 3: LTNE criterion during melting and solidifying vs.  $\epsilon$  set by  $Re$

## 4.2. Porosity effect on Bejan number

Effects of  $Re$  and porosity on the number of  $Be$  vs.  $Y$  during the during melting (charging) and solidifying (discharging) processes are shown in Figure 4 at  $X=0.5$  (channel middle). As seen, during both periods,  $Be$  exhibits an almost "plateau" profile along the channel (except at the entrance and exit) while being below 0.5 indicating that the FFI dominates the overall system irreversibility due to the high viscous forces and the low system's permeability. As for the inlet and outlet of the channel, the HTI and FFI together affect the system instability due to the temperature gradient change in these areas. On the other hand, porosity has little influence on  $Be$  during both processes, while increasing  $Re$  reduces the FFI effect. This explains the main role of interfacial heat transfer to ensure the stability of the system.

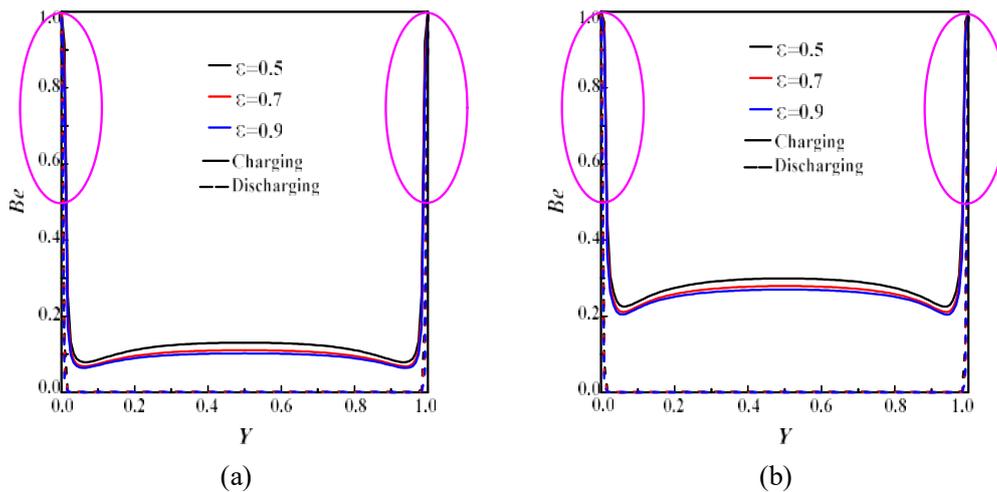


Figure 4: Porosity and two  $Re$  numbers effects on the Bejan number ( $Be$ ) during melting and solidifying processes; a)  $Re=200$ , b)  $Re=400$ .

## 4.3. Porosity effect on melt front

The panels in Figure 5 depict the porosity effect on the time melt front progression for  $Re = 400$ . The red and blue areas indicate the melted and solidified paraffin, while the other colors represent the mushy zone. It is found that the decrease in the porosity accelerates the melting speed owing to the permeability effect of the porous metal foam. Moreover, for a large  $Re$  ( $=400$ ), the interfacial heat transfer between phases intensifies due to the heat transfer dominance that reduces the viscous effects in the pores. In addition, it turned out that a large  $Re$  value and a low porosity enhance the system's thermal performances while allowing to store the maximum of energy in a short time.

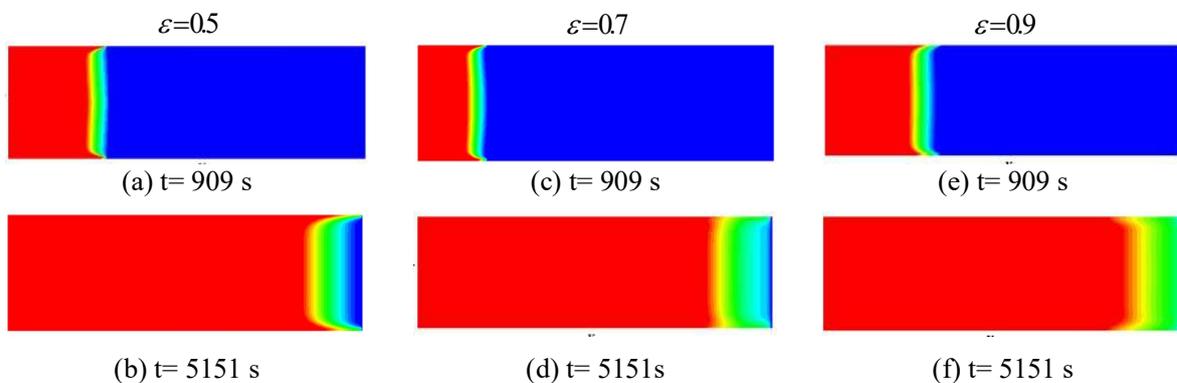


Figure 5: Porosity effect on melt front ( $I$ ) evolution at various times during melting period  $Re=400$

## 5. Conclusion

The present work reported on the porosity and Re number effects on forced convective heat transfer in a filled porous metal foam/paraffin rectangular channel. The simulations have been performed using the SRT-TLBM approach at the REV scale. The main findings of this study can be summed up as follows:

The LTNE condition is valid during the melting and solidifying periods regardless the parameters deemed.

- Low porosity value accelerates the paraffin melting rate.
- The viscous forces dominate the system's irreversibility.
- Large Re number mitigates the fluid friction irreversibility.

## References

- [1] X. Huang, X. Chen, A. Li, D. Atinafu, H. Gao, W. Dong, G. Wang, Shape-stabilized phase change materials based on porous supports for thermal energy storage applications, *Chem. Eng. Sci.*, 356 (2019), 641-661.
- [2] P. K. S. Rathore, S. K. Shukla, Potential of macro encapsulated PCM for thermal energy storage in buildings: A comprehensive review. *Constr. Build. Mater.*, 225 (2019), 723-744.
- [3] G. Alva, L. Liu, X. Huang, G. Fang, Thermal energy storage materials and systems for solar energy applications. *Renew. Sust. Energ. Rev.*, 68 (2017), 693-706.
- [4] P.T. Sardari, H.I. Mohammed, D. Giddings, M. Gillott, D. Grant, Numerical study of a multiple-segment metal foam-PCM latent heat storage unit: Effect of porosity, pore density and location of heat source, *Energy*, 189 (2019), 116108.
- [5] X. Yang, P. Wei, X. Wang, Y. L. He, Gradient design of pore parameters on the melting process in a thermal energy storage unit filled with open-cell metal foam. *Appl. Energy*, 268 (2020), 115019.
- [6] Z. Li, A. Shahsavar, A. A. Al-Rashed, P. Talebizadehsardari, Effect of porous medium and nanoparticles presences in a counter-current triple-tube composite porous/nano-PCM system. *Appl. Therm. Eng.*, 167 (2020), 114777.
- [7] R. Mabrouk, H. Naji, H. Dhahri, Z. Younsi, On Numerical Modeling of Thermal Performance Enhancement of a Heat Thermal Energy Storage System Using a Phase Change Material and a Porous Foam. *Computation*, 10(1) (2022), 3.
- [8] R. Mabrouk, H. Naji, H. Dhahri, S. Hammouda, Z. Younsi, Numerical investigation of porosity effect on a PCM's thermal performance in a porous rectangular channel via thermal lattice Boltzmann method. *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, 153 (2020), 119606.
- [9] R. Mabrouk, H. Dhahri, H. Naji, S. Hammouda, Z. Younsi, Lattice Boltzmann simulation of forced convection melting of a composite phase change material with heat dissipation through an open-ended channel, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 153 (2020), 119606.
- [10] G.F. Al-Sumaily, M.C. Thompson, Forced convection from a circular cylinder in pulsating flow with and without the presence of porous media, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 61 (2013), 226-244.

- [11] Y. B. Tao, Y. You, Y. L. He, Lattice Boltzmann simulation on phase change heat transfer in metal foams/paraffin composite phase change material, *Appl. Therm. Eng.*, 93 (2016), 476-485.
- [12] A. Abdedou, K. Bouhadeh, R. Bennacer, Forced convection in a self-heating porous channel: local thermal non-equilibrium model, *Therm. Sci.*, 21 (6A) (2017), 2413-2423.

#### **Acknowledgements**

The authors are grateful to the Artois University for its support of this work through the study internships achieved at the Civil Engineering & Geo-Environment Laboratory.



# Tests et améliorations de modèles mixtes de Simulation des Grandes Échelles d'un écoulement à fort nombre de Reynolds en canal asymétriquement chauffé

## Assesment and improvement of mixed models of Large Eddy Simulation in an asymmetrically heated channel flow at high Reynolds number

Martin DAVID<sup>1\*</sup>, Adrien TOUTANT<sup>1</sup>, Françoise BATAILLE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire PROMES-CNRS (UPR 8521), Université de Perpignan via Domitia, Tecnosud-Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan - France

\*(auteur correspondant : martin.david@promes.cnrs.fr)

**Résumé** - L'étude concerne l'évaluation et l'amélioration de modèles de Simulation des Grandes Échelles (SGE) dans des conditions de fort chauffage asymétrique d'un écoulement turbulent en canal bi-périodique caractérisé par de hauts niveaux de température. Les températures de parois du canal sont fixées à 900 K et 1300 K et le nombre de Reynolds de frottement est proche de 1000. Les SGE sont comparées aux résultats d'une Simulation Numérique Directe (SND) par des tests *a posteriori*. On s'intéresse aux modèles de turbulences couplant des approches fonctionnelle et structurelle.

**Mots-clés** : Simulation des grandes échelles ; Turbulence ; Modélisation mixte ; Chauffage asymétrique ; Récepteurs solaires.

**Abstract** - This study is about the assessment and the improvement of turbulence models of Large Eddy Simulation (LES) in strongly and asymmetrically heated turbulent channel flow characterized by high temperature levels. The wall temperatures of the channel are fixed to 900K and 1300K and the friction Reynolds number is close to 1000. The flow is bi-periodical. The LES are compared to the results of a Direct Numerical Simulation (SND) thanks to *a posteriori* tests. The focus is placed on turbulence models that combine functional and structural approaches.

**Keywords**: Large eddy simulation; Turbulence; Mixed modeling; Asymmetrical heating; Solar receiver.

### Nomenclature

$C_f$	coefficient de frottement	$\tau$	tenseur sous-maille (corrélation vitesse-vitesse, conservation quantité de mouvement)
$f$	frottement, $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	$\Phi$	Flux de chaleur, $\text{kW m}^{-2}$
$L_i$	taille du canal dans la direction $i$ , m	<i>Indices et exposants</i>	
$N_i$	nombre de points dans la direction $i$	$\bar{\cdot}$	filtre volumique
<i>Symboles grecs</i>		$b$	bulk (débitant)
$\delta$	demi-hauteur du canal, m	$c$	centre
$\Delta_i^+$	taille de maille adimensionnée (direction $i$ )	$ch$	côté chaud
$\mu$	viscosité dynamique, Pa s	$fr$	côté froid
$\nu$	viscosité cinématique, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	$p$	paroi
$\pi$	tenseur sous-maille (corrélation masse volumique-vitesse, conservation d'énergie)	$rms$	écart type
		$\tau$	frottement

## 1. Introduction

Les tours solaires à concentration sont bien adaptées à la production d'électricité à grande échelle. Elles constituent une technologie prometteuse pour compléter le mixte énergétique renouvelable actuel, qui repose majoritairement sur des systèmes produisant directement de l'électricité. En effet, puisque les tours solaires fonctionnent grâce au chauffage à haute température d'un fluide caloporteur, elles peuvent avantageusement être accompagnées d'un système de stockage de la chaleur. Le récepteur solaire des centrales à tour est un élément critique car il a pour but de transférer la chaleur issue du rayonnement concentré vers le fluide caloporteur. Il est caractérisé par le chauffage asymétrique d'un écoulement fortement turbulent à des hauts niveaux de température. Dans le cas de la technologie fonctionnant à gaz sous-pression, le récepteur solaire est inclus dans un cycle de Brayton dont le rendement thermodynamique augmente avec la température. Afin d'améliorer le rendement de ce cycle, il est nécessaire de maximiser les transferts de chaleur au niveau de l'absorbeur solaire.

Étant donné, la taille métrique du récepteur solaire et la complexité de l'écoulement qui le traverse, la Simulation Numérique Directe (SND) n'est pas envisageable. En modélisant les plus petites échelles de la turbulence, la Simulation des Grandes échelles (SGE) permet de réduire drastiquement les temps de calcul et rend les simulations à l'échelle mésoscopique possibles. Il est donc question de développer des stratégies de modélisation fiables et précises permettant de donner une bonne représentation de l'écoulement. À la connaissance des auteurs, les seules SGE se rapprochant des conditions opératoires des récepteurs solaires sont celles de David *et al.* [1, 2]. Dans ces articles, un grand nombre de modèles de turbulence est évalué. Les résultats obtenus sont encourageants, mais il semble qu'une étude détaillée des modèles de turbulence mixtes soit utile. En effet, le couplage des approches fonctionnelle et structurelle est bénéfique dans de nombreux cas. Les premières études sur les modèles mixtes ont été menées dans les années 1990. Zang *et al.* [3], Salvetti et Banerjee [4] et Sarghini *et al.* [5] ont obtenu des résultats encourageants. Depuis, de nouvelles approches et façons de combiner les modèles ont été testées avec de très bons résultats. Singh *et al.* [6] ont effectué des SGE en canal plan isotherme à un nombre de Reynolds de frottement de 395 avec deux modèles mixtes constitués du modèle similarité d'échelle [7] et d'un modèle fonctionnel : soit le modèle Smagorinsky dynamique soit le modèle *dynamic global-coefficient*. Leur étude montre que les deux modèles mixtes obtiennent des résultats très proches de ceux de la SND non filtrée lorsque les tailles de filtre explicite dans les directions longitudinale et transversale sont environ quatre fois plus grandes que celles de la SND. Streher *et al.* [8] ont étudié une approche mixte composée du modèle Anisotropic Minimum Dissipation (AMD) proposé par Rozema *et al.* [9] et du modèle similarité d'échelle proposé par Bardina [7]. Les simulations ont été effectuées en canal plan isotherme pour trois nombres de Reynolds de frottement différents. Les auteurs ont, entre autres, comparé des résultats issus de la combinaison linéaire des modèles avec ceux obtenus en faisant varier la constante du modèle AMD en fonction de la hauteur du canal. De très bons résultats sont obtenus avec le modèle multi-couche.

De par les tests et améliorations des approches de modélisation mixte dans des conditions anisothermes en scalaire actif, cette étude comble un manque dans la littérature. Dans la section 2, les équations de Navier-Stokes résolues et les modèles de turbulence utilisés sont présentés. Dans la section 3, la géométrie, le maillage, les conditions aux limites et la méthode numérique sont détaillés. Dans la section 4, les résultats sont présentés et analysés.

## 2. Modélisation de l'écoulement

### 2.1. Équations de Navier-Stokes sous l'hypothèse bas nombre de Mach

Les récepteurs solaires à gaz sous-pression sont caractérisés par un grand nombre de Reynolds et des niveaux de température élevés. Néanmoins, la forte pression dans l'absorbeur solaire (10 bars) permet de conserver un nombre de Mach suffisamment faible pour appliquer l'approximation des bas nombres de Mach proposée par Paolucci [10]. Cette approche consiste à considérer la compressibilité du fluide tout en négligeant les effets acoustiques. Elle repose sur le développement des variables des équations de Navier-Stokes en série du carré du nombre de Mach et aboutit à la séparation de la pression en pression thermodynamique,  $P_0$ , homogène dans l'espace et matérialisant la pression moyenne dans le récepteur ; et en pression mécanique,  $P$ , dépendante de la vitesse du fluide et donc de la localisation dans le domaine. Le détail des équations utilisées est donné ci-dessous :

- Equation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j}{\partial x_j} = 0, \quad (1)$$

- Equation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} = - \frac{\partial \rho U_j U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \Sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

- Equation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = - \frac{1}{\gamma P_0} \left[ (\gamma - 1) \frac{\partial Q_j}{\partial x_j} + \frac{dP_0}{dt} \right], \quad (3)$$

- Loi des gaz parfaits

$$T = \frac{P_0}{\rho r}, \quad (4)$$

où  $\Sigma_{ij}$  est le tenseur des contraintes visqueuses et  $Q_j$  est le flux de chaleur conductif. Dans l'étude, le fluide caloporteur circulant dans le récepteur est de l'air. Il est assimilé à un fluide Newtonien respectant la loi des gaz parfaits. La capacité thermique à pression constante est prise à la moyenne des températures de parois et est considérée constante :  $C_p = 1155 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ . La constante spécifique de l'air,  $r = 287 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ , est déterminée grâce à la relation de Mayer. Les propriétés du fluide varient avec la température, en particulier, la viscosité dynamique suit la loi de Sutherland [11]. La conductivité est déduite de la viscosité dynamique grâce à la relation  $\lambda = \mu C_p / Pr$  en considérant le nombre de Prandtl constant. Lors des SGE, les grandes échelles de turbulence sont résolues et les échelles plus petites que le filtre sont modélisées. Le filtre de Favre, noté  $(\tilde{\cdot})$ , tel que  $\tilde{\Phi} = \overline{\rho \Phi} / \bar{\rho}$  pour toute variable  $\Phi$  est appliqué sur les équations de façon à réduire le nombre de termes non-linéaires intervenant dans les équations. Les deux termes sous-mailles, prépondérants en présence de forts gradients thermiques, identifiés par Dupuy *et al.* [12], sont modélisés. Ils sont associés à la corrélation vitesse-vitesse pour l'un et à la corrélation vitesse-masse volumique pour l'autre.

## 2.2. Modèles de turbulence des Simulations des Grandes Échelles

Les termes sous-mailles associés à la corrélation vitesse-vitesse,  $\tau_{ij} = \widetilde{U_j U_i} - \widetilde{U_j} \widetilde{U_i}$ , et à la corrélation vitesse-masse volumique,  $\pi_{ij} = \widetilde{U_j / \rho} - \widetilde{U_j} / \widetilde{\rho}$ , sont considérés. Les modèles de turbulence des SGE sont développés à partir des propriétés connues de l'écoulement et cherchent à reproduire les effets des petites échelles de turbulence sur les grandes. Il existe deux grandes familles de modèles : les modèles fonctionnels, qui supposent un transfert d'énergie unilatéral des grandes structures vers les petites échelles par un processus analogue à la diffusion moléculaire ; et les modèles structurels, qui visent à reconstruire la structure du tenseur sous-maille sans considération sur la physique de l'écoulement. Les modèles de turbulence mixtes ont pour but de tirer parti des avantages des deux approches de modélisation existantes : la modélisation fonctionnelle est généralement efficace pour déterminer les transferts d'énergie vers les petites échelles de turbulence. L'approche structurelle, quant à elle, donne une bonne estimation de la structure du tenseur sous-maille et permet de prendre en compte la remontée de la cascade d'énergie. Dans la suite, on étudie le modèle mixte formé par la combinaison des modèles de similarité d'échelle (Sim) [7] et AMD [9]. Différentes combinaisons linéaires des deux modèles sont évaluées. Le tenseur associé à la corrélation vitesse-vitesse est alors obtenu grâce à l'équation (5) :

$$\tau_{ij} = \alpha \tau_{ij}^{AMD} + \beta \tau_{ij}^{Sim} \quad (5)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des constantes. Le terme associé à la corrélation vitesse-masse volumique est obtenu de façon similaire. Ces combinaisons ont également été testées en appliquant une loi en tangente hyperbolique sur la constante du modèle AMD comme proposé par Streher *et al.* [8]. La fonction est donnée par l'équation (6) :

$$C_i^{AMD} = C^{AMD} + \left( 0,5 + 0,5 \tanh \left( \frac{y_i - s_c}{s_f} \right) \right) (C_c - C^{AMD}) \quad (6)$$

où  $i$  est le numéro de la  $i^{eme}$  cellule dans la direction perpendiculaire aux parois,  $y$  est la distance à la paroi,  $s_f = 0,00016252$ ,  $s_c = 0,00023217$  et  $C_c = 0$  (valeurs issues de Streher *et al.*). La constante du modèle AMD diminue donc lorsqu'on s'éloigne de la paroi.

## 3. Configuration de l'étude

Les équations de Navier-Stokes sont résolues dans un canal visant à représenter une position dans le récepteur solaire. Les directions longitudinale,  $x$ , et transversale,  $z$ , de l'écoulement sont périodiques. La taille du domaine est  $L_x \times L_y \times L_z = 4\pi\delta \times 2\delta \times 4/3\pi\delta$  avec  $\delta = 3 \text{ mm}$  la demi-hauteur du canal. La face irradiée, respectivement isolée, du récepteur solaire est associée à une paroi dont la température est fixée à 1300 K, respectivement 900 K, comme indiqué sur la figure 1. Ces conditions aux limites thermiques se rapprochent de celles rencontrées dans les récepteurs solaires [1]. Le frottement au niveau du contact entre le solide et le fluide est imposé de façon à obtenir un nombre de Reynolds de frottement à la paroi froide d'environ 1000. La pression thermodynamique dans le canal est de 10 bars.

Le domaine de calcul est divisé en un grand nombre de cellules dont la taille est constante dans les directions d'homogénéité et suit une loi en tangente hyperbolique dans la direction perpendiculaire aux parois. Les caractéristiques des maillages de la SND et des SGE sont présentées dans la table 1. Le maillage de la SND, respectivement des SGE, est constitué de 660 millions de cellules, respectivement 2,3 millions de cellules. Le coût de calcul de la SND est d'environ 4 millions d'heures réparties sur 2304 cœurs. Les SGE nécessitent 12 000 heures sur 48 cœurs.

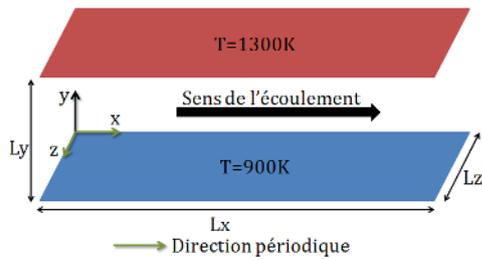


Figure 1 : Canal plan

	$N_x \times N_y \times N_z$	$\Delta_x^+ ; \Delta_y^+(0) ; \Delta_y^+(\delta) ; \Delta_z^+$
SND	$1152 \times 746 \times 768$	10,7 ; 0,4 ; 5,3 ; 5,3
SGE	$160 \times 152 \times 96$	77 ; 1,0 ; 32 ; 43

Table 1 : Caractéristiques des maillages

Les calculs sont effectués avec le code TrioCFD [13]. Les dérivées temporelles intervenant dans les équations sont approchées par un schéma Runge-Kutta d'ordre 3. Les opérateurs de convection et de diffusion sont centrés. La convection de la vitesse est estimée par un schéma d'ordre 4 et la convection de la masse est obtenue par un schéma Quick d'ordre 3. Un solveur multigrille est utilisé pour réduire le temps de résolution du calcul de la pression : la solution de l'équation de Poisson est calculée sur des maillages de plus en plus précis, en utilisant comme condition initiale le résultat du niveau de grille précédent.

## 4. Résultats et discussion

Dans cette section, des tests *a posteriori* des SGE sont effectués. Pour comparer rigoureusement les résultats, on ajoute à chaque fois le terme modélisé en SGE à la quantité qui lui est associée. Les quantités observées sont moyennées selon les directions d'homogénéité et intégrées temporellement de façon à obtenir la convergence des statistiques de la turbulence. On distingue les grandeurs intégrales et les profils de statistiques de premier ordre et second ordre. Les résultats de 9 SGE sont présentés dans la partie 4.1. puis les profils des statistiques de la turbulence de 6 d'entre elles sont exposés et commentés. Pour chaque simulation, on utilise la même combinaison de modèles pour la modélisation des corrélations vitesse-vitesse et vitesse-masse volumique. Les trois chiffres qui suivent le nom de chaque modèle donnent la valeur de la constante associée au modèle. Par exemple, "Sim050-AMD015" signifie que la simulation a été effectuée en prenant  $C^{Sim} = 0.50$  et  $C^{AMD} = 0.15$ . Pour l'approche similarité d'échelle, les constantes étudiées sont les suivantes :  $C^{Sim} = AC^{Sim,ref}$  où  $A$  est une constante valant successivement 1, 0.5 ou 0 et  $C^{Sim,ref} = 1$ . Pour le modèle AMD, les constantes étudiées sont les suivantes :  $C^{AMD} = BC^{AMD,ref}$  où  $B$  est une constante valant successivement 2, 1, 0.5 ou 0 et  $C^{AMD,ref} = 0.3$ . La lettre  $X$  suivant le chiffre associé à la constante du modèle AMD signifie que la constante du modèle AMD varie spatialement tel qu'indiqué dans la partie 2.2.

### 4.1. Grandeurs intégrales

Dans cette partie, les grandeurs intégrales obtenues par les différentes SGE sont comparées à celles de la SND. La table 2 présente les résultats issus de la SND ainsi que l'écart relatif entre chaque SGE et la SND pour chaque grandeur. Les coefficients de frottement sont obtenus comme suit :  $C_{f,p} = 2f_p/(\rho_p U_\tau^2)$ . L'analyse des grandeurs intégrales de la SND montre que la température moyenne de fluide est inférieure à la moyenne des températures de parois du fait de la dépendance des propriétés du fluide aux variations de température. La vitesse perpendiculaire aux parois n'est pas nulle puisque la masse volumique est influencée par la température. Le coefficient de frottement est plus élevé à la paroi chaude qu'à la paroi froide car l'élévation du niveau de température du fluide induit une augmentation de sa viscosité. Enfin, les flux pariétaux sont égaux et atteignent  $100 \text{ kW/m}^2$  et les fluctuations de ses flux sont d'environ

Simulation	$U_c/U_b$ [-]	$T_b$ [K]	$V_c$ [m/s]	$C_{f,fr}$ [-]	$C_{f,ch}$ [-]	$\phi$ [W/m <sup>2</sup> ]	$\phi_{rms}$ [W/m <sup>2</sup> ]
SND	1.13	1093.4	$-2.8 \times 10^{-2}$	$3.9 \times 10^{-3}$	$5.2 \times 10^{-3}$	$9.8 \times 10^{+4}$	$4.3 \times 10^{+4}$
Ecart relatif [%]							
AMD030	-1.7	0.5	-12.5	-13.6	-12.7	-9.8	-28.9
Sim100	0.2	0.5	-31.9	-0.4	0.0	-17.6	-32.9
Sim050-AMD015	-1.3	0.5	-19.1	-8.1	-7.2	-11.5	-29.3
Sim050-AMD030	-1.6	0.5	-17.4	-15.9	-13.8	-10.1	-31.4
Sim050-AMD030X	-0.8	0.6	-23.6	4.3	5.7	-16.3	-26.9
Sim050-AMD060	-2.2	0.6	-16.9	-24.4	-21.8	-9.6	-36.1
Sim050-AMD060X	-1.1	0.7	-22.5	1.1	3.4	-15.0	-29.2
Sim100-AMD015	-1.2	0.5	-24.3	-10.0	-8.4	-11.3	-31.6
Sim100-AMD030	-1.6	0.5	-22.6	-16.6	-14.1	-10.0	-33.4

Table 2 : Grandeurs intégrales issues de la SND et écart relatif entre SGE et SND

40 kW/m<sup>2</sup>. L'étude de ces grandeurs intégrales souligne la complexité de l'écoulement étudié. Les résultats montrent que toutes les SGE effectuées sont performantes pour estimer le ratio  $U_c/U_b$  et  $T_b$ . Les coefficients de frottement pariétaux sont très bien prédits par les simulations "Sim100" ainsi que les simulations effectuées avec une constante du modèle AMD variant en fonction de la distance à la paroi. Pour les autres simulations, plus la constante du modèle AMD est grande, plus les coefficients de frottement sont sous-estimés. Les résultats concernant la vitesse perpendiculaire aux parois sont associés à ceux concernant les flux pariétaux. Les SGE sous-estiment ces grandeurs. L'augmentation de la constante du modèle AMD permet de légèrement réduire ces sous-estimations (de -11,5% pour la simulation Sim050-AMD015 à -9.6% pour la simulation Sim050-AMD060). Les fluctuations de flux sont sous-estimées de façon significative par les SGE. Lorsque  $C^{AMD}$  augmente, l'écart est accentué.

## 4.2. Profils des statistiques de la turbulence

Les simulations produisent des champs instantanés pour chaque grandeur. Pour tracer les graphiques présentés dans cette partie, les résultats sont moyennés selon les directions d'homogénéités et intégrés temporellement jusqu'à obtention de la convergence des statistiques de la turbulence. Les résultats sont ensuite tracés en fonction de la distance normalisée à la paroi pour chaque côté.

La figure 2 présente les profils de vitesses longitudinale et perpendiculaire aux parois ainsi que de fluctuations de vitesse et de température adimensionnés classiquement. Les profils de vitesse longitudinale sont surestimés par l'ensemble des simulations, exceptées "Sim100" et "Sim050-AMD060X". La variation spatiale de la constante permet de significativement pallier la surestimation des profils de vitesse de la simulation "Sim050-AMD060" en annulant l'effet néfaste du modèle AMD dans la partie centrale du canal. En observant le graphique exposant le profil de vitesse perpendiculaire aux parois, on retrouve la sous-estimation des profils de SND par les SGE abordée dans la partie 4.1. Contrairement au côté chaud, au côté froid, le quasi-plateau observé pour  $y^+$  compris entre 100 et 1000 est bien reproduit par les modèles, même s'il est sous-estimé. Concernant la partie déviatrice des fluctuations de vitesse longitudinale, toutes les SGE tendent à surestimer les pics observés vers  $y^+ = 15$ . On note une amélioration des résultats pour la simulation effectuée avec une constante du modèle AMD variant avec la distance à la paroi ("Sim050-AMD060X"). Les profils de fluctuations de température sont globalement bien reproduits par les SGE jusqu'à  $y^+ = 300$  (correspondant au début de la

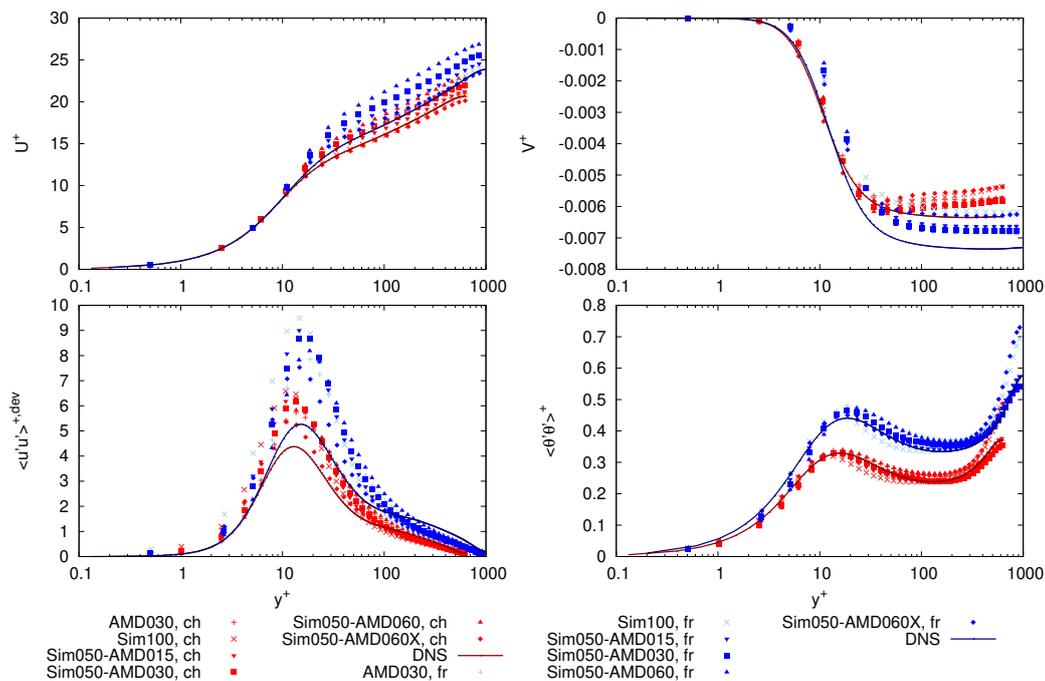


Figure 2 : Profils des statistiques de la turbulence classiquement adimensionnées

couche externe de l'écoulement) puis les simulations se divisent en deux groupes. Le premier, composé des simulations "Sim100" et "Sim050-AMD060X", s'éloigne des profils de SND alors que le second reste proche des résultats de référence. Le fait que les simulations "Sim100" et "Sim050-AMD060X" produisent des résultats similaires dans la région centrale du canal est logique puisque pour ces 2 simulations la constante du modèle AMD est nulle loin de la paroi. On retrouve ces tendances pour le profil de  $V^+$ .

## 5. Conclusion

Pour cette étude, une simulation numérique directe et plusieurs simulations des grandes échelles ont été effectuées dans un canal bi-périodique asymétriquement chauffé et traversé par un écoulement fortement turbulent. Les performances des SGE ont été évaluées par des tests *a posteriori*. Ces travaux sont orientés sur l'étude des modèles de turbulence mixtes. Différentes pondérations des modèles sont analysées. On s'intéresse également à une approche visant à faire varier spatialement la constante du modèle fonctionnel.

Les résultats sur les grandeurs intégrales montrent que la température moyenne et le rapport entre les vitesses au centre du canal et moyenne sont bien prédites. La vitesse perpendiculaire aux parois, les flux et les fluctuations de flux sont sous-estimés par l'ensemble des modèles. Concernant les profils de statistiques de la turbulence, les profils de SGE reproduisent les tendances observées en SND. On note la surestimation systématique des pics de la partie déviatrice des fluctuations de vitesse. Hormis pour les profils de vitesse moyenne, il s'est avéré que les modèles testés dans cette étude souffrent de défauts similaires tels que la sous-estimation des profils de vitesse perpendiculaire aux parois ou encore la surestimation des pics de fluctuation de vitesse. Une analyse détaillée des résultats montre que l'approche de variation de la constante permet d'isoler les effets d'un modèle. Il a notamment été possible de reproduire les très bons résultats du modèle similarité d'échelle pour l'estimation des coefficients de frottement et

du profil de vitesse moyenne tout en réduisant de façon notable la surestimation des fluctuations de vitesse obtenue. Au vu des résultats obtenus, il semble que le modèle mixte multi-couche présenté en détail soit le plus performant concernant l'estimation des grandeurs dynamiques.

Combiner des modèles ayant des comportements significativement différents semble donc très prometteur. Ce sera l'objet des futurs travaux de l'équipe.

### Remerciements

Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul du CINES au travers de l'allocation de ressources A0112A05099 attribuée par GENCI (Grand Équipement National de Calcul Intensif). Nous remercions le CEA pour la mise à disposition de la plateforme TRUST et le développement du code de calcul TrioCFD (open source).

### Références

- [1] M. David, A. Toutant, and F. Bataille, "Investigation of thermal large-eddy simulation approaches in a highly turbulent channel flow submitted to strong asymmetric heating," *Physics of Fluids*, vol. 33, no. 4, p. 045104, 2021.
- [2] M. David, A. Toutant, and F. Bataille, "Direct simulations and subgrid modeling of turbulent channel flows asymmetrically heated from both walls," *Physics of Fluids*, vol. 33, no. 8, p. 085111, 2021.
- [3] Y. Zang, R. Street, and J. Koseff, "A Dynamic Mixed Subgrid-Scale Model and Its Application to Turbulent Recirculating Flows," *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, vol. 5, p. 3186, 1993.
- [4] M. V. Salvetti and S. Banerjee, "A priori tests of a new dynamic subgrid-scale model for finite-difference large-eddy simulations," *Physics of Fluids*, vol. 7, no. 11, pp. 2831–2847, 1995.
- [5] F. Sarghini, U. Piomelli, and E. Balaras, "Scale-similar models for large-eddy simulations," *Physics of Fluids*, vol. 11, no. 6, pp. 1596–1607, 1999.
- [6] S. Singh, D. You, and S. T. Bose, "Large-eddy simulation of turbulent channel flow using explicit filtering and dynamic mixed models," *Physics of Fluids*, vol. 24, no. 8, p. 085105, 2012.
- [7] J. Bardina, J. Ferziger, and W. Reynolds, "Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation," in *13th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, Fluid Dynamics and Co-located Conferences, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1980.
- [8] L. B. Streher, M. H. Silvis, P. Cifani, and R. W. C. P. Verstappen, "Mixed modeling for large-eddy simulation: The single-layer and two-layer minimum-dissipation-Bardina models," *AIP Advances*, vol. 11, no. 1, p. 015002, 2021.
- [9] W. Rozema, H. J. Bae, P. Moin, and R. Verstappen, "Minimum-dissipation models for large-eddy simulation," *Physics of Fluids*, vol. 27, no. 8, p. 085107, 2015.
- [10] S. Paolucci, "Filtering of sound from the Navier-Stokes equations.," *NASA STI/Recon Technical Report N*, vol. 83, 1982.
- [11] W. Sutherland, "The viscosity of gases and molecular force," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 36, no. 223, pp. 507–531, 1893.
- [12] D. Dupuy, A. Toutant, and F. Bataille, "A priori tests of subgrid-scale models in an anisothermal turbulent channel flow at low mach number," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 145, p. 105999, 2019.
- [13] C. Calvin, O. Cueto, and P. Emonot, "An object-oriented approach to the design of fluid mechanics software," *ESAIM: Mathematical Modelling and Numerical Analysis - Modélisation Mathématique et Analyse Numérique*, vol. 36, no. 5, pp. 907–921, 2002.

## Thème 5

# Méetrologie et Techniques Inverses

---

Mesure de la conductivité thermique des métaux à température cryogénique . . . . .	349
Radiométrie Photothermique pulsée périodique en configuration face avant pour la caractérisation thermique d'une couche de Si3N4 amorphe . . . . .	357
Étude de l'ébullition en mini-canal vertical : analyse du transfert de chaleur par méthode inverse . . . . .	365
Optimal sensor location for inverse heat conduction problem in multilayered building walls . . . . .	373
Influence des échanges radiatifs sur l'identification du coefficient d'échange thermique à l'interface verre/outil . . . . .	381
Détermination des propriétés thermiques anisotropes d'une batterie Li-ion en fonction de l'état de charge par spectroscopie d'impédance thermique . . . . .	389
Scanning fast photothermal radiometry . . . . .	397
Mesure de températures sur des corps opaques à hautes températures par méthodes multi-spectrales	407
Observation and Quantification of CO <sub>2</sub> passive degassing at sulphur Banks from Kilauea Volcano using thermal Infrared Multispectral Imaging . . . . .	415
Méthode de détection sans contact des effets de l'érosion éolienne sur un verre sodocalcique . . . . .	423
Tricouches symétriques pour la caractérisation thermique de couches minces par méthode opto-électrothermique . . . . .	431
Contrôle non destructif quantitatif 1D de matériaux opaques par thermographie infrarouge biface et méthodes de températures duales . . . . .	443

---



# Mesure de la conductivité thermique d'échantillons d'aluminium à basse température

Jean-Pierre MONCHAU<sup>1\*</sup>, Frédéric CRAYSSAC<sup>2</sup>, : Marc WAGNER<sup>2</sup>, Jacopo SEIWERT<sup>2</sup>, Marie-Adelaide CREMIEUX<sup>2</sup>

<sup>1</sup>THEMACS Ingénierie 2bis rue Alfred Nobel 77420 CHAMPS SUR MARNE

<sup>2</sup>AIR LIQUIDE Recherche & Développement (ICP) 1 Chemin de la porte des Loges BP 126 LES LOGES EN JOSAS 78354 JOUY EN JOSAS cedex

\*(auteur correspondant : monchau@themacs.fr)

**Résumé :** Cette étude concerne la mise au point d'un dispositif de mesure de la conductivité thermique des métaux à température cryogénique (80K). Le dispositif est basé sur une mesure en régime permanent du gradient thermique sur un barreau métallique de section connue. La mesure se fait sous vide secondaire afin de supprimer les échanges par convection. Les mesures ont fait apparaître des écarts importants sur les mesures de conductivité thermique selon l'état métallurgique de l'alliage.

## Nomenclature

$\lambda$  conductivité thermique  $W.m^{-1}.K^{-1}$   
 $L$  longueur de mesure du barreau, m  
 $P$  puissance injectée dans le barreau, W  
 $S$  section du barreau,  $m^2$

$\Delta T$  différence de température, K  
*Pente* pente de  $\Delta T$  en fonction de  $P$ ,  $K.W^{-1}$   
 $T_c$  température de la partie chauffée, K  
 $T_f$  température de la partie froide, K  
 $T$  température, K

$\lambda = (a.T+b)$  Conductivité thermique en fonction de la température (sur une plage de température faible)

$e$  Variable d'intégration sur la longueur du barreau, m

## 1. Introduction

Dans le cadre des activités de recherche et développement sur l'activité cryogénique de la société Air Liquide, il est apparu indispensable de mesurer précisément la conductivité thermique des alliages d'aluminium utilisés pour la fabrication des éléments soumis à des températures autour de 80K. Pour cela une collaboration a été initiée entre la société Air Liquide et la société THEMACS Ingénierie afin de déterminer la conductivité thermique de différents alliages d'aluminium sous différents états métallurgiques.

Le constat a été fait que les données de la littérature [1-4] étaient différentes des mesures expérimentales, avec des écarts de plus de 30%. Les raisons peuvent être multiples. En effet, la composition des alliages est normée mais en ne garantissant que des fourchettes dans la composition. Ces fourchettes de pourcentages massiques assurent une garantie sur les propriétés mécaniques et d'usinabilité. Cependant les propriétés thermiques sont très impactées par la composition exacte de l'alliage et de la présence ou non d'impuretés (non dommageable pour les autres propriétés). Une autre inconnue est l'état métallurgique de l'alliage. En effet selon que le métal ait été ou non laminé, forgé ou fondu, ses propriétés thermiques peuvent grandement varier. L'histoire thermique (trempe, recuit, ...) de l'alliage influe fortement sur ces propriétés. Les données de la littérature bien que d'origines fiables ne permettent pas d'avoir une connaissance exacte de la conductivité thermique d'un aluminium donné.

## 2. Les méthodes pour la mesure de la conductivité thermique à basse température

Pour ce type de mesure les méthodes instationnaires [5] ne sont pas appropriées à ces températures. Les méthodes instationnaires permettent de mesurer la diffusivité et il est nécessaire de connaître la capacité calorifique volumique pour avoir la conductivité thermique. Il est difficile d'obtenir cette capacité calorifique volumique avec une incertitude satisfaisante à ces températures. Concernant la méthode du plan chaud transitoire (méthode appelé aussi méthode du Hot-Disk) les niveaux d'incertitude avoisinent les 10 à 15% d'incertitude d'après les données de la littérature [6] et les mesures faites précédemment.

Le choix a été fait d'utiliser la méthode du flux axial [7], la plus recommandée pour une mesure sur un matériau très conducteur thermiquement ( $\lambda > 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ). Une autre méthode possible aurait été la méthode comparative [8], mais elle nécessite d'avoir à sa disposition un matériau de référence. En outre, son intérêt est principalement de pouvoir corriger les pertes par rayonnement et conduction à haute température, ce qui n'est pas le cas dans cette étude. La mesure se fait dans le vide pour éviter la conduction et la convection thermique.

## 3. Principe de la mesure

Le principe consiste à chauffer un barreau d'aluminium à une extrémité avec une puissance constante imposée et de mesurer le gradient thermique le long du barreau. Pour améliorer la précision de la mesure, une série de mesures à différentes puissances est effectuée pour chaque échantillon. L'expression de la conductivité thermique  $\lambda$  est la suivante :

$$\lambda = \frac{L * P}{S * \Delta T} \quad (1)$$

Où L est la longueur de mesure, S la section du barreau, P la puissance relevée et  $\Delta T$  la différence de température aux extrémités du barreau.

On trace  $\Delta T$  en fonction de P pour éliminer les écarts d'étalonnage des capteurs de température et la puissance résiduelle apportée par l'environnement à température ambiante. La conductivité s'écrit alors :

$$\lambda = \frac{L}{S * \text{Pente}} \quad (2)$$

Où *Pente* est la pente de la droite de régression du nuage de points de mesure  $\Delta T = f(P)$ .

### Erreur due à la méthode de la pente :

La méthode de la pente a un défaut : elle suppose que la conductivité est constante dans l'intervalle de température considéré. Dans notre cas, l'analyse des résultats a montré que l'erreur qui résulte de cette omission est plus importante que les autres sources d'erreurs. Cela est dû au fait que l'étalonnage de la chaîne de mesure des températures a été particulièrement soigné. Le barreau est également bien isolé, les pertes thermiques radiatives étant en particulier beaucoup plus faibles à ces températures cryogéniques qu'à la température ambiante. A l'inverse, la température moyenne du barreau varie typiquement de 5K entre les plus faibles puissances et les puissances les plus élevées (ce qui correspond à une variation de conductivité de l'ordre de 2%). Une discussion sur cette erreur est faite plus loin.

En conséquence, dans cette étude chaque point de mesure a été considéré indépendamment, en corrigeant l'erreur de décalage de température. La variation de la conductivité étant quasi-linéaire sur un intervalle de température de quelques degrés, la méthode point par point donne avec une très bonne précision la conductivité moyenne à la température moyenne.

## 4. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est présenté sur les figures 1 à 3. Une résistance chauffante de  $220\Omega$  assure le chauffage avec un minimum de courant afin de réduire la section des fils de connexion et donc les pertes thermiques par conduction. La mesure de la puissance se fait par un dispositif 4 fils. La mesure de tension se fait par une centrale de mesure FLUKE 2638A Hydra série III., et le courant est mesuré grâce à un shunt de  $2,5\text{ Ohm}$  à  $0.1\%$  d'incertitude. L'acquisition de température est faite par la même centrale d'acquisition. L'enceinte est en aluminium. Une bride permet le raccordement à un système de pompage à vide secondaire constitué d'une pompe turbo-moléculaire et d'une pompe primaire sèche.

Dans un premier temps, les capteurs de température utilisés étaient des Pt100. Dans l'étude présentée ici, les Pt100 ont été remplacées par des thermocouples avec un montage en opposition. L'hypothèse posée précédemment d'un apport énergétique par les gaines inox ( $1.5\text{mm}$  de diamètre) des sondes Pt100 a par ailleurs poussé cette fois-ci à utiliser des capteurs métalliques de plus petite section ( $100\mu\text{m}$  de diamètre pour les fils). Après comparaison, les résultats ne sont pas sensibles au choix des capteurs de températures.

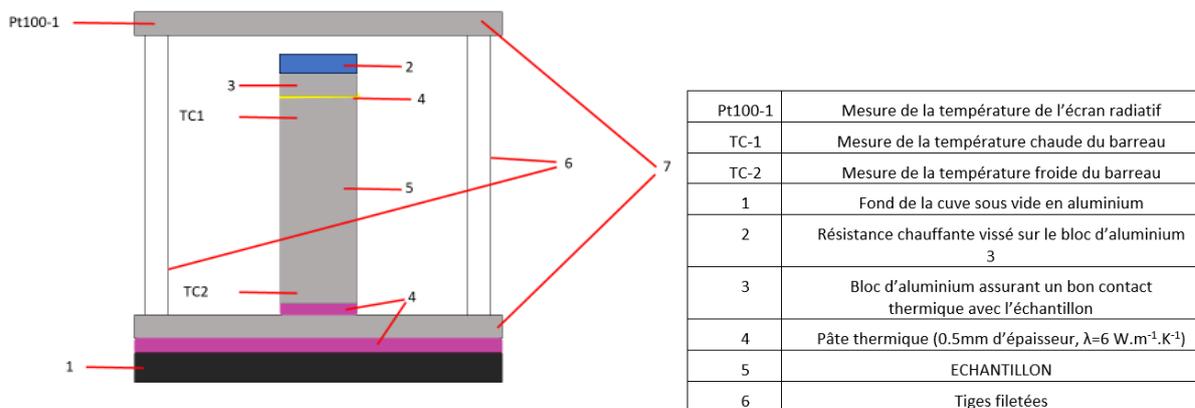


Figure 1 : schéma du dispositif expérimental

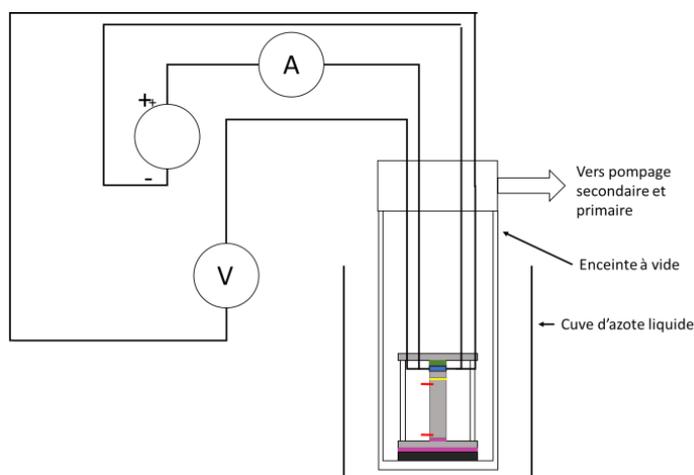


Figure 2 : dispositif expérimental complet



Figure 3 : vues du dispositif expérimental

## 5. Résultats

La figure 4 représente les mesures réalisées sur un échantillon d'aluminium de type 3003 avec la méthode de la pente. Sur cette figure les mesures sont comparées aux données du NIST (National Institute of Standards and Technology) Le tableau 1 donne les mesures de conductivité thermique correspondantes. Le delta T résidu correspond à la différence de température enregistrée pour une puissance d'excitation nulle. Cela correspond aux apports énergétiques radiatifs parasites ainsi que la tension de décalage possible du système d'acquisition. Le coefficient de corrélation correspond à la droite de régression associée aux données expérimentale  $\Delta T = f(P)$ .

Echantillon	Date	Tmoy (K)	$\lambda$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	Incertitude (W.m-1.K-1)	incertitude (%)	delta T résidu (°C)	Corrélation
A1	9/07/2020	81.46	125.2	2.5	2.3	0.536	0.9957
A2	6/07/2020	82.64	123.3	2.9	2.4	0.390	0.9998
A3	8/07/2020	80.59	119.1	2.8	2.3	0.447	0.9999

Tableau 1 : Mesures de conductivité thermique sur 3 échantillons d'aluminium de type 3003.

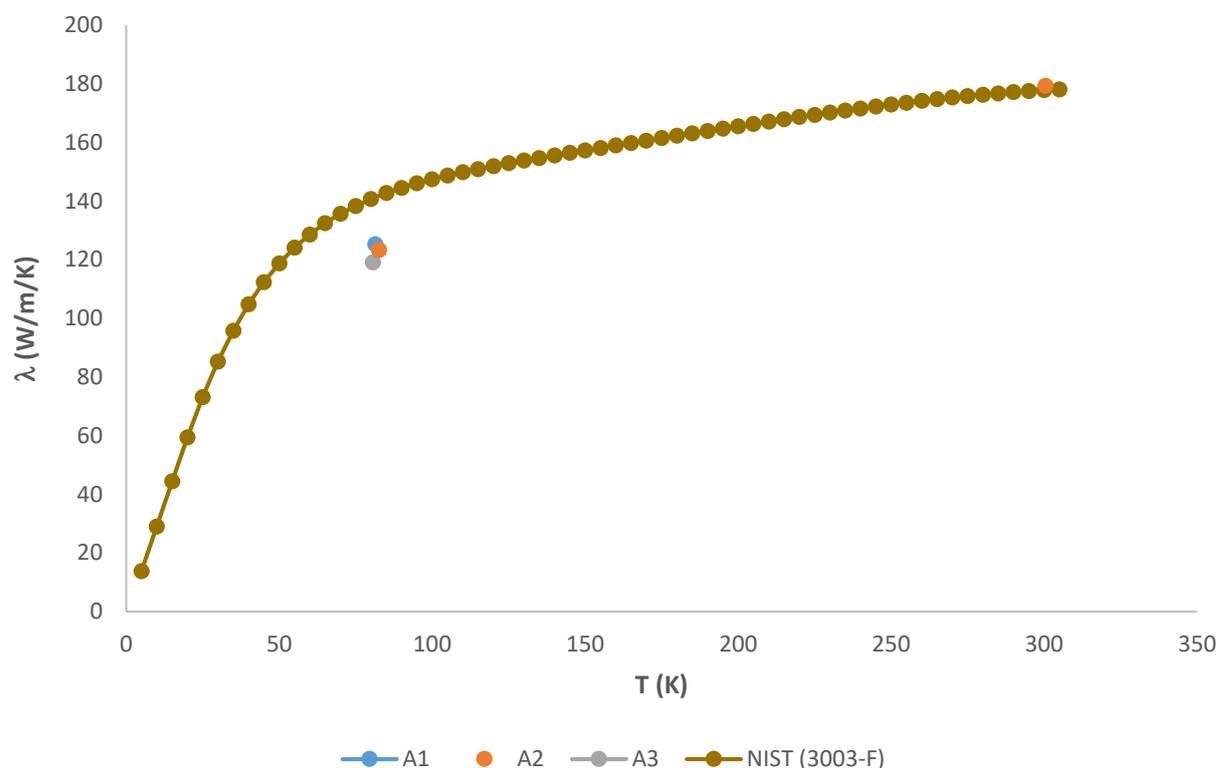


Figure 4 : Mesures de conductivité thermique sur 3 échantillons d'aluminium de type 3003.

On constate sur cette figure 4 que les valeurs mesurées sont inférieures aux valeurs du NIST (National Institute of Standards and Technology), à température cryogénique. En effet, les valeurs du NIST sont données comme étant égales à  $\lambda=140 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à 80K alors que les

mesures présentées dans cette étude donnent une conductivité thermique  $\lambda$  de l'ordre de  $120 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour un état métallurgique proche.

### Evaluation des incertitudes :

L'incertitude sur la puissance est prise égale à 1%. Cela englobe les incertitudes des appareils de mesure ainsi que la résistance de précision qui permet de mesurer le courant dans la résistance chauffante. Les pertes thermiques prises en compte correspondent aux échanges conductifs et convectifs pour un vide primaire, soit un coefficient de convection égal à  $2 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Ce coefficient correspond aux valeurs calculées dans la littérature. Le tableau 2 montre la contribution de chaque source d'incertitude, les autres incertitudes non présentées ici étant considérées comme nulles. On constate que la source principale d'erreur provient de la non prise en compte des pertes thermiques. Pour minimiser les incertitudes sur les mesures de température, les thermocouples ont été branchés selon un montage différentiel, afin de limiter les erreurs de décalage. Le tableau 2 montre l'incertitude pour une mesure type ( $\lambda=120 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) et un intervalle de confiance de 95%. La méthode de propagation des incertitudes est celle préconisée dans le GUM [9].

$\lambda$ (W/m/K)	incertitude $\Delta T$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	incertitude P (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	incertitude L et S (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	pertes thermiques (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )
120	0.4	1.74	0.29	1.58
	Incertitude totale (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	Incertitude totale (%)		
	2.8	2.3		

Tableaux 2 : Calcul des incertitudes pour une conductivité moyenne de  $120 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

## 6. Traitement des données par une méthode point par point

### Interprétation du biais de calcul par la méthode de la pente :

La conductivité de l'aluminium étant variable en fonction de la température, on peut calculer théoriquement le  $\Delta T$  entre deux points de mesures en prenant sur un petit domaine de température une variation linéaire de la conductivité :

$$\lambda = a.T + b \quad (3)$$

On peut écrire :

$$\frac{dT}{de} = \frac{P}{\lambda.S} = \frac{P}{(a.T+b).S} \quad (4)$$

$$(a.T + b).dT = \frac{P.de}{S} \quad (5)$$

Si l'on suppose en première approximation que  $T$  varie linéairement avec la position, on peut écrire :

$$\int_{T_c}^{T_f} (a \cdot T + b) \cdot dT = \frac{P \cdot de}{S} \quad (6)$$

Après intégration on a :

$$\left[ \frac{a}{2} \cdot (T_f + T_c) + b \right] \cdot (T_f - T_c) = \frac{P \cdot L}{S} \quad (7)$$

On constate que :

$$\left[ \frac{a}{2} \cdot (T_f + T_c) + b \right] = \lambda(\bar{T}) \quad (8)$$

En posant

$$\Delta T = T_f - T_c \quad (9)$$

On obtient :

$$\lambda(\bar{T}) \cdot \Delta T = \frac{P \cdot L}{S} \quad (10)$$

Il n'est pas possible simplement de dériver  $P$  en fonction de  $\Delta T$  car  $\lambda(\bar{T})$  n'est pas constant ( $\bar{T}$  varie pour chaque variation de  $P$  et donc  $\lambda$  n'est pas constant entre deux points de mesure) :

$$\frac{dP}{d\Delta T} = \frac{S}{L} \cdot \left( \frac{d\lambda(\bar{T})}{d\Delta T} \cdot \Delta T + \lambda(\bar{T}) \right) \quad (11)$$

$\frac{d\lambda(\bar{T})}{d\Delta T}$  est difficile à évaluer car la relation entre  $T$  et  $\Delta T$  est fortement liée au dispositif expérimental et ne peut donc se déterminer qu'expérimentalement. La seule solution pour utiliser la méthode de la pente est alors de se placer à de faibles  $\Delta T$ .

Par exemple, pour des mesures sur un autre échantillon noté EB3, on trouve par exemple  $\frac{d\lambda(\bar{T})}{d\Delta T} = 0.523 \text{ USI}$ . A partir de cette valeur on peut donc corriger la valeur de  $\lambda$  :

$$\lambda(\bar{T}) = \frac{L}{S} \cdot \frac{dP}{d\Delta T} - \frac{d\lambda(\bar{T})}{d\Delta T} \cdot \Delta T \quad (12)$$

Le premier terme est estimé en calculant la pente de  $\frac{dP}{d\Delta T}$  sur 3 points. Le second terme est le terme de correction donnée précédemment. Après correction on obtient des valeurs présentées dans le graphique de la figure 5 (points nommés *Lambda corrigé*).

La figure 6 montre des mesures sur un autre échantillon similaire, noté DA4\_M4. Les puissances sont indiquées sur les points de mesures. Les puissances importantes ( $P > 10W$ ) permettent d'obtenir la conductivité à des températures légèrement plus élevées (90 à 100K) sans chauffage de la base de l'échantillon.

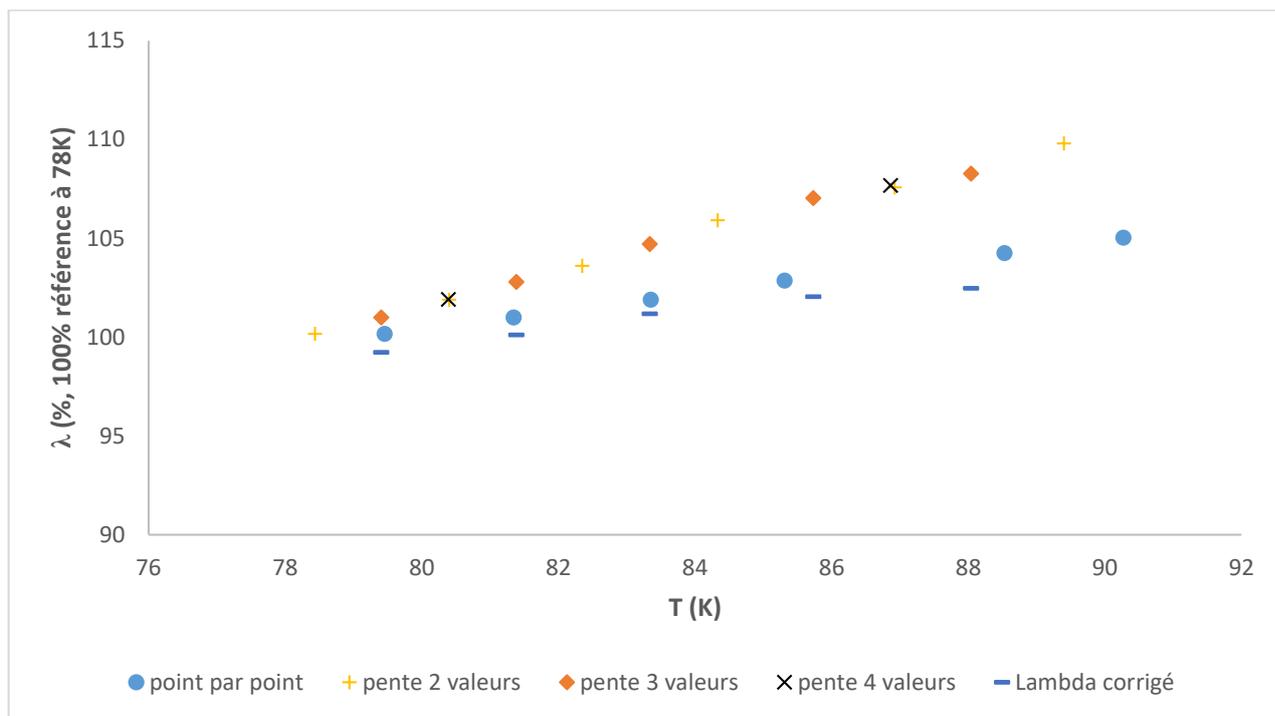


Figure 5 : Conductivité thermique de l'échantillon EB3, en fonction de la température, et en unité relative (pourcentage en fonction de la conductivité thermique à 78K).

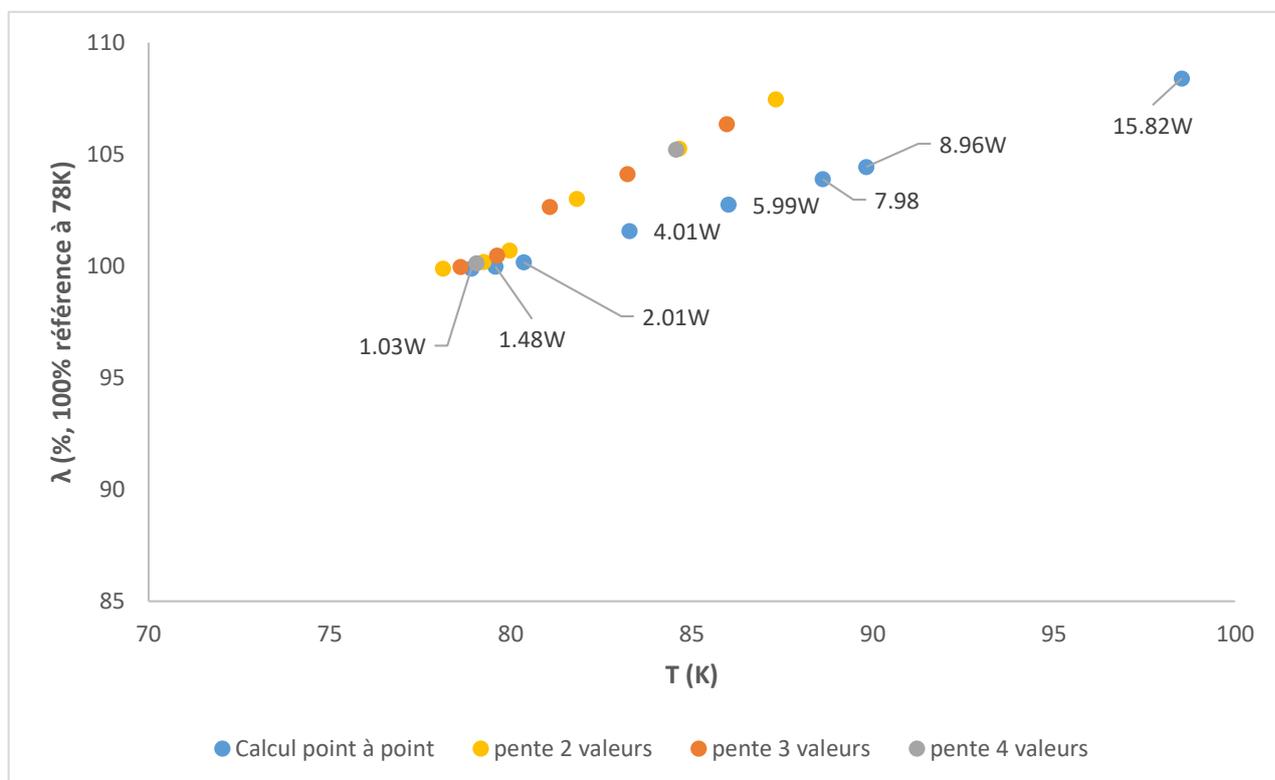


Figure 6 : Conductivité thermique de l'échantillon DA4\_M4, en fonction de la température, et en unité relative (pourcentage en fonction de la conductivité thermique à 78K). Les puissances de chauffage sont notées sur le graphique.

Il est à noter toutefois que certaines dérivées partielles de deuxième ordre ont été négligées ainsi que la variation non linéaire de la température en fonction de la position sur le barreau métallique.

### Discussion sur les mesures de la figure 5 :

On constate que par la méthode de la pente on obtient un biais de calcul quel que soit le nombre de point utilisé et malgré une très bonne corrélation entre les points de mesure.

Si l'on calcule la pente  $\frac{d\lambda(\bar{T})}{d\Delta T}$  et qu'on l'utilise pour corriger les valeurs on obtient des points très proches de la méthode point à point. L'écart est de l'ordre de  $0.3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . En outre cela permet de confirmer la pente de variation de la conductivité thermique en fonction de la température. Elle est identique à celle calculée par la méthode point à point.

## 7. Conclusion

Pour les mesures effectuées, la méthode point à point semble la plus appropriée. La méthode corrigée peut être une alternative quand un fort décalage de température existe à puissance nulle dans le cas d'un apport de puissance non contrôlé. Cela peut être nécessaire pour des mesures à des températures plus basses (20K). Cette campagne de mesure a duré deux ans et a permis d'améliorer le procédé de mesure, de mise en température de l'équipement. Le banc de mesure est maintenant capable de réaliser des mesures de conductivité thermique avec une incertitude inférieure à 3%.

### Références

- [1] J.G. Hust, A.B. Lankford, *Thermal conductivity of Aluminum, copper, iron and tungsten for temperature from 1K to melting point*, National bureau of standards Boulder 1984
- [2] B. Baudouy, A. Four, *Low temperature thermal conductivity of aluminum alloy 5056*, Cryogenics · March 2014
- [3] Adam L. Woodcraft, *Recommended values for the thermal conductivity of aluminium of different purities in the cryogenic to room temperature range, and a comparison with copper*, Cryogenics 45(9) 626-636 (2005)
- [4] Adam L. Woodcraft, *Predicting the thermal conductivity of aluminium alloys in the cryogenic to room temperature range*, Cryogenics 45 (6) 421-431 (2005)
- [5] Boumaza, T; Redgrove, J (2003) *Use of the transient plane source technique for rapid multiple thermal property measurements*. Int. J. Thermophysics, 24 (2). pp. 501-12.
- [6] Craig Dixon, Michael R. Strong, S. Mark Zhang, *Transient Plane Source Technique for Measuring Thermal Properties of Silicone Materials Used in Electronic Assemblies*, The International Journal of Microcircuits and Electronic Packaging, Volume 23, Number 4, Fourth Quarter, 2000
- [7] J.M.Corsan, *Axial heat flow methods of thermal conductivity measurement for good conducting materials*, Compendium of thermophysical property measurement methods, 1992
- [8] R.P.Tye, *The measurement of thermal conductivity by the comparative method*, Compendium of thermophysical property measurement methods, 1992
- [9] GUM Evaluation of measurement data, Guide to the expression of uncertainty in measurement, BIPM

# Estimation bayésienne des paramètres thermiques de films minces par radiométrie photothermique pulsée périodique en face avant (FF-PPTR).

Clément CHASSAIN<sup>1\*</sup>, Andrzej KUSIAK<sup>1</sup>, Jean-Luc BATTAGLIA<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'ingénierie Mécanique I2M  
351 Cours de la Libération - 33400 Talence

\*(auteur correspondant : clement.chassain@u-bordeaux.fr)

**Résumé** - La radiométrie photothermique pulsée périodique en configuration face à avant (FF PPTR) est une technique rapide permettant notamment de caractériser des matériaux déposés en couches minces sur un substrat. La procédure expérimentale est basée sur la mesure face avant de l'émission propre d'un échantillon excité par des impulsions laser répétées périodiquement. Les propriétés de l'échantillon étudié sont ensuite déterminées en utilisant une méthode d'optimisation, plus précisément l'algorithme de Métropolis-Hastings, visant à réduire l'écart entre la mesure et un modèle de l'expérience.

## Nomenclature

$a$	diffusivité thermique, $m^2s^{-1}$	$r_m$	rayon de mesure du détecteur, m
$A_d$	Arête de l'élément photosensible du détecteur, m	$r_0$	rayon du laser, m
$e$	épaisseur, m	$R_s$	rayon de l'échantillon, m
$f_{cA}$	fréquence de coupure de l'amplificateur du détecteur, Hz	$R_T$	Résistance thermique d'interface $m^2KW^{-1}$
$f_p$	fréquence de répétition du laser, Hz	$T$	température, K
$F_{T_d}$	fonction de transfert du détecteur	$T_N$	température normalisée
$F_{T_s}$	Transformée de Laplace de la source laser, J	$T_r$	temps de répétition du laser, s
$H$	transformée de Laplace de la réponse impulsionnelle de l'échantillon, K.s	<i>Symboles grecs</i>	
$k$	conductivité thermique, $Wm^{-1}K^{-1}$	$\alpha_n$	valeurs propres
$N_c$	nombre de couches l'échantillon	$\tau_d$	temps de montée du détecteur, s
$p$	variable de Laplace $s^{-1}$	$\theta$	Transformée de Laplace de la température, K.s

## 1. Introduction

La caractérisation thermique d'échantillons minces multicouches est un domaine en évolution constante où les améliorations techniques continuent de se produire. L'importance de ce domaine est renforcée par le fait que ce type d'échantillons est présent dans de très nombreux domaines comme l'électronique, la protection thermique par revêtement ou même encore par exemple les outils d'usinage. De nombreuses techniques expérimentales basées sur la perturbation du milieu d'étude dans un état homogène ont vu le jour pour mesurer les propriétés thermiques des films composant ces échantillons. Parmi ces méthodes nous pouvons retrouver la technique  $3\omega$  [1, 2] qui est une méthode de contact permettant une mesure absolue de la température et du flux de chaleur, et est particulièrement bien adaptée aux mesures basses températures. Concernant les méthodes sans contact et adaptées aux hautes températures, nous trouvons les méthodes photothermiques telles que la thermoréfectance dans le visible (VIS) [3–8] ou les techniques de radiométrie infrarouge (IR) [9–14]. Ces techniques ne permettent cependant que de mesurer la variation relative de la température ou du flux, ce qui peut être un

atout compte tenu de la difficulté d'étalonner les outils de mesure et des incertitudes liées à cet étalonnage. Les méthodes de mesures utilisées quelles qu'elles soient nécessitent une comparaison entre un modèle de l'expérience et les données expérimentales, c'est le fondement des méthodes inverses. Les méthodes inverses reposent sur des méthodes d'optimisation [15, 16] visant à réduire l'écart entre l'évaluation théorique et la mesure expérimentale.

Le travail présenté s'inscrit dans la continuité de mesures expérimentales réalisées par radiométrie photothermique pulsée en configuration face avant (FF PPTR) sur des alliages chalcogénides de Ge-Te amorphe [17]. La configuration expérimentale qui sera décrite brièvement dans la première section est la même que dans de précédents travaux. Dans la section suivante le modèle analytique 1D obtenu à l'aide des transformées de Laplace et de Hankel ainsi que du formalisme des quadripôles [18–20] sera rappelé. Dans cette même section des détails concernant la prise en compte de sources d'erreurs seront donnés, notamment concernant la forme de la source et les caractéristiques du détecteur. La procédure d'identification par algorithme d'optimisation est également détaillée, la méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov est utilisée et plus précisément l'algorithme de Metropolis-Hastings [21–23]. Un des points clefs de ce travail est l'utilisation de calculs préliminaires par le modèle diffuse mismatch (DMM) [24] permettant de calculer les ordres de grandeurs des résistances d'interface entre les couches d'échantillons complexes. Si nous travaillons avec des matériaux en phase amorphe, nous pouvons également utiliser l'équation de transport de Boltzmann couplée au modèle de Debye pour avoir une première estimation de la conductivité thermique minimale du dépôt étudié. Ces deux types de calculs amonts permettent d'obtenir des informations sur les distributions a priori. Finalement, une illustration de cette méthode sera donnée sur des échantillons multicouches composés d'un film de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  déposé sur un substrat de silicium le tout recouvert d'un transducteur optique-thermique de platine et d'une couche d'accroche de nitrure de titane. Le paramètre recherché est la résistance d'interface entre le platine et le nitrure de titane. En effet, l'incertitude sur l'estimation théorique de sa valeur est importante du fait de la mauvaise adhésion chimique entre les deux couches. A contrario les autres paramètres thermiques peuvent être évalués théoriquement avec une incertitude raisonnable. Ainsi, la méthode MCMC est bien adaptée puisqu'elle permet d'identifier le paramètre inconnu tout en admettant une variation bornée des autres paramètres autour d'une valeur hautement probable.

## 2. Méthode expérimentale

Le dispositif expérimental en configuration face avant [17] a été décrit et utilisé dans de précédents travaux. Ce dispositif illustré dans la figure (1) est composé d'un laser de 1064 nm de longueur d'onde délivrant des impulsions de manière continue, d'un système d'acquisition déclenché par une source extérieure et de deux miroirs paraboliques placés pour collecter l'émission propre de l'échantillon impacté par le laser jusqu'à un capteur. Le détecteur infrarouge photovoltaïque rapide, couvrant des longueurs d'onde de  $2\mu\text{m}$  jusqu'à  $12\mu\text{m}$ , est utilisé pour suivre la variation de température de la face chauffée. Le détecteur est couplé à un amplificateur interne avec une bande passante de  $f_{cA} = 20\text{MHz}$ . La fenêtre du détecteur infrarouge est revêtue de Ge afin de filtrer les réflexions diffuses du laser.

## 3. Modèle mathématique

### 3.1. Réponse au peigne de Dirac

Si les épaisseurs de travail sont plus épaisses que le libre parcours moyen des phonons, le régime de fourier est toujours valide. Sous cette condition, la transformée de Laplace de la ré-

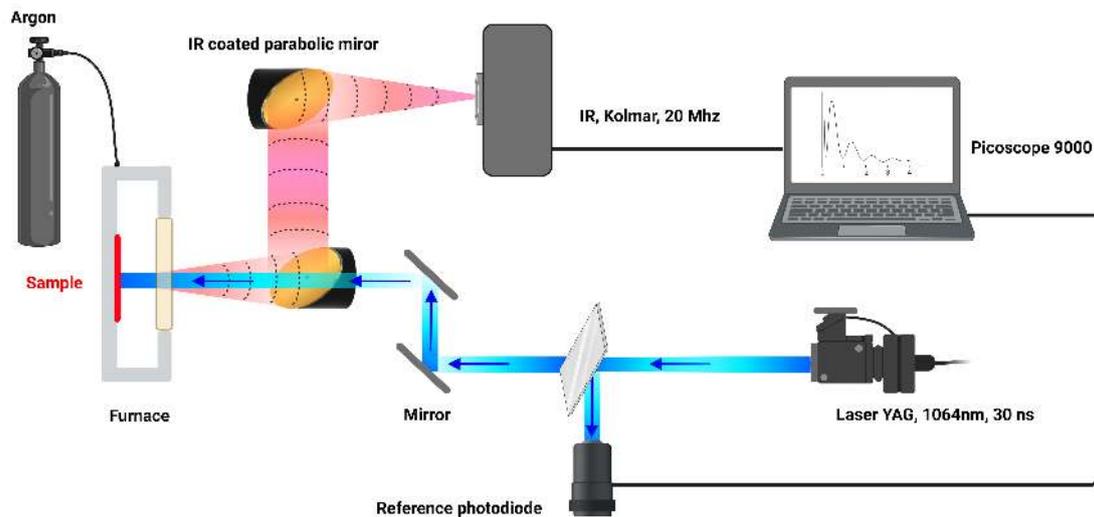


Figure 1 : Dispositif expérimental de la radiométrie pulsée en face avant où l'excitation est un train de  $N$  impulsions répétées à la fréquence  $f_p = 1/T_r$ .

ponse 2D d'un échantillon moyennée sur le rayon de mesure  $r_m$  du détecteur infrarouge pour une impulsion laser (suivant une fonction Gaussienne) peut être établie grâce à l'équation de la chaleur [18–20]. Dans le cadre de notre expérience le transfert de chaleur est considéré unidimensionnel. Si nous considérons un dépôt fin (d) d'épaisseur  $e_d$  et de rayon  $r_0$ , déposé sur un substrat (s), alors le ratio  $R_{Fo}$  des nombres de Fourier relatif aux deux dimensions caractéristiques du dépôt est tel que  $R_{Fo} \ll r_0^2/4e_d^2$ , le transfert peut être considéré 1D. La transformée de Laplace de la réponse moyenne devient donc  $\overline{H}(p) = Z(p) = B/D$  avec  $B$  et  $D$  calculés par la méthode des quadripôles [19] en fonction des différents éléments composant l'objet de l'étude.

Si nous tenons compte de la fonction de transfert du détecteur  $F_{T_d}$  et de la transformée de Laplace de la source laser  $F_{T_s}$ , la variation de température relative vue par le détecteur pour une impulsion s'exprime telle que :

$$\overline{\Delta T_u}(t) = \mathcal{L}^{-1}(\overline{\Delta \theta_u}(p)) \quad (1)$$

avec :

$$\overline{\Delta \theta_u}(p) = \overline{H}(p) F_{T_s}(p) F_{T_d}(p) \quad (2)$$

les fonctions de transfert du détecteur et de la source seront explicitées dans la suite du manuscrit. Connaissant la réponse à une unique impulsion, il est possible d'exprimer la réponse pour un train d'impulsions, c'est à dire un peigne de Dirac. En utilisant le produit de convolution entre (1) et un peigne de Dirac nous pouvons établir :

$$\overline{\Delta T}(t) = \sum_0^M \overline{\Delta T_u}(t + nT_r), \text{ pour } 0 \leq t \leq T_r \quad (3)$$

### 3.2. Fréquence de coupure et délai du détecteur

Au vu de la fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition et des temps courts auxquels nous travaillons il est indispensable de prendre en compte la fréquence de coupure du

détecteur infrarouge (temps de charge de l'élément photosensible) ainsi que son retard. Sans leur prise en compte les caractéristiques thermo-physiques estimées sur les échantillons sont biaisées. Afin de prendre en compte ces deux phénomènes nous avons établi la fonction de transfert du détecteur sous la forme d'un filtre passe bas du premier ordre auquel nous avons rajouté un retard. Cette fonction de transfert s'exprime telle que :

$$F_{T_d}(p) = \exp(-\tau_d p) / (1 + p/2\pi f_c) \quad (4)$$

où  $\tau_d$  et  $f_c$  sont identifiés en mesurant la réponse d'une pastille de tungstène de 2mm d'épaisseur et 1cm de rayon. Les deux seuls paramètres inconnus étant la fréquence de coupure du détecteur et son délai nous avons à l'aide d'une méthode d'optimisation (méthode du simplexe de Nelder-Mead [25]) estimé  $\tau_d \approx 20\text{ns}$  et  $f_c \approx 8\text{MHz}$ .

### 3.3. Forme de l'impulsion d'excitation photothermique

De manière similaire à la fonction de transfert du détecteur, il est essentiel de tenir compte de la forme de l'impulsion. Pour les temps caractéristiques de l'expérience l'impulsion laser ne peut pas simplement être considérée comme un Dirac et on constate d'autre part que l'approximation de fonction Gaussienne n'est pas totalement justifiée. Afin de décrire au mieux la forme de l'impulsion et faciliter l'inversion de la transformée de Laplace de l'équation (2), l'impulsion laser est mesurée à l'aide d'une photodiode rapide et est décrite à l'aide d'une somme de fonctions porte. La fonction de transfert s'exprime par conséquent telle que :

$$F_{T_s}(p) = \sum_j A_j (\exp(-a_{j-1}p) - \exp(-a_j p)) / p \quad (5)$$

La nombre de fonction porte  $j$  doit être choisi tel que l'impulsion laser est décrite avec précision tout en évitant de décrire son bruit de mesure. Nous avons pu observer que, même après l'arrêt du laser, la photodiode conserve une charge résiduelle. Il faut donc imposer un temps  $t_f$  à partir duquel nous considérons le laser éteint. De la même manière, le nombre de fonctions porte de la fonction de transfert étant fixé arbitrairement et le signal expérimental étant bruité, nous devons définir un temps  $t_0$  le plus réaliste possible. Si ces deux paramètres ne sont pas bien définis alors nous rajoutons un retard artificiel (en plus de celui induit par le temps de charge du détecteur) et un surplus d'énergie reçu par l'échantillon étudié provenant de la charge résiduelle dans la photodiode. Nous avons pu remarquer que, en fonction des temps choisis, la réponse peut varier de quelques pourcents. Cette différence aura pour conséquence un biais d'identification des autres paramètres. Concernant  $t_0$  un choix logique est de prendre un temps le plus proche possible du temps auquel le laser se déclenche, ainsi  $t_0$  est choisi lorsque nous atteignons 1 % de la puissance maximum du laser. Le temps  $t_f$  est lui choisi de manière arbitraire, la source est tronquée lorsque celle ci atteint 3% de sa puissance maximum.

### 3.4. Procédure d'identification & méthode MCMC

L'énergie d'une impulsion étant inconnue, il est donc impossible de connaître la variation absolue de température de manière précise. Ainsi, Il est indispensable d'introduire la variation de température relative par rapport à son maximum. La variation relative de température  $T_N(t)$  s'exprime telle que :

$$T_N(t) = \frac{\Delta T_{exp}(t)}{\max(\Delta T_{exp}(t))} \quad (6)$$

où  $\Delta T_{exp}(t)$  est la réponse expérimentale de l'échantillon étudié.

L'identification des paramètres souhaités est réalisée en deux temps. Dans un premier temps, nous utilisons le modèle diffuse mismatch [24] (DMM) afin d'estimer la valeur des résistances thermiques d'interface. Il est important de noter que la mauvaise adhésion chimique des espèces n'est pas prise en compte dans le modèle DMM. Ensuite dans le cas d'un matériau amorphe nous pouvons estimer la conductivité thermique minimale de la couche à l'aide des équations de transport de Boltzmann couplé au modèle de Debye. Une fois ces calculs effectués, nous continuons avec une approche Bayésienne telle que la méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC) et plus précisément l'algorithme de Metropolis-Hastings [21–23]. Les calculs réalisés servent de points de départ pour la méthode de minimisation et seront utilisés pour les informations « a priori » telles que les bornes inférieures et supérieures que les paramètres peuvent prendre ainsi que leur variance et moyenne. L'utilisation de la méthode MCMC permet d'inclure plus facilement des incertitudes sur les paramètres connus de l'expérience que d'autres méthodes d'optimisation. Les paramètres connus peuvent s'exprimer sous forme de paramètres inconnus avec comme moyenne la valeur de la littérature et un écart type proportionnel aux erreurs de mesure.

L'algorithme de Metropolis-Hastings sert d'échantillonneur des variables aléatoires  $X_n$  offrant une inférence bayésienne à leur échantillonnage. Les étapes de l'algorithme peuvent être énumérées comme suit :

1. Définissez des points de départ  $P_1$  pour les paramètres que vous recherchez.
2. Échantillonnez un candidat  $P^*$  à partir d'une distribution de proposition  $q(P^*|P_n)$ .
3. Calculez la probabilité :  $\alpha(P^*|P_n) = \min \left[ \frac{\pi(Y|P^*)\pi(P^*)q(P_n|P^*)}{\pi(Y|P_n)\pi(P_n)q(P^*|P_n)} \right]$ .
4. Tirez une variable aléatoire  $U \sim U(0, 1)$ , qui est uniformément distribuée dans  $(0,1)$ .
5. Si  $U \leq \alpha(P^*|P_n)$ , définissez  $P_{n+1} = P^*$ .

Dans ce travail, la densité de probabilité de proposition  $q(P_n|P^*)$  suit une distribution normale avec comme moyenne la valeur du candidat  $P$  actuel et avec un écart-type correspondant à 5% de sa moyenne. La densité de probabilité a priori  $\pi(P^*)$  est une distribution normale avec des bornes supérieures et inférieures fixées  $[A; B]$  arbitrairement, avec une moyenne  $\mu$  déterminée par DMM et BTE, et un écart-type  $\sigma$  équivalent à 10% de la moyenne. La densité de probabilité de vraisemblance  $\pi(Y|P^*)$  est une distribution directement proportionnelle à l'erreur quadratique entre les mesures et notre modèle.

#### 4. Application de la méthode aux échantillons test

Nous avons étudié un échantillon multicouche composé d'un transducteur optique-thermique de platine d'épaisseur  $e_{Pt} = 30$  nm, d'une couche d'accroche de nitrure de titane d'épaisseur  $e_{TiN} = 10$  nm, de dépôts de nitrure de silicium d'épaisseurs  $e_{SiN} = [300; 500]$  nm et d'un substrat de silicium d'épaisseur  $e = 750$   $\mu$ m. Le paramètre à identifier est la résistance d'interface entre le platine et le nitrure de titane  $R_{Pt/TiN}$ , tout en autorisant les paramètres connus et les valeurs théoriques hautement probables à varier dans un intervalle borné. Les paramètres des matériaux ainsi que les valeurs théoriques sont reportés respectivement dans le tableau (1) et le tableau (2). La mise en place de la convection est beaucoup plus lente que les fréquences d'excitation, le coefficient d'échange en face avant est donc négligeable. Le substrat étant lui un milieu semi-infini, le coefficient d'échange en face arrière est nul.

	$\rho$	$C_p$	$k$	$e$
	kg/m <sup>3</sup>	J/K/kg	W/m/K	nm
Pt	21350	130	72	30
TiN	5300	597	29	10
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	2370	673		[300 ; 500]
Si	2300	710	148	750e3

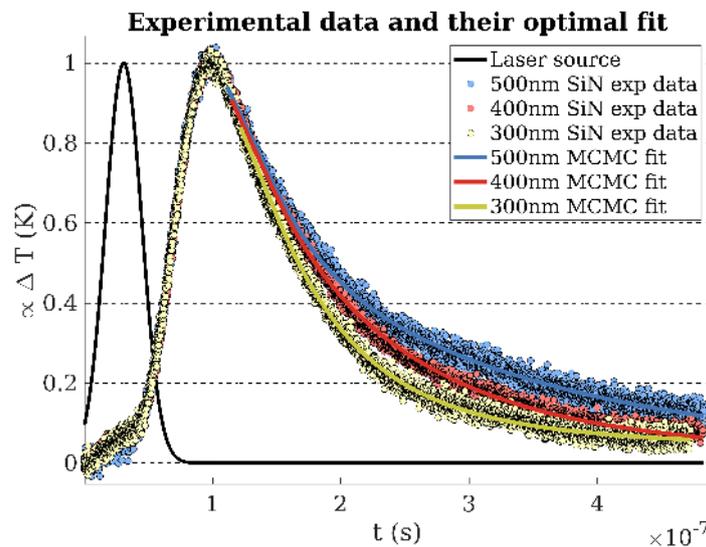
  

$f_c$	$\tau_d$	$f_p$
Hz	s	Hz
8.10 <sup>6</sup>	20e-9	10 <sup>3</sup>

Tableau 1 : Propriétés de l'échantillon test et paramètres de l'expérience. .

$R_{Pt/TiN}$	$R_{TiN/SiN}$	$R_{SiN/Si}$	$k_{min_{SiN}}$
m <sup>2</sup> .K/W	m <sup>2</sup> K/W	m <sup>2</sup> K/W	W/m/K
1.73e-8	2.14e-9	1.56e-9	1.6

Tableau 2 : Résultats des calculs de DMM et de la BTE. .


 Figure 2 : Mesures expérimentales d'échantillons multicouches par radiométrie photothermique pulsée pour des dépôts de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> de différentes épaisseurs. Le tracé du modèle avec les valeurs optimales des paramètres trouvées par MCMC est également reporté.

## 5. Résultats

L'étude a été réalisée avec 100000 itérations de l'algorithme de Metropolis-Hastings. Sur la pente montante de la réponse en température les fonction de sensibilité des paramètres sont corrélées, il n'y a par conséquent aucune information à exploiter sur ce domaine. Ainsi, restreindre notre étude seulement sur le domaine riche en informations nous permet d'être plus précis et d'avoir un temps de calcul plus court. Ce troncage est illustré dans la figure (2). Les paramètres optimaux ayant été utilisés pour le tracé du modèle à la figure (2) sont reportés dans le tableau (3) et la distribution des échantillons pour chaque paramètre est représentée en figure (3).

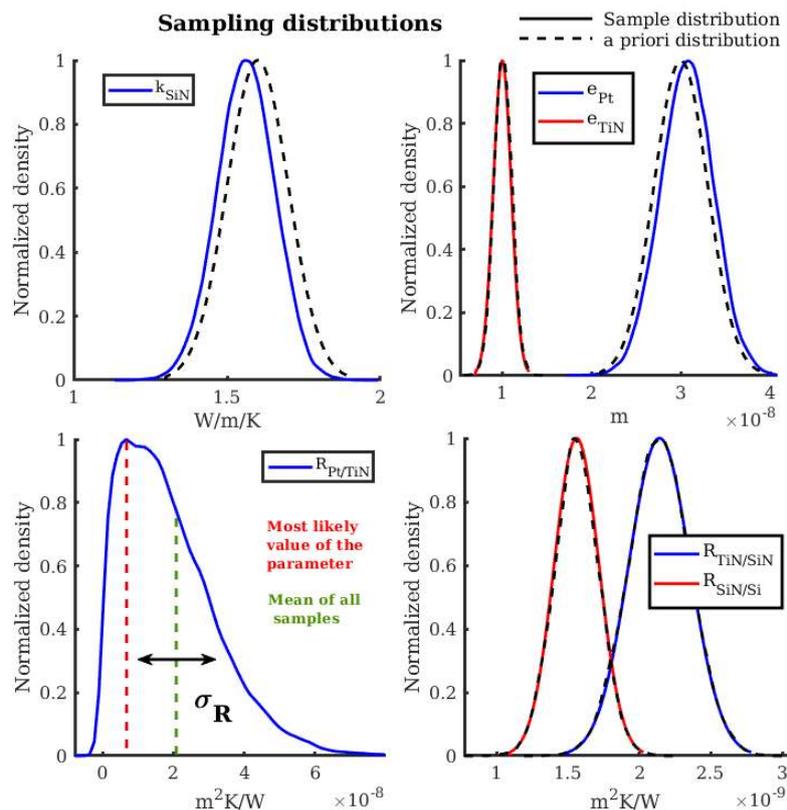


Figure 3 : Paramètres optimaux identifiés pour 100000 itérations à partir de la méthode MCMC avec l'algorithme de Metropolis-Hasting pour une épaisseur de dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  de 500nm. Le tracé du modèle à partir de ces paramètres optimaux et des paramètres du tableau 1 sont reportés en figure 2. Les valeurs de toutes les épaisseurs sont reportées dans le tableau 3.

La conductivité thermique du SiN estimée est proche de mesures réalisées sur de mêmes échantillons par radiométrie photothermique modulée (MPTR) où nous avons estimé une conductivité moyenne de  $k_{\text{SiN}_{MPTR}} = 1,51 \pm 0,08$  W/m/K. En ce qui concerne les résistances d'interface, leur somme  $RTC_{MCMC} = R_{Pt/TiN} + R_{TiN/SiN} + R_{SiN/Si} = 1.94 \pm 1.62 \times 10^{-8}$   $\text{m}^2\text{K/W}$  est proche de celle mesurée par MPTR :  $RTC_{MPTR} = 3.53 \pm 1.12 \times 10^{-8}$   $\text{m}^2\text{K/W}$ . Les épaisseurs identifiées sont elles équivalentes à celles indiquées par le fournisseur.

$e_{\text{SiN}}$	$e_{\text{Pt}}$	$e_{\text{TiN}}$	$k_{\text{SiN}}$	$R_{\text{Pt/TiN}}$	$R_{\text{TiN/SiN}}$	$R_{\text{SiN/Si}}$
nm	nm	nm	W/m/K	$\text{m}^2\text{K/W}$	$\text{m}^2\text{K/W}$	$\text{m}^2\text{K/W}$
500	30.52	10.01	1.58	2.01e-8	2.14e-9	1.56e-9
400	30.47	10.08	1.58	1.97e-8	2.14e-9	1.56e-9
300	31.62	10.15	1.54	1.85e-8	2.15e-9	1.57e-9

Tableau 3 : Moyenne des échantillons tirés par la méthode MCMC utilisant l'algorithme de Metropolis-Hastings pour chacun des paramètres recherchés. .

## 6. Conclusion

Dans cet article, nous avons pu montrer que la mesure par radiométrie photothermique pulsée périodique est une méthode fiable d'investigation des propriétés physiques d'échantillons

multicouche minces. Il a été montré que la prise en compte de tous les facteurs influents, tels que la fonction de transfert du détecteur et de la source était importante pour la précision de la méthode. La prise en compte de toutes les sources d'erreurs couplée à des calculs préliminaires, de DMM et d'équation de transport de Boltzmann, suivis d'une méthode d'optimisation de type MCMC donnent une solution technique robuste à l'identification de paramètres inconnus. La méthode a été illustrée sur 3 échantillons d'épaisseurs différentes et l'identification de la première résistance d'interface converge vers la même valeur pour toutes les épaisseurs. Cette mesure est en adéquation avec la mesure réalisée par MPTR.

Cette technique n'a cependant pas atteint ses limites. Il est possible de déterminer d'autres paramètres que ceux illustrés ici. D'autant plus, avec un capteur possédant une fréquence de coupure plus grande et tenant compte des futurs progrès de l'instrumentation, il est très probable que dans le futur nous puissions obtenir de précieuses informations sur des temps très courts, chose qui à l'heure actuelle nous fait défaut.

## Références

- [1] D.G. Cahill, *Rev. Sci. Instrum.* 61 (2) (1990) 802–808.
- [2] C.E. Raudzis, F. Schatz, D. Wharam, *J. Appl. Phys.* 93 (10) (2003) 6050–6055.
- [3] D.G. Cahill, *Rev. Sci. Instrum.* 75 (12) (2004) 5119–5122.
- [4] T. Baba, K. Ishikawa, T. Yagi, N. Taketoshi, *arXiv e-prints (Sep 2007)*.
- [5] M.G. Burzo, P.L. Komarov, P.E. Raad, *Twenty-Second Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement And Management Symposium, 2006*, pp. 87–94.
- [6] W.S. Capinski, H.J. Maris, *Rev. Sci. Instrum.* 67 (8) (1996) 2720–2726.
- [7] N. Taketoshi, T. Baba, E. Schaub, A. Ono, *Rev. Sci. Instrum.* 74 (12) (2003) 5226–5230.
- [8] S. Dilhaire, G. Pernot, G. Calbris, J.M. Rampnoux, S. Grauby, *J. Appl. Phys.* 110 (11) (2011) 114314.
- [9] M. Depriester, P. Hus, S. Delenclos, A.H. Sahraoui, *Rev. Sci. Instrum.* 76 (7) (2005) 074902.
- [10] A. Salazar, A. Oleaga, A. Mendioroz, E. Apiñaniz, *Measurement* 121 (2018) 96–102.
- [11] P.-E. Nordal, S.O. Kanstad, *Phys. Scr.* 20 (5–6) (1979) 659–662.
- [12] S. André, B. Rémy, D. Maillot, A. Degiovanni, J.-J. Serra, *J. Appl. Phys.* 96 (5) (2004) 2566–2575.
- [13] J.-L. Battaglia, A. Kusiak, M. Bamford, J.-C. Batsale, *Int. J. Therm. Sci.* 45 (11) (2006) 1035–1044.
- [14] N. Horny, M. Chirtoc, A. Fleming, G. Hamaoui, H. Ban, *Appl. Phys. Lett.* 109 (3) (2016)
- [15] J.V. Beck, K.J. Arnold, *Wiley Edition, 1977*.
- [16] R. Aster, B. Borchers, C.H. Thurber, *Elsevier Science, 2018*.
- [17] J.-L. Battaglia, E. Ruffio, A. Kusiak, C. Pradere, E. Abisset, S. Chevalier, A. Sommier and J.-C. Batsale, *Measurement* (2020) 158
- [18] C.H.S., J.J.C., *Oxford : Clarendon Edition, 1959*.
- [19] D. Maillot, S. André, J.-C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, *Wiley Edition, 2000*.
- [20] A. Degiovanni, C. Pradere, E. Ruffio, J.-L. Battaglia, *Int. J. Therm. Sci.* 130 (2018) 518–524.
- [21] W.K. Hastings, *Biometrika* 57 (1) (1970) 97–109.
- [22] J.P. Kaipio, C. Fox, *Heat Transfer Eng.* 32 (9) (2011) 718–753
- [23] H.R.B. Orlande, G.S. Dulikravich, M. Neumayer, D. Watzenig, M.J. Colaço, *Num. Heat Transfer, Part A : Appl.* 65 (1) (2014) 1–25
- [24] Swartz, E. T., & Pohl, R. O., *Reviews of modern physics*, (1989) 61(3), 605.
- [25] J.Nelder et R. Mead, *Computer Journal*, vol. 7, no 4, 1965, p. 308-313

## Remerciements

Ce projet a reçu un financement du programme de recherche et d'innovation Horizon 2020 de l'Union européenne dans le cadre de la convention de subvention n° 824957 ("BeforeHand : "Boosting Performance of Phase Change Devices by Hetero- and Nanostructure Material Design").

# Étude de l'ébullition en mini-canal vertical : analyse du transfert de chaleur par méthode inverse.

LIOGER--ARAGO Robin<sup>1\*</sup>, COSTE Pierre<sup>1</sup> and CANEY Nadia<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Univ Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTCH, LCST, F-38000 Grenoble, France

\* (auteur correspondant : robin.lioger--arago@cea.fr)

**Résumé** - L'utilisation d'un fluide en ébullition, dans un écoulement en micro/mini-canal, pour refroidir des composants, est un procédé très efficace. Cet article présente les résultats expérimentaux de l'ébullition d'un fluide diélectrique, le HFE7100, dans un mini-canal vertical et rectangulaire. Deux méthodes de calcul du coefficient de transfert de chaleur local sont comparées. La méthode utilisée est la modélisation d'un problème inverse de conduction thermique. Le travail expérimental a permis d'identifier plusieurs régimes d'écoulements et de caractériser les phénomènes d'assèchement pour différents débits massiques.

## Nomenclature

$A$	Matrice	$B$	Matrice
$A_w$	Surface chauffée de la plaque [m <sup>2</sup> ]	1D	Monodimensionnelle
$b$	Vecteur	2D	Bidimensionnelle
$d$	Vecteur	$D$	Vecteur
$S$	Matrice de sensibilité	sat	Saturation
$R$	Matrice de régularisation	w	Wall /paroi
$G$	Flux massique [kg/(m <sup>2</sup> .s)]	tot	Total
$L$	Longueur de paroi chauffée [m]	elec	Electrique
$e$	Profondeur du canal [m]	mes	Mesure
$T$	Température [°C]	$\Delta$	Différence
$x$	Coordonnée cartésienne [m]	$\mu$	Coefficient de régularisation
$y$	Coordonnée cartésienne [m]	$\lambda$	Conductivité Thermique [W/m K]
$z$	Coordonnée cartésienne [m]	$\varphi$	Densité de flux de chaleur [W/m <sup>2</sup> ]

## 1. Introduction

Ce travail s'inscrit dans le contexte industriel de développement des véhicules électriques, qui contiennent des packs batteries de plus en plus puissants et compacts. Ces packs nécessitent un système de gestion thermique de la batterie (BTMS) pour un refroidissement efficace et sûr. Parmi une variété de solutions, le refroidissement direct du pack immergé dans un liquide diélectrique circulant entre les cellules [1] est étudié pour éviter la propagation de l'emballement thermique [2]. L'enjeu scientifique à la conception d'un tel pack, étant donné le faible espacement entre les cellules, est l'ébullition convective dans un mini-canal vertical.

L'ébullition confinée est un mode de transfert de chaleur très efficace pour dissiper des flux de chaleur élevés. Certaines études traitent de l'ébullition convective avec du HFE7100 dans un mini-canal vertical [3], [4]. Les résultats de Hsu *et al.* [5] montrent des résultats où le transfert

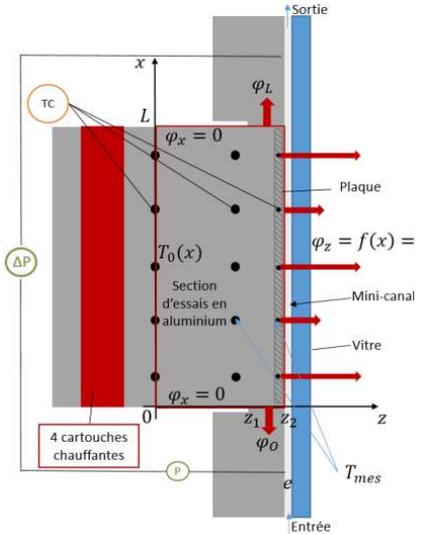
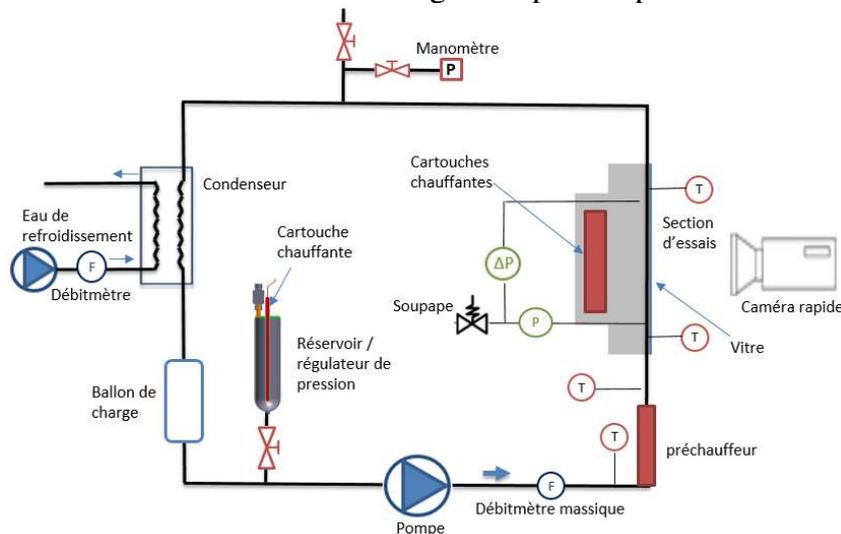
de chaleur est dominé par la convection forcée. Les résultats de Luciani *et al.* [4], montrent des résultats avec une prédominance de l'ébullition nucléée et un écoulement en régime intermittent.

Afin de bien comprendre l'ébullition de l'écoulement dans un mini-canal, le transfert de chaleur local doit être quantifié avec précision. Plusieurs méthodes de calcul de ce coefficient local sont possibles. La comparaison d'une méthode inverse 2D et d'une méthode de calcul du coefficient de transfert de chaleur 1D est présentée par Strak *et al.* [6].

Cet article présente les résultats expérimentaux du transfert de chaleur par ébullition du HFE7100 dans un mini-canal vertical. Plusieurs régimes d'écoulement sont couverts, de l'ébullition sous-refroidie à l'assèchement. Deux méthodes d'estimation du coefficient de transfert de chaleur sont proposées et comparées. Une méthode utilisée est la modélisation et la résolution d'un problème inverse 2D de conduction. L'approche comprend la méthode des différences finies pour la modélisation et une méthode de Tikhonov pour la régularisation [7]. Expérimentalement, différents modèles d'écoulement sont visualisés et identifiés. L'impact du débit massique sur l'apparition de l'assèchement est observé et mesuré.

## 2. Description de l'expérience

L'objectif principal de la boucle est de fournir des données pour l'analyse de l'ébullition de l'écoulement convectif avec des mesures de transfert de chaleur. Elle permet de faire circuler du HFE7100 pur, à différents débits massiques. Comme le montre la Figure 1, le fluide circule successivement à travers les éléments suivants: une pompe; un débitmètre massique; un préchauffeur; une section d'essai; un condenseur; un réservoir de compensation. Le fluide de travail est refroidi par une circulation externe d'eau au travers du condenseur. Il est possible de visualiser les phénomènes d'ébullition grâce à une caméra rapide (Photron) à 5400 images par seconde. Un réservoir thermo régulé impose la pression dans la section d'essais.



L'élément principal du dispositif expérimental est la section d'essais Figure 2, composée d'un mini-canal orienté verticalement. Il s'agit d'un canal rectangulaire de 1 mm de profondeur, 30 mm de largeur et 120 mm de longueur. La chaleur est imposée sur 80mm de long. La section d'essai est faite d'aluminium 6061. Une partie de la paroi est une plaque (sur laquelle il est possible d'effectuer des dépôts afin de structurer la surface), faite du même matériau, insérée et fixée. Le contact thermique est garanti par du papier graphite. Le fluide est chauffé par la diffusion de la chaleur dans la section d'essais, produite par quatre cartouches chauffantes de 600W max chacune. La section contient trois rangées de cinq thermocouples (TC) de type K

chacune, dont une rangée à l'intérieur de la plaque qui sert de mesure pour la paroi du canal. Deux capteurs de pression à l'entrée et à la sortie du mini-canal sont utilisés pour obtenir la température moyenne de saturation du fluide. La section d'essai est isolée thermiquement.

Les essais sont effectués à débit constant. La pression d'entrée du mini-canal est régulée pour être maintenue à environ 1,1 bar (température de saturation de 64°C). La température d'entrée de la section d'essai est régulée à 60°C. Pour trois flux massiques fixes ( $G = 140, 391$  et  $648$  kg/(m<sup>2</sup>.s)), le flux thermique imposé par les cartouches chauffantes est augmenté progressivement depuis le début de l'ébullition jusqu'à l'assèchement de la paroi.

### 3. Comparaison de 2 méthodes de calcul du coefficient de transfert thermique expérimental

L'objectif des deux méthodes numériques présentées dans cette section est de calculer avec précision le coefficient de transfert de chaleur local, au niveau de la paroi chauffée du mini-canal, à partir des mesures de température. Deux méthodes de calcul sont proposées, étudiées et comparées. Pour les calculs du coefficient de transfert de chaleur local, il est supposé que la température du fluide est égale à la température de saturation moyenne  $T_{sat}$  dans tout le canal. Les mesures et les calculs sont tous deux effectués en régime permanent.

#### 3.1. Méthode monodimensionnel

L'approche 1D considère que toute la chaleur générée par les cartouches est entièrement récupérée par le fluide au travers de la paroi du canal. De plus, il est supposé que la densité de flux thermique est homogène sur cette partie,  $\varphi_{1D}$  s'écrit comme :

$$\varphi_{1D} = \frac{P_{elec}}{A_w} \quad (1)$$

$P_{elec}$  est la mesure de la puissance électrique des cartouches chauffantes.  $A_w$  est la surface de la paroi chauffée du canal (0.03m\*0.08m).

Dans la méthode 1D, le coefficient de transfert de chaleur local est calculé en fonction de la direction  $x$  de l'axe du canal (Figure 3), en supposant que la dépendance en  $x$  est uniquement due à la température de la paroi  $T_w(x)$  mesurée par le thermocouple dans la plaque

$$h_{1D} = \frac{\varphi_{1D}}{\Delta T(x)} \quad (2)$$

$$\Delta T(x) = T_w(x) - T_{sat} \quad (3)$$

#### 3.2. Méthode inverse bidimensionnelle

Le principe de cette méthode est que connaissant une partie du champ de température, il est possible d'estimer une partie des conditions aux limites inconnues comme le flux de chaleur. Le problème est décrit schématiquement dans la Figure 2 et est supposé être bidimensionnel dans les directions ( $x,z$ ). Une raison mathématique suffisante pour cela est la symétrie de la section d'essai autour du plan central  $y=0$  ( $y$  est la direction perpendiculaire au plan ( $x,z$ )). La pertinence physique des résultats 2D est également supposée car la largeur du canal a été conçue suffisamment grande pour obtenir une zone de non-variation de la température moyenne dans la direction  $y$  autour du plan central  $y=0$ . Le flux de chaleur à la paroi n'est plus considéré comme homogène mais dépendant de la position  $x$ . Le coefficient de transfert de chaleur local 2D le long de la paroi verticale du canal est calculé selon l'équation suivante :

$$h_{2D}(x) = \frac{\varphi_{2D}(x)}{\Delta T(x)} \quad (4)$$

Tout d'abord, les équations fondamentales sont écrites dans le domaine du solide. Le problème étant purement conductif, il est régi par l'équation de la chaleur en 2D :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (5)$$

Les conditions aux limites sont décrites ci-dessous et illustrées sur la Figure 2.

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 ; \forall z \in [0, z_1] \text{ pour } x = 0 \text{ \& } x = L \quad (6)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \varphi_L(z); \forall z \in [z_1, z_2] \text{ \& } x = L \quad (7)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \varphi_O(z); \forall z \in [z_1, z_2] \text{ \& } x = 0 \quad (8)$$

$$T(x) = T_0(x); \forall x \in [0, L] \text{ \& } z = 0 \quad (9)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \varphi_z(x); \forall x \in [0, L] \text{ \& } z = z_2 \quad (10)$$

Sur la ligne  $z=0$ , la condition de Dirichlet (9)  $T_0(x)$  est connue : il s'agit de l'interpolation modifiée d'Akima dite « makima » [8] des températures mesurées aux emplacements des TCs dans la direction  $x$ . Le profil de température  $T(x)$ , au niveau des 2 autres rangés de TCs est aussi obtenu par interpolation « makima » et est appelé  $T_{mes}$ . L'objectif de la méthode inverse décrite ci-dessous est de calculer  $\varphi_{Tot} = (\varphi_L \ \varphi_z \ \varphi_O)$  avec  $\varphi_{2D} = \varphi_z$ , en connaissant  $T_{mes}$ .

Ensuite, les équations (5) à (10) sont discrétisées spatialement avec une méthode de différences finies, comme décrit dans [9], et écrites sous la forme matricielle suivante :

$$A T = b \quad (11)$$

Le système matriciel (11) doit être modifié et décomposé pour obtenir une relation linéaire entre  $T_{mes}$  et la condition aux limites inconnue  $\varphi_{Tot}$ . La programmation et résolution est effectuée sur le logiciel Matlab. Les notations matricielles suivantes sont introduites :

$$T_{mes} = C T \text{ et } b = -B \varphi_{Tot} + d \quad (12)$$

$$T_{mes} = -C A^{-1} B \varphi_{Tot} + C A^{-1} d \quad (13)$$

$$T_{mes\_D} = T_{mes} - D \text{ avec } D = C A^{-1} d \quad (14)$$

de sorte que :

$$T_{mes\_D} = S \varphi_{Tot} \text{ avec } S = -C A^{-1} B \quad (15)$$

$S$  est la matrice de sensibilité. Ensuite, le système peut être inversé et résolu.

$$\varphi_{Tot} = (S^T S)^{-1} S^T T_{mes\_D} \quad (16)$$

La régularisation de la matrice est effectuée par la technique de pénalisation de Tikhonov. Le système est résolu pour différentes valeurs de  $\mu$  introduites comme suit :

$$\varphi_{Tot} = (S^T S + \mu R^T R)^{-1} S^T T_{mes\_D} \quad (17)$$

La meilleure solution est trouvée lorsque la différence entre la mesure et le modèle  $\|S * \varphi_{Tot} - T_{mes,D}\|^2$  est à sa valeur minimale dans une région numériquement stable. La meilleure solution est trouvée avec la technique de la « courbe en L » [10] comme le montre la Figure 3: la norme du vecteur solution tracée en fonction de la norme du vecteur résidu dessine une « courbe en L ». L'angle de cette courbe représente les solutions du meilleur compromis entre biais et stabilité. Pour vérifier la convergence du modèle, le profil de température des mesures est comparé dans la Figure 4 avec la solution du problème direct, c'est-à-dire le champ de température calculé avec  $\varphi_{Tot}$ . Les deux sont cohérents, avec une différence relative maximale de 2%. Le profil de la rangé de TC du milieu est noté T1 et celui de la rangé au niveau de la plaque est notée T2.

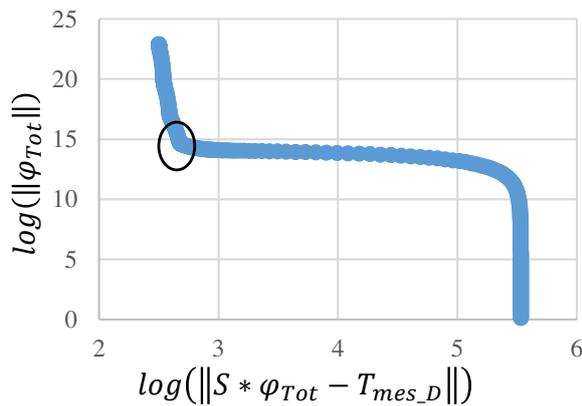


Figure 3: L'approche de la courbe en L

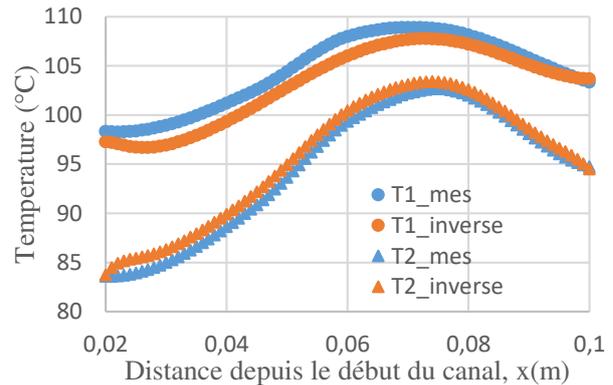


Figure 4: Températures mesurées et modélisées à partir de la solution du problème direct

## 4. Résultats

### 4.1. Courbes d'ébullition

La Figure 5 montre les coefficients de transfert de chaleur en fonction du flux de chaleur  $\varphi_{1D}$  pour différents flux massiques et selon les deux méthodes. Ils sont calculés au milieu du canal ( $x = 0,06m$ ). Pour les deux méthodes, les coefficients d'échange augmentent jusqu'au début de l'assèchement qui est caractérisé par une baisse nette de ce coefficient. Cependant, les valeurs obtenues diffèrent selon les approches. La méthode 2D qui intègre les pertes de chaleur (axiales), donne logiquement un coefficient de transfert plus faible que la méthode 1D qui ne les intègre pas. On observe un fort impact du flux massique sur l'apparition de l'assèchement: plus le débit est élevé, plus il est retardé.

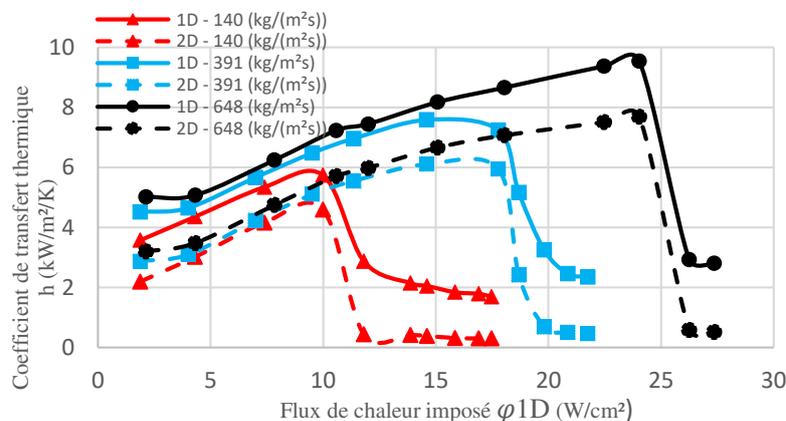


Figure 5: Évolution du coefficient de transfert de chaleur, calculé avec les méthodes 1D et 2D pour différents flux massiques au milieu de l'axe du canal ( $x=0,06m$ ).

Le débit massique a peu d'effet sur le coefficient de transfert de chaleur. Cela peut être dû à la prédominance de l'ébullition nucléée sur le transfert de chaleur.

## 4.2. Visualisations

La visualisation de différents points typiques de la courbe d'ébullition sont présentés dans la Figure 6, avec le débit massique,  $G = 391 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ . Les images des écoulements sont des photos des films pris en vue de face.

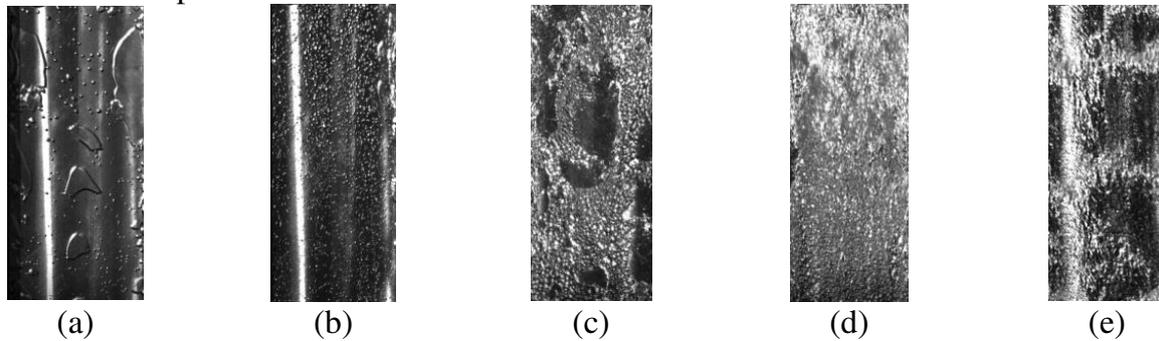


Figure 6: Visualisations pour  $G=391 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$  et  $\phi_{1D}$  avec les valeurs suivantes (a) :  $1.9 \text{ W}/\text{cm}^2$ , (b) :  $4 \text{ W}/\text{cm}^2$ , (c) :  $7 \text{ W}/\text{cm}^2$ , (d) :  $14.6 \text{ W}/\text{cm}^2$ , (e) :  $20.9 \text{ W}/\text{cm}^2$

Ces images présentent des configurations d'écoulement caractéristiques décrites sur la base des travaux [3] et [11], comme suit :

(a) Écoulement de bulles allongées et Écoulement de bulles isolées.

(b) Écoulement de bulles isolés / dispersés. On observe des petites bulles à l'entrée du canal et plus grosses à la fin du canal.

(c) Écoulement de bulles dispersées / Écoulement intermittent / Écoulement de bouchons. Mélange de petites bulles et de bulles agglomérées/agrégées en bulles plus grandes

(d) Écoulement dispersé de bulles/écoulement à vague. Cette configuration consiste en des bulles agglomérées en amont se transformant en un écoulement à phases séparées en aval.

(e) Écoulement à vague/écoulement à vague annulaire. La phase liquide est séparée de la vapeur sur toute la longueur du canal.

## 4.3. Analyse locale

La Figure 7 représente l'évolution du coefficient de transfert de chaleur le long du canal, calculé avec les deux méthodes. Sur le même graphique est représentée la différence entre la température de paroi et la température de saturation (appelée  $dT$ ). La méthode 2D est plus appropriée pour prendre en compte le profil du coefficient de transfert de chaleur le long de l'axe d'écoulement que la méthode 1D car la première prend en compte la variation du flux de chaleur et évalue la perte de chaleur vers le haut et vers le bas de la paroi.

Le profil des coefficients de transfert de chaleur peut être interprété à la lumière de la photo de l'écoulement de la Figure 7 qui fournit une observation de la configuration d'écoulement correspondante. Un changement de configuration d'écoulement peut être observée autour du premier tiers du canal. En amont, un écoulement de bulles dispersées est observé. Il s'agit d'un mélange d'un grand nombre de petites bulles proches les unes des autres et de petites bulles agglomérées. Plus loin, en aval, il n'est plus possible de distinguer les bulles car les deux phases deviennent trop séparées. On s'attend à ce que la phase vapeur soit plutôt du côté chauffé de la paroi et que la phase liquide soit plutôt du côté du verre. En résumé, l'interprétation de la Figure

7 montre un changement du profil d'écoulement vers le premier tiers du canal et une diminution correspondante du coefficient de transfert. L'essai correspond à un assèchement partiel : lorsqu'une forte variation du coefficient de transfert de chaleur local induit une forte différence de température sur la longueur du canal.

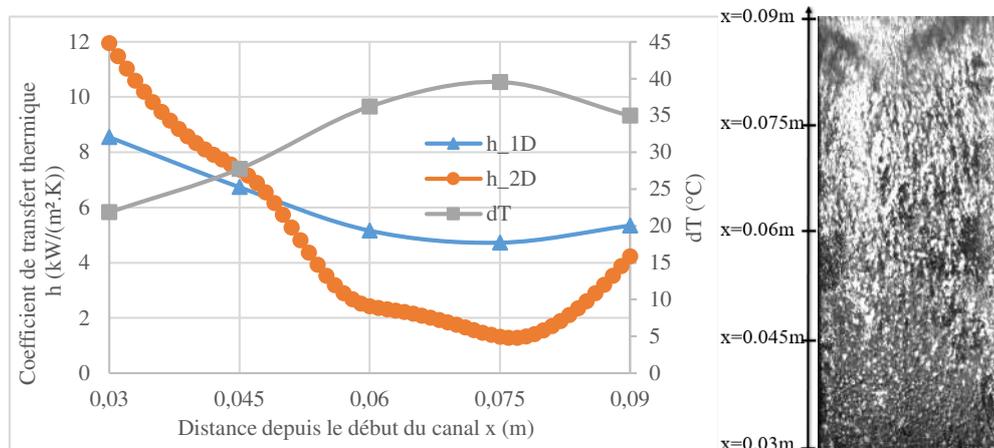


Figure 7: Évolution du coefficient de transfert de chaleur calculé avec les deux méthodes et températures de paroi, le long du canal ( $\varphi_{1D}=18.7\text{W/cm}^2$ ,  $G = 391 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ ) (à gauche). - Photos de l'assèchement partiel vue de face (à droite).

La Figure 8 représente le profil du coefficient de transfert de chaleur le long du canal calculé avec la méthode 2D pour différents flux de chaleur, imposés à un flux massique donné,  $G=391 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ . Pour un faible flux thermique ( $\varphi_{1D} = 4.0\text{W/cm}^2$ ), la valeur du coefficient de transfert thermique est de l'ordre de  $3.5 \text{ kW/m}^2\text{K}$ , constante sur toute la longueur, sauf sur les extrémités, où l'effet de bord doit être étudié plus en détail. En augmentant le flux thermique jusqu'à  $\varphi_{1D} = 9.5 \text{ W/cm}^2$ , le coefficient augmente de la même manière (ordre de  $5 \text{ kW/m}^2\text{K}$ ). En augmentant jusqu'à  $\varphi_{1D} = 17.8 \text{ W/cm}^2$ , la forme du profil du coefficient de transfert commence à changer : il y a une diminution significative le long de l'écoulement sauf l'augmentation dans la zone d'effet de bord en aval. L'augmentation du coefficient dans la partie inférieure peut également être due à l'accélération de la phase vapeur. En augmentant d'un petit incrément jusqu'à  $\varphi_{1D} = 18.7\text{W/cm}^2$ , l'assèchement partiel dans la zone inférieure du canal devient de plus en plus important. En augmentant encore d'un petit incrément jusqu'à  $\varphi_{1D} = 19.8 \text{ W/cm}^2$  l'assèchement est presque atteint sauf près de l'entrée de la section d'essai. Un dernier petit incrément jusqu'à  $\varphi_{1D} = 21.8 \text{ W/cm}^2$ , amène presque à l'assèchement total, ce qui signifie un profil de coefficient de transfert de chaleur plus bas.

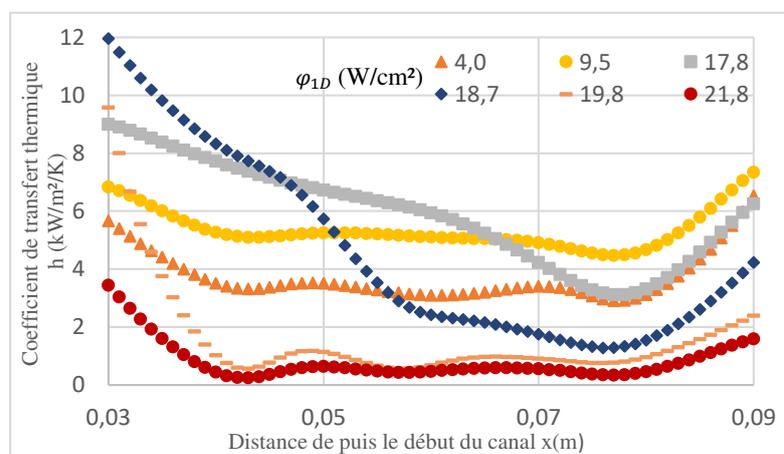


Figure 8 : Évolution du coefficient de transfert de chaleur, de la méthode 2D, le long du canal.

## 5. Conclusion

Plusieurs résultats expérimentaux du transfert de chaleur par ébullition convective de HFE7100 dans un mini-canal vertical et rectangulaire ont été présentés. Un certain nombre de configurations d'écoulements ont été visualisées et décrites tels que l'écoulement de bulles dispersées, l'écoulement de bouchons, l'écoulement intermittent et l'écoulement annulaire. L'apparition de l'assèchement a été caractérisée et l'impact du débit massique sur son apparition a été observé. Plus le débit est élevé, plus l'assèchement est retardé. Deux méthodes d'estimation des coefficients de transfert de chaleur ont été proposées et comparées. La méthode inverse 2D permet d'étudier l'évolution de l'écoulement et du coefficient de transfert de chaleur le long du canal. Le faible impact du débit massique sur le coefficient de transfert de chaleur suggère une contribution significative de l'ébullition nucléée sur le transfert de chaleur.

## Références

- [1] M. Suresh Patil, J.-H. Seo, and M.-Y. Lee, 'A novel dielectric fluid immersion cooling technology for Li-ion battery thermal management', *Energy Convers. Manag.*, vol. 229, p. 113715, 2021
- [2] W. Zhang, Z. Liang, X. Yin, and G. Ling, 'Avoiding thermal runaway propagation of lithium-ion battery modules by using hybrid phase change material and liquid cooling', *Appl. Therm. Eng.*, vol. 184, p. 116380, Feb. 2021
- [3] M. Piasecka, K. Strąk, and B. Maciejewska, 'Heat transfer characteristics during flow along horizontal and vertical minichannels', *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 137, p. 103559, Apr. 2021
- [4] S. Luciani, D. Brutin, C. Le Niliot, L. Tadrist, and O. Rahli, 'Boiling heat transfer in a vertical microchannel: local estimation during flow boiling with a non intrusive method', *Multiph. Sci. Technol.*, vol. 21, no. 4, Art. no. 4, 2009
- [5] L.-C. Hsu, S.-W. Cion, K.-W. Lin, and C.-C. Wang, 'An experimental study of inclination on the boiling heat transfer characteristics of a micro-channel heat sink using HFE-7100', *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 62, pp. 13–17, Mar. 2015
- [6] K. Strak, M. Piasecka, and B. Maciejewska, 'Comparison of the 1D and 2D calculation models used for determination of the heat transfer coefficient during flow boiling heat transfer in a minichannel', 2019, vol. 128.
- [7] A. N. Tikhonov, 'Inverse problems in heat conduction', *J. Eng. Phys.*, vol. 29, no. 1, pp. 816–820, Jul. 1975
- [8] 'Modified Akima piecewise cubic Hermite interpolation - MATLAB - MathWorks France'.
- [9] D. Maillat, Y. Jarny, and D. Petit, 'Problèmes inverses en diffusion thermique - Formulation et résolution du problème des moindres carrés', *TIP201WEB - 'Physique énergétique'*, Jul. 10, 2018.
- [10] P. C. Hansen, 'Rank-Deficient and Discrete Ill-Posed Problems: Numerical Aspects of Linear Inversion', 1998.
- [11] Y. Yang and Y. Fujita, 'Flow boiling heat transfer and flow pattern in rectangular channel of mini-gap', in *ASME 2004 2nd International Conference on Microchannels and Minichannels*, 2004, pp. 573–580.

## Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet REDBAT, principalement financé par le CEA et l'Institut Carnot, avec une contribution du projet Impacta.

# Optimal sensor location for inverse heat conduction problem in multilayered building walls

Julien BERGER<sup>1\*</sup>, Suelen GASPARIN<sup>2</sup>, Dariusz UCINSKI<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement (LaSIE), UMR 7356 CNRS, La Rochelle Université, CNRS, 17000, La Rochelle, France

<sup>2</sup> Cerema, BPE Research team, 44200 Nantes, France

<sup>3</sup> Institute of Control and Computation Engineering, University of Zielona Góra, ul. Szafrana 2, 65-516 Zielona Góra, Poland

\*(Corresponding author: julien.berger@univ-lr.fr)

**Abstract** - This article deals with the optimal sensor positioning in a two-layer slab to retrieve the thermal conductivity of each layer. Three algorithms are evaluated to maximize the D-optimum criterion quantifying the identification accuracy. Results show that the exchange algorithm is an efficient approach to determine a local optimum design with a minimum computational cost. In addition, the strategy based on convex relaxation to place the sensor provides **complementary** information to the experimenter.

## Nomenclature

$c$	volumetric heat capacity, $J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$	$w$	sensor indicator variable, $[-]$
$\mathcal{D}$	experimental design	<i>Greek symbols</i>	
$h$	surface heat transf. coeff., $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	$\theta$	sensitivity coefficients, $[-]$
$J, \xi$	set of label position	$\Phi$	D-optimum criterion, $[-]$
$k$	thermal conductivity, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	$\Omega_t$	time domain, s
$\ell$	wall length, m	$\Omega_\chi$	candidate location domain, m
$\mathbf{M}$	information matrix	$\Omega_x$	space domain, m
$q$	radiation flux, $W \cdot m^{-2}$	<i>Index and exponent</i>	
$x$	spatial coordinate, m	$L$	left boundary
$t$	time, s	$R$	right boundary
$T$	wall temperature, K	$\infty$	ambient air

## 1. Introduction

In France, the average increase of the building stock scales with 1 %, highlighting a crucial environmental issue on building retrofiting. To efficiently plan such actions, *in-situ* diagnosis are required to determine the uncertain thermophysical properties of the layers composing the walls. Such inverse problem can be solved using experimental observations of temperature inside the wall [1]. To maximize the accuracy of the estimates, it is crucial to determine the optimal experiment design (OED) before carrying the experiments. In this article, the OED is explored with respect to the sensor positioning, considering a thermal conductivity inverse heat conduction problem in a two-layer slab submitted to climatic boundary conditions. Three algorithms are investigated and discussed to determine the OED, *i.e.* the optimal positions of the sensors inside the wall to determine the diffusivity of each layer.

## 2. Mathematical model

The investigations focus on the heat transfer through a multi-layer building wall as illustrated in Figure 1(a). The space domain is  $\Omega_x = [0, \ell]$ , where  $\ell$  [m] is the length of the wall. We

denote by  $\ell_1$  and  $\ell_2$  the length of each layer. By convention,  $\ell = \ell_1 + \ell_2$ . The phenomena occur over the interval  $\Omega_t = [0, t_f]$ , where  $t_f$  [s] is the time horizon. The one-dimensional heat transfer governing equation is:

$$c_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k_i \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad \forall x \in \Omega_x, \quad t \in \Omega_t, \quad \forall i \in \{1, 2\}, \quad (1)$$

where  $T$  [K] is the temperature inside the wall and the material properties of each layer are the thermal conductivity  $k_i$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ] and the volumetric heat capacity  $c_i$  [ $\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ ]. At the interface between the wall and the outside air, convective and short wave radiation heat transfer occur so that the boundary conditions is:

$$-k_1 \frac{\partial T}{\partial x} + h_L T = h_L T_{\infty, L}(t) + q_{\infty, L}(t), \quad x = 0, \quad (2)$$

where  $h_L$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ] is the surface heat transfer coefficient,  $T_{\infty, L}$  is the outside ambient temperature varying according to climatic data and  $q_{\infty, L}$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ] is the incident short wave radiation flux, **corresponding to the solar irradiance for the wavelength between 0.2  $\mu\text{m}$  and 3.0  $\mu\text{m}$** . On the inside interface, the boundary is only submitted to convective exchange with the ambient air  $T_{\infty, R}$ :

$$k_2 \frac{\partial T}{\partial x} + h_R T = h_R T_{\infty, R}(t), \quad x = \ell, \quad (3)$$

At the interface between the two materials, the continuity of the heat flux and of the fields is assumed. Thus, two additional equations are formulated:

$$T(x - \varepsilon, t) = T(x + \varepsilon, t), \quad k_1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x - \varepsilon} = k_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x + \varepsilon}, \quad \forall \varepsilon \rightarrow 0, \quad x = \ell_1. \quad (4)$$

Last, initially the wall is in steady state:

$$T(x, t = 0) = T_0(x), \quad \forall x \in \Omega_x, \quad (5)$$

where  $T_0$  is a given function of space. Note that for numerical reasons, the mathematical problem is transformed into a dimensionless formulation with scaled quantities.

### 3. Optimal experiment design regarding sensor positioning

**A certain number of sensors** can be placed in each layer to obtain temperature measurements to solve an inverse problem regarding parameters  $k_1$  and  $k_2$ . The issue is to determine the optimal sensor positions for each layer. The methodology to search for an optimal experiment design is now presented.

#### 3.1. Experiment Design

The total number of sensor locations in the wall is  $N = N_1 + N_2$ ,  $N_1$  being in the first layer and  $N_2$  in the second. The set of all possible labels identifying sensor positions is defined by:

$$J = \{1, \dots, N\}. \quad (6)$$

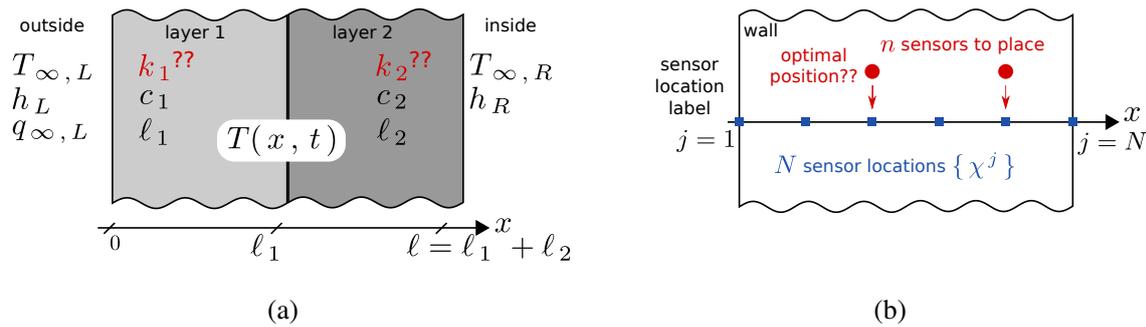


Figure 1 : Illustration of the multi-layer domain (a) and of the problem of optimal experimental design in terms of sensors locations (b). For illustration,  $J = \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$  and  $\xi = \{3, 5\}$ .

By extension, we have  $J = J_1 \cup J_2$  and  $J_1 \cap J_2 = \emptyset$  with  $J_1 = \{1, \dots, N_1\}$  and  $J_2 = \{N_1 + 1, \dots, N_1 + N_2\}$ . The set of candidate locations is:

$$\Omega_{\chi} = \{\chi^j\}_{j \in J}, \quad (7)$$

where  $\chi^j$  [m] is a sensor location, so  $\chi^j \in \Omega_{\chi}$ . By extension, the set of sensor location is the union of ones in both layers  $\Omega_{\chi} = \{\chi^j\}_{j \in J_1} \cup \{\chi^j\}_{j \in J_2}$ .

The experimental design is illustrated in Figure 1(b). It consists in positioning  $n = n_1 + n_2$  sensors ( $n \leq N$ ) in the wall at the position labels  $\xi$ . So, the experimental design is formulated by:

$$\mathcal{D} = \{\xi, n\}, \quad n = \text{card } \xi, \quad \xi \subset J. \quad (8)$$

By extension for each layer  $i \in \{1, 2\}$ , we have  $\mathcal{D} = \mathcal{D}_1 \cup \mathcal{D}_2$  with  $\mathcal{D}_i = \{\xi_i, n_i\}$ ,  $n_i = \text{card } \xi_i$ ,  $\xi_i \subset J_i$ .

### 3.2. Optimal Experiment Design

The optimal experiment design  $\mathcal{D}^\circ$  corresponds to the situation where the accuracy of the estimates is maximal. Following the methodology described in [2], the OED is defined by:

$$\mathcal{D}^\circ = \arg \max_{\mathcal{D}} \Phi, \quad (9)$$

with  $\Phi$  being the D-optimum design criterion:

$$\Phi = \log \det \mathbf{M}, \quad (10)$$

where  $\mathbf{M}$  is the so-called FISHER information matrix:

$$\mathbf{M} = [M_{pq}], \quad M_{pq} = \sum_{k=1}^N w^k \int_0^1 \theta_p(x = \chi^k, t) \cdot \theta_q(x = \chi^k, t) dt, \quad (11)$$

where  $\{w^k\}_{k \in J}$  is the set of binary decision variables (also called design weights) indicating whether or not sensor are placed at the locations labeled by the elements of  $J$ :

$$w^j = \begin{cases} 1, & j \in \xi, \\ 0, & j \notin \xi, \end{cases} \quad \forall j \in J. \quad (12)$$

Last, the sensitivity coefficients are:

$$\theta_i = \frac{\sigma_k}{\sigma_T} \frac{\partial T}{\partial k_i}, \quad \forall i \in \{1, 2\}, \quad (13)$$

which are computed by differentiating directly the governing equations (1) with respect to (5) to the corresponding parameters. The constants  $\sigma_k$  and  $\sigma_T$  are set to obtain dimensionless quantities. Complementary works investigating the OED for parameter estimation of transfer phenomena in building porous materials can be consulted in [1, 3, 4].

### 3.3. Searching for the OED

Three possible strategies to determine the OED are investigated. For better understandings, note that the experimental design can also be defined through the sensor position:

$$\mathcal{D} \equiv \left\{ \left\{ \chi^j \right\}_{j \in \xi}, n \right\}. \quad (14)$$

In what follows, the designs (*i.e.*, the sets of position labels selected for sensor placement) are understood as the appropriate subsets of  $J$ .

### 3.4. Strategy 1: optimization considering integer parameters

The first one is to consider Eq. (9) as an optimization problem with respect to the  $N$  design weights  $w^j$ :

$$\mathcal{D} \equiv \left\{ w^j \right\}_{j \in J}, \quad (15)$$

under the constraint of the maximum number of sensors:

$$\sum_{j=1}^N w^j = n, \quad (16)$$

and limiting each design weight to be binary:

$$w^j \in \{0, 1\}, \quad \forall j \in J. \quad (17)$$

Such problem is solved using the genetic algorithm in the Matlab environment with unknown parameters set as integers.

### 3.5. Strategy 2: optimization of binary design weights using the exchange algorithm

The second strategy also consists in solving the problem as defined in Section 3.4. with binary decision elements. However, an exchange algorithm (1) is used [5]. It runs as follows over the iterations  $k$ .

**Step 1.** At  $k = 0$ , an initial design is selected:

$$\xi^0 = \xi_1^0 \cup \xi_2^0, \quad (18)$$

where  $n = \text{card } \xi^0$ ,  $n_1 = \text{card } \xi_1^0$  and  $n_2 = \text{card } \xi_2^0$ . For such design, the D-optimum criterion  $\Phi\left(\mathbf{M}(\xi^{(0)})\right)$  is computed using Eqs. (10) and (11).

**Step 2.** The second step consists in exchanging the position labels of the current design with ones that correspond to vacant sites so as to maximally improve the D-optimum criteria. It is performed by determining the labels  $(i^*, j^*)$  such that:

$$(i^*, j^*) = \arg \max_{(i,j) \in S^{(k)}} \Delta(i, j), \quad (19)$$

where

$$S^{(k)} = \xi^{(k)} \times (J \setminus \xi^{(k)}), \quad (20)$$

so that  $S^{(k)}$  contains all possible exchanges of points, at which a sensor currently resides by points which are currently vacant. The quantity  $\Delta(i, j)$  evaluates the relative changes in the D-optimum criterion:

$$\Delta(i, j) = \left( \Phi(\mathbf{M}(\xi_{i \leftrightarrow j})) - \Phi(\mathbf{M}(\xi^{(k)})) \right) \cdot \left( \Phi(\mathbf{M}(\xi^{(k)})) \right)^{-1}, \quad (21)$$

where  $\xi_{i \leftrightarrow j}$  means the design in which label position  $i$  has been replaced by label  $j$ .

**Step 3.** If the relative increase in the D-optimum criterion is lower than a set tolerance

$$\Delta(i^*, j^*) \leq \eta, \quad (22)$$

then the algorithm stops since  $\xi^{(k)}$  is a locally optimal design. Otherwise, the iterations continues by setting  $\xi^{(k+1)} \leftarrow \xi^{(k)}$  and  $k \leftarrow k + 1$  and coming back to Step 2. The Algorithm 1 synthesizes the procedure.

---

**Algorithm 1** Exchange algorithm to determine the OED using Strategy 2.

---

- 1: Sample candidate design  $\xi^0$  ▷ Step 1
  - 2: Compute D-optimum criteria  $\Phi(\mathbf{M}(\xi^{(0)}))$
  - 3:  $k = 0$
  - 4: **while**  $\Delta(i^*, j^*) \geq \eta$  **do**
  - 5:     State  $S^k$  ▷ Step 2
  - 6:     Determine labels  $(i^*, j^*)$  according to Eq. (19)
  - 7:     Compute  $\Delta(i^*, j^*)$  with Eq. (21)
  - 8:      $k = k + 1$
  - 9: **end**
  - 10: Set OED  $\mathcal{D}^\circ = \{\xi^{k-1}, n\}$
- 

### 3.6. Strategy 3: optimization via convex relaxation

The last strategy is very similar to the first one described in Section 3.4. at the exception that the decision elements are relaxed to be any real numbers in the unit interval [6]:

$$w^j \in [0, 1], \quad \forall j \in J. \quad (23)$$

The constraint imposes that the sum of decision elements equals the number of sensors:

$$\sum_{j=1}^N w^j = n. \quad (24)$$

As a result, a convenient convex optimization problem is obtained. Then, with determined optimal relaxed weights, the probability distribution of each position sensor can be assessed by:

$$\mathcal{P}^j = w^j \cdot \left( \sum_{j=1}^N w^j \right)^{-1}. \quad (25)$$

Such problem is solved using the interior point algorithm in the Matlab environment.

#### 4. Case study

The case study considers an outward layer composed of  $\ell_1 = 30$  cm stones with a volumetric capacity  $c_1 = 2.5$  MJ.m<sup>-3</sup>.K<sup>-1</sup> and an *a priori* thermal conductivity  $k_1 = 2.5$  W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>. The inward layer is a  $\ell_2 = 20$  cm insulation material with  $c_2 = 0.05$  MJ.m<sup>-3</sup>.K<sup>-1</sup> and  $k_2 = 0.05$  W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>. The boundary conditions correspond to measurements obtained from a real building monitored from January 8<sup>th</sup> to April 29<sup>th</sup> 2009 [1, 7] and illustrated in Figure 2. The initial condition is defined by assuming the wall in a steady state so that:

$$T_0(x) = \begin{cases} 1.21 \cdot x - 0.9, & \forall x \in [0, \ell_1] \\ 60.6 \cdot x - 18.7, & \forall x \in [\ell_1, \ell_2] \end{cases} \quad [^\circ\text{C}]. \quad (26)$$

The simulation horizon is  $t_f = 111$  d. Regarding the experimental design,  $N_1 = 14$  and  $N_2 = 9$  candidate sensor positions are possible in layers 1 and 2, respectively. Such values are obtained by constraining a minimum gap of 2 cm between two neighboring sensors and avoiding sensors at the interfaces with inside/outside air or between materials. The three above-described strategies are considered to determine the optimal sensor positions. Tolerances of optimization solvers are set to  $10^{-8}$ . In addition, an exhaustive search is carried out by computing the D-optimum criteria among the  $\binom{N}{n}$  possible sensor positions in the wall.

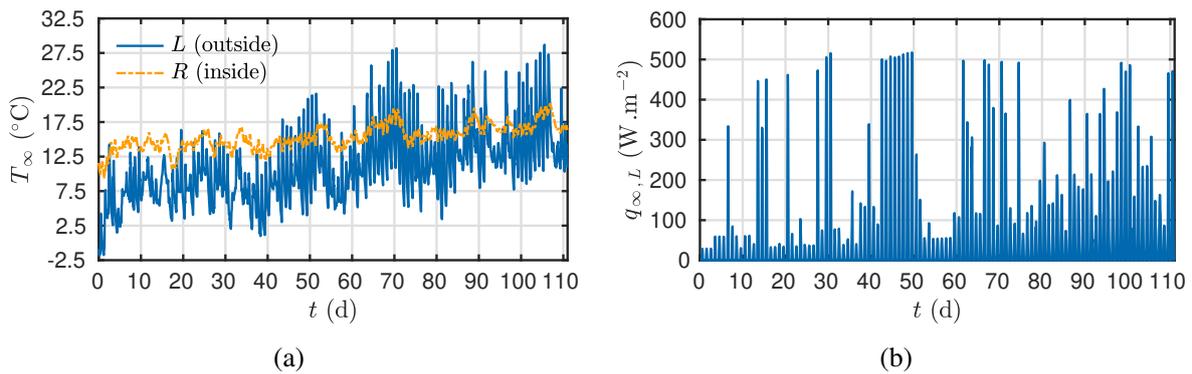


Figure 2 : Time variation of the boundary conditions for temperature (a) and incident heat flux (b).

Results of all approaches are presented in Table 1 for  $n = 5$  sensor to be placed. **Recalling that the number of sensor is set before the optimization procedure. For all methods, the initial guess are the same label position, chosen randomly.** Note that tests have been performed for different sets of initial guesses (randomly chosen) to verify the consistency of the results. The results are consistent among all strategies. For Strategy 1 and 2, the optimal experimental design is the same with the reference one given by the exhaustive search. For Strategy 3 (real decision elements) results differs for one sensor position. However, the probability density function

of the sensor location (Figure 3(a)) indicates a positioning of four sensors consistent with the other approaches. For the fifth sensor, the probability is almost equivalent for a sensor placed at 36 cm or 42 cm. The first choice is consistent with reference results. Thus, the Strategy 3 gives complementary information since an experimenter could choose among two almost equivalent experiment designs.

To illustrate this last point, Figure 3(b) shows the variation of the sensor positioning probability according to the number of sensors. Starting with  $n = 2$ , the optimal design consists in placing one sensor in each layer. Two equivalent positions are possible for the sensor in layer 2. With  $n$  increasing, there are more sensors to be placed in layer 2. The sensor positioning is consistent among the designs, *i.e.* the sensors are located in the last third of layer 1 and in the middle of layer 2. Those results depends on the sensitivity functions of the problem which are related to the characteristic diffusion time of the materials.

Figure 4(a) shows the experimental design determined using the second strategy with the exchange algorithm according to the iteration number (with  $n = 5$  sensors to place). At each iteration, only one sensor position is changed as set in the algorithm. Very few iterations are required for the algorithm to determine a local optimal solution. Compared to other solutions, it is the one with the smallest cost function evaluations. The ratio compared to the exhaustive search scales with 0.01 %. The optimization considering integer decision elements  $w^j$  is the strategy with the highest ratio of more than 17 %. In our numerical experiments, this strategy is relatively unstable converging to one of the several local maxima in the discrete space illustrated in Figure 4(b).

	Sensor position [cm]					Cost function evaluation	
	$\chi^1$	$\chi^2$	$\chi^3$	$\chi^4$	$\chi^5$	Number	Ratio [%]
Exhaustive search	26	28	36	38	40	33 649	—
Strategy 1 (int. param., gen. alg.)	26	28	36	38	40	5806	17.25
Strategy 2 (int. param., exch. alg.)	26	28	36	38	40	5	0.01
Strategy 3 (real param., int. point alg.)	26	28	38	40	42	552	1.64

Table 1 : Optimal Experiment design for  $n = 5$  sensor positions. The vertical line designates the interface between two layers.

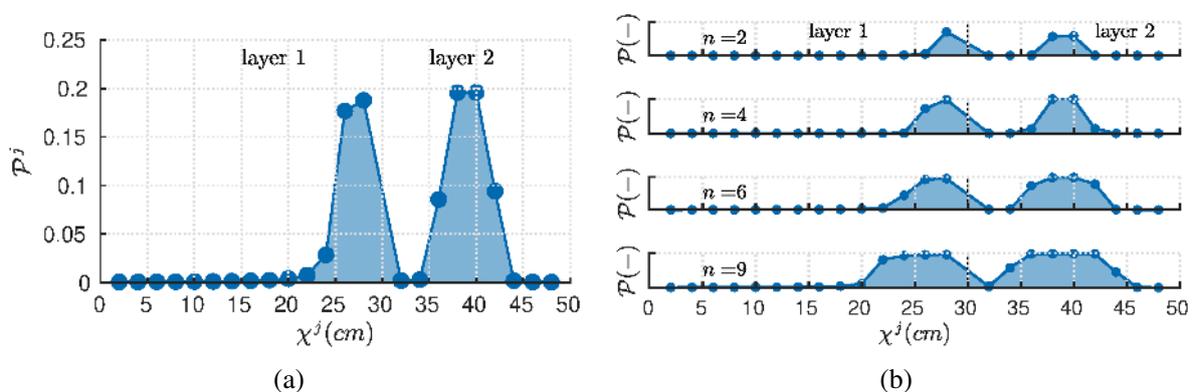


Figure 3 : Variation of the selected design according to the iterations of the exchange algorithm (Strategy 3) (a). Variation of the probability of the sensor position considering real decision elements (Strategy 3) according to the number of sensors (b).

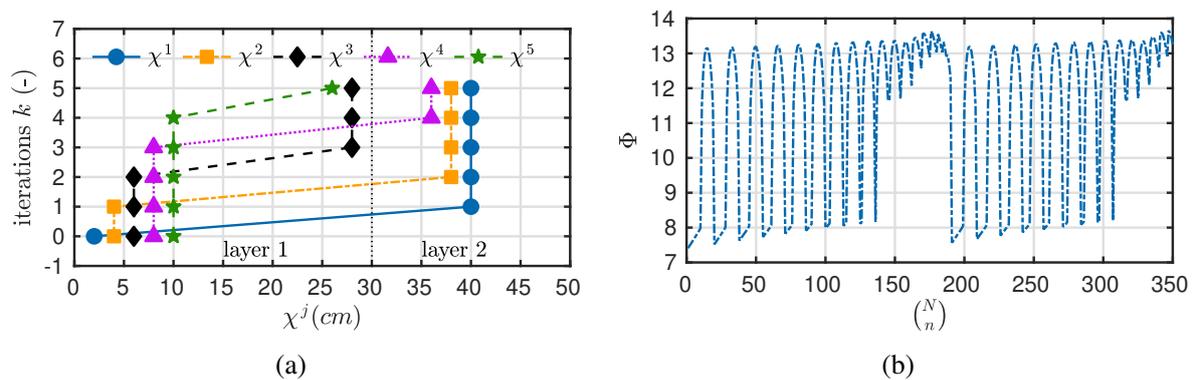


Figure 4 : Probability of the sensor position considering real decision elements (Strategy 2) (a). Variation of the D-optimum criteria for 350 positions out of the possible combination ( $N = 23$  and  $n = 5$ ) (b).

## 5. Conclusion

This article investigates the OED in terms of sensor positioning in a two-layers slab for a thermal conductivity inverse heat conduction problem. The issue is to maximize the D-optimum criterion according to the sensor location. Three algorithms are evaluated to solve the optimization problem. The first one uses a genetic algorithm considering the decision elements to place a sensor at one position as binary (0/1 sensor). The second one employs an exchange algorithm. For the last strategy, the problem is relaxed by considering the decision elements as real numbers in the unit interval. In this way, probabilities of sensor positioning are obtained. Results highlight a good consistency of the OED determined by the three approaches. Strategy 2 is the most efficient from a computational point of view while strategy 3 give complementary probabilistic information for the experimenter. **Future works should focus on extending the methodology for two-dimensional heat transfer where exhaustive OED search has a too high computational cost requiring alternative strategies. Then, experiments should be performed to determine the unknown parameters.**

## References

- [1] J. Berger and B. Kadoch. Estim. of the therm. prop. of an historic building wall by combining modal identification method and optimal experiment design. *Build Env.*, 185:107065, 2020. 1, 4, 6
- [2] D. Ucinski. *Optimal Measurement Methods for Distributed Parameter System Identification*. CRC Press, 2004. 3
- [3] J. Berger, T. Busser, D. Dutykh, and N. Mendes. An efficient method to estimate sorption isotherm curve coefficients. *Inv. Probl. in Sc. and Eng.*, 27(6):735–772, 2019. Publisher: Taylor & Francis. 4
- [4] A. Jumabekova, J. Berger, A. Fouquier, and G.S. Dulikravich. Searching an optimal experiment observation sequence to estimate the thermal properties of a multilayer wall under real climate conditions. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 155:119810, 2020. 4
- [5] A. Atkinson, A. Donev, and R. Tobias. *Optimum Experimental Designs, with SAS*. Oxford Statistical Science Series. Oxford University Press, Oxford, New York, 2007. 4
- [6] M. Patan and D. Uciński. Generalized Simplicial Decomposition for Optimal Sensor Selection in Parameter Estimation of Spatiotemporal Processes\*. In *2019 American Control Conference (ACC)*, pages 2546–2551, 2019. ISSN: 2378-5861. 5
- [7] R. Cantin, J. Burgholzer, G. Guarracino, B. Moujalled, S. Tamelikecht, and B. G. Royet. Field assessment of thermal behaviour of historical dwellings in France. *Build and Env.*, 45(2):473–484, 2010. 6

# Influence de paramètres expérimentaux et des échanges radiatifs sur l'identification du coefficient d'échange thermique à l'interface verre/outil

M. Cressin,<sup>1\*</sup> F. Béchet,<sup>2</sup> P. Moreau,<sup>1</sup> D. Locheignies,<sup>1</sup> H. Naceur,<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Univ. Polytechnique Hauts-de-France, CNRS UMR 8201-LAMIH, F-59313 Valenciennes, France

<sup>2</sup> INSA Hauts-de-France, CNRS UMR 8201-LAMIH, F-59313 Valenciennes, France

\* (auteur correspondant : maxime.cressin@uphf.fr)

**Résumé** - Dans cette communication, l'influence des échanges radiatifs lors de la mise en contact d'un poinçon et d'un cylindre de verre à haute température est étudiée. Une méthodologie d'identification inverse a été mise en œuvre pour déterminer le coefficient d'échange thermique en se basant sur une campagne de mesures expérimentales réalisée au LAMIH. Un modèle numérique thermique 1D prenant en compte les effets radiatifs a été développé pour étudier le contact entre un poinçon et un cylindre de verre. La première partie de l'étude concerne la sensibilité de l'identification du coefficient d'échange vis-à-vis de différents paramètres (température initiale du verre, position du thermocouple). La seconde partie sera dédiée à l'influence du rayonnement sur l'identification du coefficient d'échange. Les résultats obtenus montrent l'intérêt de la méthodologie proposée.

**Mots-clés** : Transfert thermique ; formage du verre ; coefficient d'échange ; rayonnement ; différences finis.

**Abstract** - In this paper, the influence of radiative exchanges during the contacting of a punch and a glass cylinder at high temperature is studied. An inverse identification methodology has been implemented to determine the heat exchange coefficient using experimental data carried out in the LAMIH. A numerical thermal 1D model taking the radiative effects into account has been developed to simulate the contact between a punch and a glass cylinder. First, the sensitivity of the identification of the exchange coefficient with respect to different parameters (initial glass temperature, thermocouple position) will be introduced. A second part will address the influence of radiation on the identification of the exchange coefficient. The results obtained show the interest of the proposed methodology.

**Keywords**: Heat transfer; glass forming; exchange coefficient; radiation; finite difference method.

## Nomenclature

$k$	conductivité thermique, W/(m.K)	$\lambda$	longueur d'onde, m
$c$	capacité thermique massique, J/(kg.K)	$\mu$	direction de propagation
$h_c$	coefficient d'échange thermique, W/(m <sup>2</sup> .K)	$\varepsilon$	émissivité
$T$	température, K	$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann,
$\nabla$	opérateur gradient		5.67.10 <sup>-8</sup> W/(m <sup>2</sup> .K <sup>4</sup> )
$B$	fonction de Planck	$\rho_g$	réflectivité du verre
$I$	intensité radiative, kg.m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>		

### Indices et exposants

<i>Symboles grecs</i>	$m$	mold	
$\rho$	masse volumique, kg/m <sup>3</sup>	$g$	glass

## 1. Introduction

Lors de la mise en forme du verre et plus particulièrement lors du formage de bouteilles par le procédé soufflé-soufflé [1], la température du verre varie de 1200°C (chute de paraison) jus-

qu'à 650°C (sortie de l'article formé) tout comme la température des outils de formage varie (de 500°C à 650°C). Le comportement mécanique du verre étant très dépendant de la température, il est nécessaire de quantifier précisément les échanges thermiques entre le verre et les outils [2, 3] pour simuler efficacement ces opérations de mises en forme du verre. Cet échange est quantifié par le coefficient de transfert  $h_c$ , caractérisant thermiquement la mince couche située entre le verre et les outils. Par ailleurs, le caractère semi-transparent du verre implique des échanges par rayonnement à l'intérieur du verre et à sa surface. La prise en compte du rayonnement dans la simulation numérique nécessite la résolution de l'équation de transfert radiatif (ETR). Ainsi, il est nécessaire de connaître des propriétés telles que l'indice de réfraction ou le coefficient d'absorption qui sont dépendants de la composition du verre et de sa teinte [4]. Un modèle numérique thermique 1D utilisant la méthode des différences finies et prenant en compte les échanges radiatifs a été développé afin d'étudier les échanges thermiques lors du contact entre un poinçon et un cylindre de verre. A partir de ce modèle 1D, une méthodologie d'identification inverse du coefficient d'échange est proposée. Dans un premier temps la sensibilité de l'identification du coefficient d'échange vis-à-vis de différents paramètres (température initiale du verre uniforme ou en utilisant un gradient, position du thermocouple) sera présentée. Enfin, l'influence du rayonnement sur l'identification du coefficient d'échange sera détaillée.

## 2. Modélisation numérique du contact verre/poinçon

### 2.1. Description du problème

L'essai de mise contact entre un poinçon et un cylindre de verre est modélisé [2]. Premièrement, le cylindre de verre positionné dans un creuset est chauffé dans un four à une température de consigne supérieure à la température de l'essai désirée. L'ensemble creuset + verre est ensuite transféré puis fixé sur un vérin pneumatique. Le vérin est par la suite actionné afin de mettre en contact le cylindre de verre ( $\varnothing = 50\text{mm}$ ) avec un poinçon en fonte ( $\varnothing = 48\text{mm}$ ). La température est récupérée au centre du poinçon à 1mm de la surface de contact. Les dimensions du verre et du poinçon sont données sur la figure 1. Le caractère axisymétrique du problème permet de simplifier la modélisation numérique en un modèle 1D. A l'instant initial, la température du verre est considérée uniforme et correspond à  $T_g = 1160^\circ\text{C}$ , tandis que celle du poinçon en fonte est fixée à  $T_m = 516^\circ\text{C}$  (température mesurée expérimentalement).

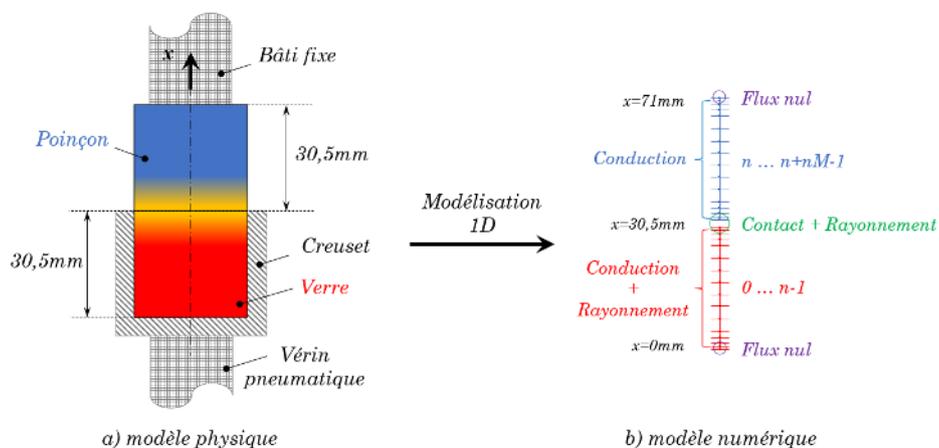


Figure 1 : Données géométriques et modélisation du contact verre/poinçon

Le problème considéré ici est uniquement thermique, le verre et le poinçon sont considérés comme indéformables.

## 2.2. Paramètres de matériau

Le verre sodo-calcique est considéré comme un solide, de masse volumique  $\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$ , de conductivité thermique  $k_g$  et de capacité thermique massique  $c_g$  toutes dépendantes de la température.

Le poinçon en fonte possède une densité de  $7700 \text{ kg/m}^3$ , une conductivité thermique  $k_m$  et une capacité thermique massique  $c_m$  toutes également dépendantes de la température.

Les courbes de variation de ces caractéristiques physiques en fonction de la température ont été déterminées à partir de mesures expérimentales et sont volontairement non communiquées.

## 2.3. Modèle thermique

La résolution du problème thermique de contact entre un cylindre de verre et un poinçon en fonte nécessite la résolution de l'équation d'énergie :

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \nabla_x \cdot (k(T)\nabla_x T(x,t)) - \nabla_x \cdot q_{rad}(x,T) \quad (1)$$

avec  $T(x,t)$  la température de chaque point d'abscisse  $x$  et à l'instant  $t$  et  $q_{rad}$  représente le flux radiatif qui est calculé en résolvant l'ETR [3].

### 2.3.1. Cas 1 : Conduction simple

Dans le cas de la conduction simple, le matériau est considéré comme opaque et le flux radiatif  $q_{rad}$  ne sera pas pris en compte dans l'équation (1) qui peut se réduire à la forme simplifiée :

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \nabla_x \cdot (k(T)\nabla_x T(x,t)) \quad (2)$$

Les conditions aux limites thermiques sont appliquées en deux points pour le verre et le poinçon (figure 1). la durée de simulation étant courte (3s) la chaleur n'a pas de le temps de se propager au delà des  $30.5 \text{ mm}$  de part et d'autre du contact. Il n'est donc pas nécessaire d'étudier les températures des points à l'extérieur de  $[0-71 \text{ mm}]$ . Un flux nul est donc appliqué au point en  $x = 0$  (point 0) pour le verre et en  $x = 71 \text{ mm}$  (point  $n + m - 1$ ) pour le poinçon.

Le contact en  $x = 30.5 \text{ mm}$  se traduit coté verre (point  $n - 1$ ) par l'équation :

$$k(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} = h_c(t) (T^g - T^m) \quad (3)$$

et en inversant les termes  $T^g$  et  $T^m$  de l'équation (3) pour le coté poinçon (point  $n$ ).

### 2.3.2. Cas 2 : Rayonnement - La surface du poinçon est noire

Dans le cas de la prise en compte du rayonnement du verre, l'équation d'énergie pour le verre est représentée par l'équation (1) et pour le poinçon par l'équation (2). Le contact appliqué au point en  $x = 30.5 \text{ mm}$  se traduit par les équations :

- Coté verre ( $x = 30.5 \text{ mm}$ , point  $n - 1$ )

$$k_g \frac{dT^g}{dx}(L) = h_c(t) (T^m(L) - T^g(L)) + \gamma^g \int_{\text{opaque}} B_a(T^m, \lambda) d\lambda - \gamma^g \int_{\text{opaque}} B_a(T^g, \lambda) d\lambda \quad (4)$$

avec  $\gamma^g = \pi \varepsilon_g$

Les trois termes du membre de droite représentent respectivement : le flux thermique de contact, le rayonnement émis par le poinçon puis par le verre dans le domaine opaque.

- Coté poinçon ( $x = 30.5mm$ , point  $n$ )

$$-k_m \frac{dT^m}{dx}(L) = h_c(t) (T^g(L) - T^m(L)) - \varepsilon_g \sigma T^{m4} + \gamma^g \int_{\text{opaque}} B_a(T^g, \lambda) d\lambda + 2\pi \int_0^1 \left[ (1 - \rho_g) \mu \sum_k I^k(\mu) \right] d\mu \quad (5)$$

Les quatre termes du membre de droite représentent respectivement : le flux thermique de contact, le rayonnement émis par le poinçon et le rayonnement émis par le verre vers le poinçon dans le domaine opaque puis dans le domaine semi-transparent.

### 2.3.3. Modèle numérique

La résolution numérique du problème thermique est faite par la méthode des différences finies. Elle utilise un schéma d'intégration implicite avec un pas de temps constant  $\Delta t = 0.01s$  pour une durée de simulation de  $3s$ . Les résultats obtenus ont été comparés à ceux obtenus en utilisant ABAQUS afin de valider le modèle. Il a été observé que plus le gradient thermique est important entre le verre et le poinçon, plus l'écart entre les résultats est important. Cependant, l'écart maximum calculé reste inférieur à  $0,15\%$ , il est considéré comme négligeable.

C'est l'intensité radiative  $I$  qui caractérise le transfert radiatif et dépend de la longueur d'onde  $\lambda$ , de la direction de propagation  $\mu$ , de l'espace et du temps. Elle est calculée à l'aide de l'ETR qui est une équation intégro-différentielle dépendante de plusieurs paramètres qui rendent sa résolution complexe [5]. Cette résolution est faite à l'aide de la méthode « exact method » [6].

En se basant sur de précédents travaux [2], l'échange thermique au contact est modélisé par un coefficient d'échange thermique  $h_c$  variable en fonction du temps. En effet, une modélisation de  $h_c$  constante est moins pertinente dans ce cas étant donné que  $h_c$  connaît de forte variation entre  $0$  et  $1s$  avant de venir se stabiliser par la suite [2]. En raison des fortes variations de température du verre, un raffinement de la discrétisation au niveau des extrémités est imposé avec une taille de  $0.005$  mm et  $0.4$  mm au centre.

## 2.4. Méthodologie d'identification

La méthodologie d'identification du coefficient d'échange est basée sur les travaux de Schnur et la méthode de Levenberg-Marquardt [3, 7]. Elle permet ici de rechercher un coefficient d'échange thermique  $h_c$  représenté par 8 points sur les  $3s$  de contact placés à  $t = 0s, 0.2s, 0.4s, 0.6s, 0.8s, 1s, 2s$  et  $3s$  (figure 3). Les valeurs de  $h_c$  entre les points sont calculées par interpolation linéaire. L'écart entre les points est plus faible entre  $0$  et  $1s$  car c'est ici que la sensibilité de  $h_c$  est la plus importante. La méthodologie d'identification consiste à minimiser l'erreur entre la température obtenue numériquement et une température expérimentale au même point (ici à  $1mm$  de la surface de contact dans le poinçon) selon la formule :

$$E = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^m [T_{num_i} - T_{exp_i}]^2 \quad (6)$$

Avec  $E$  l'erreur,  $m$  le nombre de mesures temporelles,  $T_{num}$  la température calculée à l'aide du modèle 1D et  $T_{exp}$  la température mesurée expérimentalement.

Tant que l'erreur n'est pas inférieure à une valeur limite appelée critère d'arrêt noté  $c_a$ , une correction est calculée [3, 7] puis appliquée sur les valeurs du coefficient d'échange thermique  $h_c$  et une nouvelle simulation est effectuée. Pour définir  $c_a$  l'erreur est calculée à l'aide de l'équation (6). Un pas de temps de 0,01s sur un temps de simulation total de 3s implique un nombre de pas de 300, et donc ici  $m = 300$ . L'écart  $[T_{num} - T_{exp}]$  est fixé à 0,5°C pour chaque point, ainsi  $c_a = 37,5$ . Une fois que  $E \leq c_a$  alors le processus itératif est interrompu et la valeur de  $h_c$  de cette dernière itération est retenue.

## 2.5. Analyse de sensibilité

Dans cette étude, il s'agit d'étudier l'influence de différents paramètres sur l'identification du coefficient d'échange. Les paramètres à faire varier ont été identifiés à l'aide d'observations expérimentales. 3 sources potentielles d'erreur ont été détectées :

- Il a été constaté que la position du thermocouple lors de l'essai théoriquement à 1mm du bord de contact pouvait être imprécise. Ainsi, il a été décidé de faire varier la position du point de mesure de  $\pm 30\%$ .
- La température mesurée du verre correspond à sa température en surface quelques secondes avant le contact. Le verre se refroidit par convection entre l'instant de mesure et l'instant de contact. Il s'agit de faire varier la température initiale de  $-50^\circ\text{C}$ .
- En réalité, le verre ne se refroidit pas de façon homogène. Sa surface refroidie par convection est donc plus froide que son cœur. L'influence de la prise en compte d'un gradient de température initial est ainsi étudié.

Dans un second temps, le rayonnement est pris en compte dans l'équation de la chaleur. Une comparaison entre l'identification du coefficient d'échange thermique en conduction simple noté *modèle 1* et d'un modèle avec rayonnement noté *modèle 2* sera effectuée. Les propriétés matérielles nécessaires à la prise en compte du rayonnement ont été déterminées à partir des mesures expérimentales.

Pour l'analyse de sensibilité, des données expérimentales de  $T_{ref}$  (figure 2) et de  $h_c$  (figure 3) ont été utilisées [2].

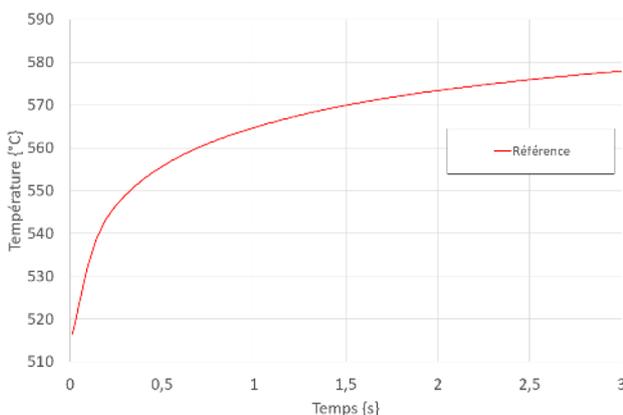


Figure 2 : Évolution de  $T_{ref}$

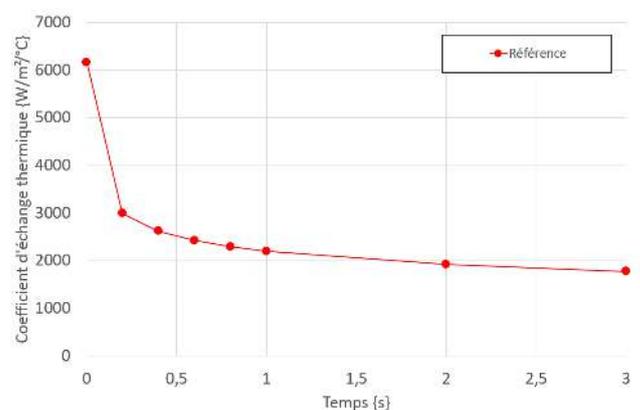


Figure 3 : Évolution de  $h_c$

### 3. Résultats et discussions

Pour l'étude de sensibilité de la température initiale du verre et de la position du thermocouple, les deux modèles ont été utilisés avec les mêmes paramètres numériques. Les calculs avec le *modèle 1* ont été effectués en un temps CPU moyen de 0.05s. Les calculs avec le *modèle 2* quant à eux, ont nécessité un temps CPU 9 fois plus important 0.46s. Le temps total de simulation pour l'identification du coefficient d'échange dépend du nombre d'itérations nécessaires lors de la méthodologie d'identification. En moyenne, les identifications avec le *modèle 1* nécessitent un temps CPU de 90s contre 500s avec le *modèle 2*. Ces temps restent raisonnables dans la mesure où l'identification est à réaliser une seule fois par essai.

#### 3.1. Analyse de sensibilité de la température initiale du verre

Pour cette première analyse, 5 configurations ont été testées. Les deux premières considèrent la température initiale du verre comme uniforme et sont égales respectivement à 1160°C (modèle « Tv et Tm uniformes »), 1110°C (modèle « Tv-50°C »). Enfin les dernières utilisent un gradient pour initialiser la température dans le verre (modèle « Tv gradient »), dans le poinçon (modèle « Tm gradient »), ou dans les deux (modèle « Tv et Tm gradient »). Pour déterminer ce gradient, un calcul 2D a été effectué permettant de simuler le refroidissement du verre entre la sortie du four et la mise en contact du poinçon avec le verre [2].

Dans le cas d'une température uniforme, pour une température initiale de 1160°C, la valeur de  $h_c$  est proche de la valeur de référence (entre 0.1% et 5.4% d'écart). Il est constaté que lorsque la température initiale diminue ( $T_V-50^\circ\text{C}$ ), alors la valeur de  $h_c$  est plus importante (entre 6.8% et 38.6% d'écart). Cela s'explique par le fait que la température cible au niveau du poinçon dont on veut se rapprocher lors de l'identification est fixe. Sachant que la température du verre est plus faible, alors l'écart de température entre le poinçon et le verre est également plus faible. Il faut donc augmenter la valeur de  $h_c$  pour avoir un flux similaire à celui obtenu avec une température plus importante. Ensuite, le même principe s'applique dans le cas de l'utilisation d'un gradient de température. Ici, la température en surface du verre lors de l'utilisation d'un gradient est plus faible ( $\approx 1070^\circ\text{C}$ ) que la température uniforme de 1160°C. C'est le cas inverse pour le poinçon qui a une température en surface plus élevée ( $\approx 518^\circ\text{C}$ ). L'écart le plus important est obtenu en combinant l'utilisation d'un gradient dans le verre et dans le poinçon (entre 10.7% et 46.2% d'écart). Cependant, la répartition de température au sein du verre et du poinçon est plus représentative de la réalité que l'utilisation d'une température uniforme.

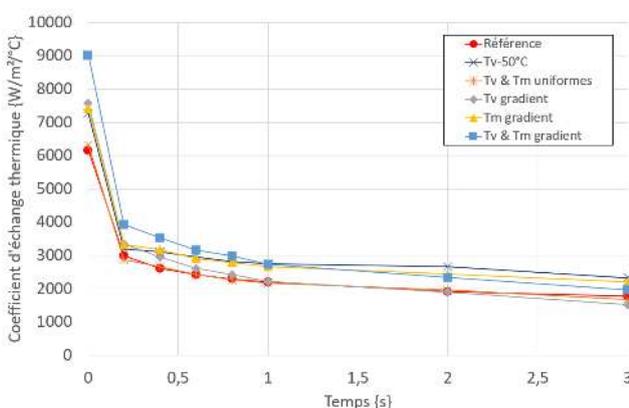


Figure 4 : Évolution de  $h_c$  obtenu après identification

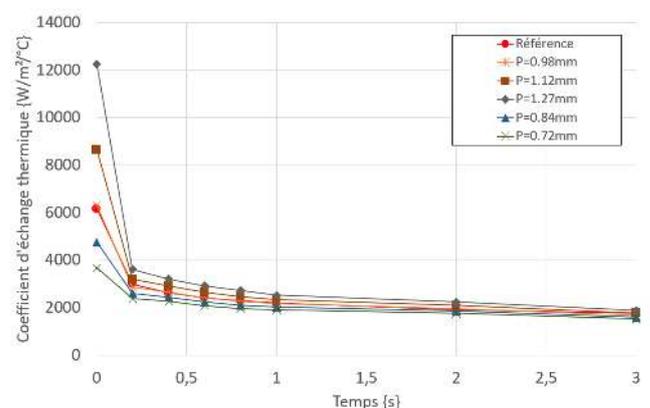


Figure 5 : Évolution de  $h_c$  obtenu après identification

### 3.2. Analyse de sensibilité de la position du thermocouple

Pour cette seconde analyse, 5 configurations ont été testées. La position initiale du thermocouple est située à 1mm et correspond à la première configuration. Les autres configurations sont effectuées avec des positions à 0.72mm, 0.84mm, 1.12mm et 1.27mm ce qui correspond à des positions entre -30% et +30%.

Dans le cas de la position 1mm, la valeur de  $h_c$  est proche de la valeur de référence (entre 0.1% et 5.4% d'écart). Il est constaté que lorsque la position du thermocouple augmente, la valeur de  $h_c$  devient plus importante. L'écart est inférieur +40.3% pour une position du thermocouple de +12% (1.12mm) et il devient plus conséquent de +98.6% pour une position du thermocouple de +27% (1.27mm). Cela s'explique par le fait que plus la position augmente plus le point de mesure se retrouve éloigné de la surface de contact. Ainsi, le temps nécessaire au flux pour atteindre le point est plus important. Pour atteindre des températures similaires aux températures de référence il est nécessaire d'avoir un coefficient d'échange plus important. Réciproquement, lorsque la position du point de mesure diminue, alors la valeur de  $h_c$  devient faible. L'écart est au maximum de -22.9% pour position du thermocouple de -16% (0.84mm) et de -40.4% pour une position du thermocouple de -28% (0.72mm).

### 3.3. Analyse de sensibilité du rayonnement

Pour cette dernière analyse, 3 configurations ont été testées. La première correspond à une température initiale uniforme pour le verre (1160°C) et le poinçon (516°C) avec un point de mesure situé à 1mm. Elle ne prends pas en compte le rayonnement. La seconde configuration, quant à elle, prends en compte le rayonnement avec les même conditions initiales. Enfin, la dernière est la configuration la plus représentative de l'essai réel puisqu'elle prends en compte à la fois le rayonnement et le gradient pour les températures initiales du verre et du poinçon.

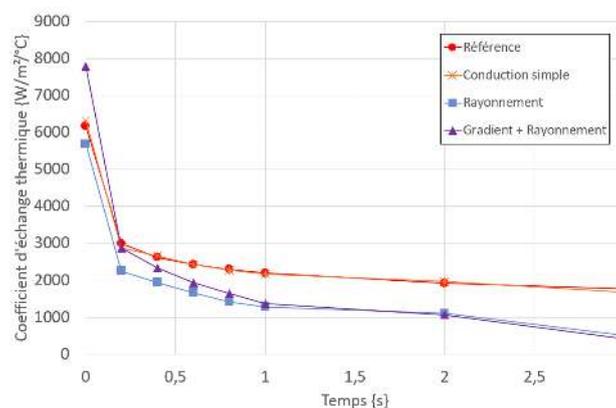


Figure 6 : Évolution de  $h_c$  obtenu après identification

Dans le cas du modèle en conduction simple, la valeur de  $h_c$  est proche de la valeur de référence (entre 0.1% et 5.4% d'écart). Il est constaté que lorsque l'on prends en compte le rayonnement, alors la valeur de  $h_c$  diminue. En effet, l'écart est inférieur entre -7.8% et -71.5% lorsque le rayonnement est pris en compte. Cela s'explique par le fait que l'échange thermique entre le verre et le poinçon est fractionné en deux parties. Une due au coefficient d'échange thermique et l'autre au rayonnement de surface du verre et du poinçon. Ainsi, la présence du rayonnement qui représente une partie du flux échangé entre le verre et le poinçon induit une diminution de la valeur de  $h_c$ . Enfin, en combinant le gradient de température pour initialiser la température du verre et du poinçon au rayonnement on observe plusieurs phénomènes. Dans un premier temps, la valeur de  $h_c$  est plus importante car l'écart entre la température du verre et

du poinçon est plus faible. Ensuite, comme observé précédemment, la valeur de  $h_c$  devient plus faible entre -4% et -76.1% du fait de la présence du rayonnement.

## 4. Conclusion

Cette étude a permis d'étudier l'impact de la position du thermocouple, de la température initiale du verre et de la prise en compte du rayonnement sur les valeurs du coefficient d'échange thermique  $h_c$  lors de son identification. Elle a montré que la position du thermocouple est le paramètre qui a le plus d'influence sur les valeurs de  $h_c$  (jusqu'à 98.6% d'écart). Il est donc primordial, lors de l'identification de  $h_c$  pour des données expérimentales, de connaître avec précision la position du thermocouple lors de l'essai. La température initiale a également une influence sur les valeurs de  $h_c$  (jusqu'à 46.2% d'écart) notamment lors de l'utilisation d'un gradient de température pour initialiser cette dernière qui est plus représentative de la réalité. La prise en compte du rayonnement, dans le cas où la surface du poinçon est considérée comme noire, donne un écart maximum de 71.5% sur les valeurs de  $h_c$ . Enfin, le modèle le plus représentatif de l'essai, prenant en compte le rayonnement et le gradient de température, donne un écart maximum de 76.1% sur les valeurs de  $h_c$  non négligeable. Une prochaine étude, utilisant la méthodologie d'identification proposée et de nouvelles données expérimentale, permettra d'identifier de nouveaux coefficients d'échanges thermiques pour différentes configurations d'essais (variation de la température de verre et de la pression de contact).

## Références

- [1] J. L. Boutonnier, Verre d'emballage alimentaire, Techniques de l'ingénieur Matériaux pour contact alimentaire, ref. article : f1322 (2012)
- [2] S. Grégoire, Identification du coefficient de transfert de chaleur à l'interface verre/outils de formage et prise en compte dans la modélisation par Eléments Finis des procédés de formage de verre, Thèse de l'Université Polytechnique des Hauts de France (2006).
- [3] K. Agboka, Développement d'un modèle thermomécanique axisymétrique en milieu semi-transparent avec transfert radiatif : application au fluage et à la trempe des verres, Thèse de l'Université Polytechnique des Hauts de France (2018).
- [4] J. Barton, C. Guillemet, *Le verre - Science et technologie*, EDP Sciences (2005)
- [5] M. F. Modest, Radiative heat transfer, *Academic Press*, (2003)
- [6] N. Siedow, T. Grosan, D. Locheignies, E. Romero, Application of a New Method for Radiative Heat Transfer to Flat Glass Tempering, *Journal of the American Ceramic Society*, Vol. 88, 2181-2187 (2005)
- [7] D. S. Schnur, An inverse method for determining elastic material properties and a material interface, *International journal for numerical methods in engineering*, Vol. 33, 2039-2057 (1992)

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Centre National de la Recherche Scientifique, l'institut Carnot ARTS et la région Hauts-de-France qui contribuent à ces travaux de recherche.

# Détermination des propriétés thermiques anisotropes d'une batterie Li-ion en fonction de l'état de charge par spectroscopie d'impédance thermique

Sylvain CAILLIEZ<sup>1\*</sup>, David CHALET<sup>1</sup>, Philippe MANNESSIEZ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ecole Centrale de Nantes, LHEEA Lab. (ECN/CNRS)

1, rue de la Noë – 44321 Nantes Cedex 3

<sup>2</sup>CRITT M2A

Rue Christophe Colomb – 62700 Bruay-la-buissière

\*(auteur correspondant : sylvain.cailliez@ec-nantes.fr)

**Résumé** - Dans le but de déterminer la capacité thermique et les conductivités thermiques d'une batterie Li-ion, cette étude propose une méthode de caractérisation basée sur la spectroscopie d'impédance thermique. En calibrant un modèle nodal, cette approche non destructive permet ainsi d'estimer les paramètres thermiques de la batterie à 20 °C pour différents états de charge.

## Nomenclature

$A$	amplitude du signal, SI	<i>Symboles grecs</i>	
$c_p$	capacité thermique spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$f_z$	fréquence d'impédance, $s^{-1}$	$\phi$	phase du signal, rad
$h$	coefficient de transfert, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$I$	courant appliqué à la batterie, A	$E$	signal d'excitation
$P$	puissance thermique, W	$exp$	relatif aux données expérimentales
$R$	résistance thermique, $K.W^{-1}$	$nod$	relatif au modèle nodal
$T$	température, K	$OC$	batterie en circuit ouvert
$U$	tension de la batterie, V	$S$	signal de réponse
$Z$	impédance, SI		

## 1. Introduction

Les véhicules hybrides et électriques à batterie constituent l'une des alternatives pour la décarbonation des transports. Ils sont alimentés quasi-exclusivement par des batteries lithium-ion (Li-ion) en raison de l'énergie spécifique avantageuse qu'offrent ces dernières. Néanmoins, l'autonomie et la durée de vie de ces batteries sont très dépendantes de la température de fonctionnement. Les cellules voient leur résistance interne augmenter rapidement à faible température, et affichent donc des performances médiocres lors d'une utilisation dans des conditions hivernales [1], [2]. De plus, le froid est un des paramètres déclencheurs du dépôt de lithium sur l'anode [3], [4], un mécanisme de vieillissement très sévère à court terme susceptible de former des dendrites, et donc causer un court-circuit interne. D'autre part, une température élevée accélère la plupart des phénomènes de vieillissement, en particulier la décomposition de l'électrolyte et la croissance de l'interface solide-électrolyte sur l'anode [3], [5].

Outre l'amélioration des performances et de la durée de vie, la gestion thermique des packs batterie est destinée à répondre aux problématiques techniques liées à la charge rapide, l'emballement thermique et la fiabilité. A cette fin, la modélisation représente un outil puissant pour concevoir de nouvelles architectures de gestion thermique. Cependant, les spécifications nécessaires au paramétrage des modèles sont rarement fournies par les fabricants. Cette étude propose donc une méthode de caractérisation thermique appliquée aux batteries Li-ion.

## 2. Spectroscopie d'impédance thermique

### 2.1. Principe

Soit un système physique soumis à un signal d'excitation  $E$  auquel correspond un signal de réponse  $S$ . L'impédance du système est la grandeur définie par le rapport  $S/E$ . Dans le cas d'une excitation de forme sinusoïdale, l'impédance contient les informations sur le déphasage et le rapport d'amplitudes entre les signaux d'entrée et de sortie. L'impédance est donc une fonction de la fréquence, et peut ainsi s'exprimer par un nombre complexe selon l'équation (1) ci-dessous ( $j$  désigne le nombre complexe défini par  $j^2 = -1$ ). Le spectre d'impédance est la représentation de l'impédance dans le plan complexe après un balayage fréquentiel. Il permet de caractériser le comportement du système selon les phénomènes physiques exploités.

$$Z = \frac{A_S}{A_E} \cdot e^{j(\phi_S - \phi_E)} \quad (1)$$

La spectroscopie d'impédance électrochimique (EIS - Electrochemical Impedance Spectroscopy) est une méthode de caractérisation des batteries Li-ion très répandue [6]. Elle se base sur le rapport tension/courant dans une plage de fréquence variant du Hz au kHz. Les courants appliqués sont généralement faibles afin de se maintenir à un état de charge (SOC - State Of Charge) quasi-constant et limiter l'échauffement de la batterie pour éviter tout biais. Le spectre d'impédance résultant est l'image de la résistance interne et des phénomènes dynamiques de la batterie étudiée. En outre, il permet de calibrer directement un modèle de comportement électrique de type circuit électrique équivalent, en particulier un modèle comportant des éléments à impédance complexe [7], [8].

Cette méthodologie a été adaptée au domaine thermique sous le nom de spectroscopie d'impédance thermique (TIS - Thermal Impedance Spectroscopy) [9], [10]. Dans ce cas, l'impédance est le rapport entre la température de la batterie et la puissance thermique à laquelle elle est soumise. Les fréquences spécifiques sont de l'ordre du mHz, plus faibles que pour l'EIS car l'inertie thermique est plus importante que celle des phénomènes électrochimiques. Cela présente notamment l'avantage de pouvoir isoler expérimentalement le comportement électrique du comportement thermique. Le principal intérêt du spectre d'impédance thermique est de servir de donnée de calibration d'un modèle thermique, ce qui permet notamment de retrouver la capacité thermique et la conductivité thermique de la batterie [11]–[13]. La TIS peut également être exploitée pour caractériser les changements d'entropie plus rapidement par rapport à la méthode potentiométrique [14].

Un système d'échauffement externe peut être employé pour appliquer la commande en puissance thermique, par exemple avec un câble chauffant enroulé autour de la batterie (configuration particulièrement adaptée à des batteries cylindriques) [11]. Toutefois l'échauffement ne se produit qu'en surface, ce qui peut altérer les résultats avec des batteries de grande taille. Une autre méthode, que nous utiliserons dans cette étude, tire profit de l'échauffement intrinsèque de la batterie en fonctionnement, donné par l'équation (2) (par convention, le courant est positif en décharge, négatif en charge) [12]–[14]. De cette manière, la puissance thermique est plus uniformément répartie au sein de la batterie, bien que certaines caractéristiques électriques soient requises pour paramétrer l'équation (2).

$$P = I \cdot (U_{OC} - U) - I \cdot T \cdot \frac{\partial U_{OC}}{\partial T} \quad (2)$$

## 2.2. Matériel et montage

Une cellule Li-ion de type pouch extraite d'un véhicule électrique à batterie est utilisée pour ce travail. Sa cathode est de chimie NMC et son anode est en graphite. Sa capacité nominale et sa tension nominale sont respectivement de 60 Ah et 3,63 V. Les dimensions de la cellule sont de 301 x 93 x 14 mm. Le volume contenant les feuillets de la cellule (y compris l'emballage externe) mesure 263 x 93 x 14 mm. La masse de la cellule a été mesurée à 888,8 g. Après avoir estimé la masse des bornes de la cellule, le volume contenant le matériau chimique est calculé à 875,9 g, ce qui donne une densité de 2558 kg.m<sup>-3</sup>.

La cellule est placée dans une enceinte thermostatique Vötsch VT<sup>3</sup> 4060 spécifiquement conçue pour les essais électriques de cellules. L'enceinte contient au total quatre voies d'essai, ce qui permet de tester simultanément quatre cellules de façon électriquement indépendante. Chaque voie d'essai se compose d'une étagère instrumentée avec deux bornes de puissances (application du courant), un *sense* (mesure de la tension), quatre sorties thermocouple de type K, et deux sorties 4-20 mA (capteurs supplémentaires). La température d'essai est pilotée par un flux d'air en renouvellement permanent, capable de couvrir une plage allant de - 40 °C à 90 °C.

Le Tableau 1 indique les gammes et précisions de mesure en courant et tension. Dans le cadre de cette étude, il est également important de noter que les montées en courant se font à une vitesse de 1250 A.ms<sup>-1</sup>, et que l'alternance entre la charge et la décharge s'effectue en 8 ms. Concernant la mesure en température avec les thermocouples de type K, la résolution est de 0,1 °C. A l'intérieur de l'enceinte, la déviation temporelle de température varie de ± 0,1 °C à ± 0,5 °C, tandis que l'homogénéité de température varie ± 0,5 °C à ± 1,5 °C.

	Courant - $I$	Tension - $U$
	A	V
Limite minimale	-250	0
Limite maximale	250	8
Précision	$ I  \leq 150 \text{ A} : 0,15$	$U \leq 1,2 \text{ V} : 2,4 \cdot 10^{-3}$
	$ I  \geq 150 \text{ A} : 0,1\%$	$U \geq 1,2 \text{ V} : 0,2\%$

Tableau 1 : Gamme et précision de mesure électrique des voies d'essai cellule

La cellule est posée sur une des voies de mesure sur laquelle une plaque en mousse est préalablement déposée afin d'éviter tout potentiel court-circuit. Les quatre thermocouples sont numérotés et répartis comme indiqué sur la Figure 1, sur laquelle les thermocouples n°1 et n°3 sont placés sur le dessus, tandis que les thermocouples n°2 et n°4 sont disposés sur la face de dessous. Le but sera de déterminer l'impédance thermique locale de la batterie (au niveau des thermocouples) par mesure de la température. La disposition des thermocouples permet de caractériser l'anisotropie de la cellule, dont les directions sont précisées en partie 3.

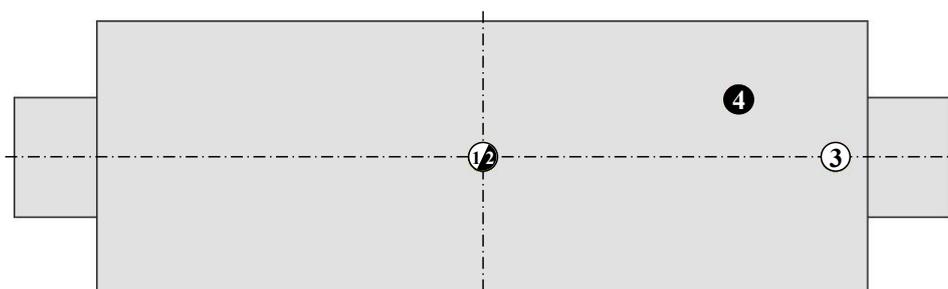


Figure 1 : Placement des thermocouples sur la cellule (blanc : dessus ; noir : dessous)

### 2.3. Procédure de l'essai

Comme mentionné précédemment, l'échauffement interne de la batterie est exploité pour générer la puissance thermique en entrée d'impédance. Pour cela, un signal en courant modulé est utilisé. Le signal modulant est une sinusoïde de fréquence  $f_z$  et d'amplitude 40 A, auquel est ajouté un offset d'amplitude 20 A pour générer un terme constant destiné à compenser les échanges convectifs avec l'air ventilé de l'enceinte (les valeurs de l'amplitude et de l'offset ont été définies progressivement lors d'essais préliminaires, afin d'observer une élévation suffisante de température sans vieillir la batterie). Pour notre application, le signal porteur sert essentiellement à maintenir un état de charge quasi-constant. Il s'agit d'un signal alternatif sans dimension de période 30 s et d'amplitude 1, combinant un signal créneau et un signal triangle (la composante en triangle permet des transitions moins brusques entre les plateaux du créneau). Un profil type du signal est donné sur la Figure 2 pour  $f_z = 1$  mHz.

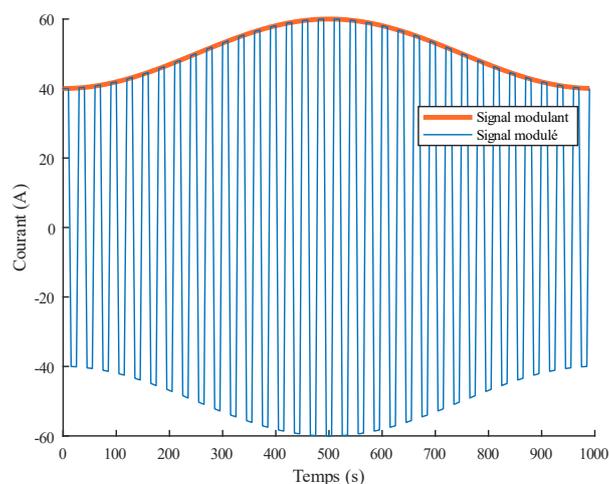


Figure 2 : Profil TIS

L'objectif de l'essai étant de réaliser une spectroscopie d'impédance, le signal décrit ci-dessus est répété pour différentes fréquences d'impédance. Le Tableau 2 indique, dans l'ordre d'exécution, les différentes fréquences d'impédance testées ainsi que le nombre de répétitions du signal constituant l'essai TIS complet. Effectuer le signal plusieurs fois permet d'atteindre le régime forcé en température effectivement associé à la fréquence d'impédance. Le premier signal est davantage répété afin d'atteindre la température moyenne d'équilibre. La totalité des signaux est générée de façon ininterrompue afin de ne pas briser cet équilibre.

Fréquence - $f_z$	mHz	1	0,8	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1
Répétitions	/	10	3	3	3	3	3	3	3

Tableau 2 : Plan d'expérience de l'essai TIS

L'essai TIS est réalisé entre 90% et 10% de SOC de la cellule, en déchargeant de 10% à la fin de chaque essai. Après avoir ajusté l'état de charge, une pause de 1h est appliquée afin de s'assurer de l'équilibre électrochimique et thermique de la cellule au début de l'essai TIS. Pendant toute la durée de l'expérience, la température de l'enceinte thermostatique est fixée à 20 °C. Le SOC est calculé à partir de la capacité de la cellule mesurée lors d'une décharge complète à 30 A, à une température d'enceinte de 20°C.

En appliquant ce profil, l'amplitude de température de chaque thermocouple varie d'environ 0,2 °C à 1 °C à  $f_z$  décroissante. Compte tenu de la résolution de mesure, les incertitudes liées au calcul de l'impédance sont donc élevées à haute fréquence.

### 3. Modélisation nodale

Le spectre d'impédance thermique ne fournit pas directement les paramètres thermiques de la batterie. Il est nécessaire de le corréler avec un spectre d'impédance obtenu par modélisation. Pour cela, un modèle nodal est adopté. Commodément visualisé sous forme d'un circuit électrique, il consiste à représenter les éléments d'un système par des masses thermiques (les « nœuds ») reliées entre elles par des résistances incarnant les différents échanges thermiques. A chaque nœud sont associées une capacité thermique et une source thermique, respectivement représentées par un condensateur et une source de courant montés en parallèle.

Afin de simplifier l'élaboration du modèle, les bornes de la cellule ne sont pas prises en compte dans le réseau nodal. La cellule se réduit donc à un parallélépipède de dimensions 263 x 93 x 14 mm, qui comprend les matériaux chimiques et l'enveloppe protectrice. Comme le décrit la Figure 3, ce volume est uniformément divisé en 315 éléments de dimensions 17,5 x 13,3 x 4,7 mm dont les centres constituent les nœuds du modèle nodal (soit une subdivision en 15 x 7 x 3 éléments). La cellule étant constituée d'un empilement de feuillets électrochimiques de faible épaisseur (de l'ordre de 10 à 100  $\mu\text{m}$ ), elle est supposée macroscopiquement homogène et orthotrope. Il sera également admis que la puissance thermique est générée uniformément au sein de la cellule.

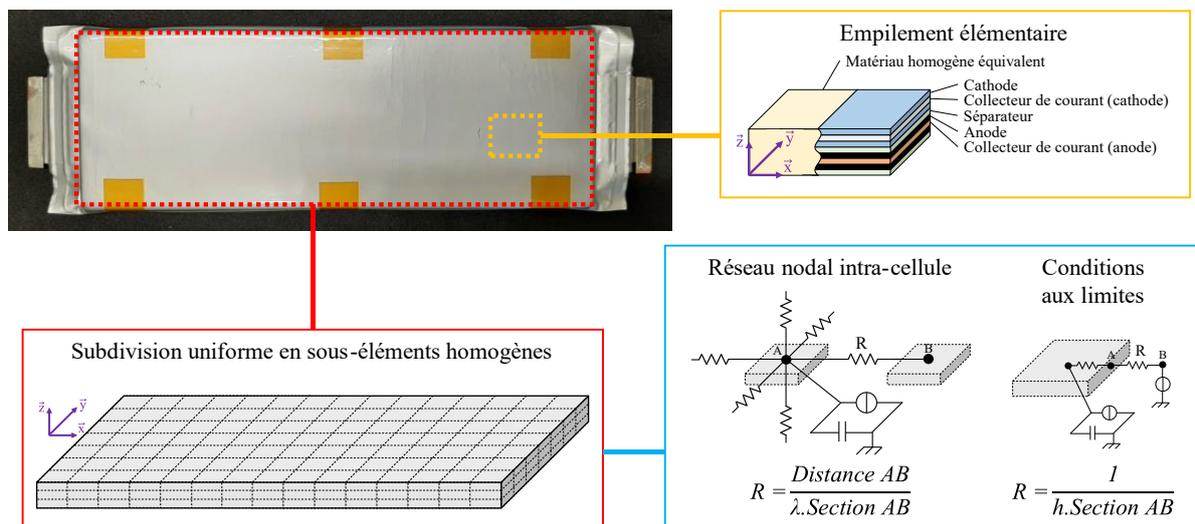


Figure 3 : Modélisation nodale

A l'échelle macroscopique, les transferts thermiques au sein de la cellule sont considérés purement conductifs, ce qui se modélise par une résistance de conduction thermique entre deux nœuds. En outre, la construction d'une cellule de type pouch (empilement de feuillets) réduit son anisotropie à deux directions. Dans ce qui suit, nous nommons donc  $\lambda_{\parallel}$  (conductivité parallèle) la conductivité thermique de la cellule dans le plan  $(x,y)$ , et  $\lambda_{\perp}$  (conductivité transverse) la conductivité thermique de la cellule selon l'axe  $z$ . Les échanges thermiques entre la cellule et l'air de l'enceinte sont de type conductifs, convectifs et/ou radiatifs. Etant donné que la température de surface de la cellule reste proche de celle de l'enceinte, l'ensemble de ces échanges peuvent être linéarisés en employant une loi de Newton avec un coefficient de transfert thermique équivalent  $h$ . Dans le modèle nodal, cela se traduit donc par une unique résistance convective entre un nœud de surface et le nœud « enceinte thermostatique », supposé isotherme. Dans un souci de simplification, les conditions aux limites sont considérées uniformes pour chaque surface de la cellule. Les formules analytiques des résistances de conduction et de convection thermique reprennent l'analogie thermique-électrique. Elles sont précisées sur la Figure 3.

## 4. Résultats expérimentaux

### 4.1. Calcul de l'impédance

La puissance thermique générée par la cellule et définie par l'équation (2) contient deux composantes : une partie irréversible équivalente à l'effet Joule, et une partie réversible (en fonction de la charge ou de la décharge) plus faible. En moyennant la puissance thermique sur une période du signal porteur, cette composante réversible peut donc être ignorée, et la puissance est corrélée à la fonction  $g$  définie par l'équation (3). Cette fonction servira également à corrélérer la température des thermocouples. Les termes d'indice 1 sont ceux employés dans l'équation (1) pour le calcul de l'impédance thermique.

$$g(t) = A_0 + A_1 \cdot \cos(2\pi \cdot f_z \cdot t + \phi_1) + A_2 \cdot \cos(4\pi \cdot f_z \cdot t + \phi_2) \quad (3)$$

### 4.2. Calibration du modèle nodal

Les paramètres du modèle nodal sont calibrés en corrélant le spectre d'impédance thermique de chaque thermocouple. Etant donné que seule la température de surface de la batterie est mesurée, calibrer simultanément l'ensemble des paramètres engendrerait des incertitudes importantes. Pour cette raison, la calibration s'effectue en deux étapes.

Le modèle nodal est développé sous SIMULINK. Les paramètres sont calibrés selon la méthode des moindres carrés avec la fonction *lsqcurvefit* dans MATLAB. Etant donné que l'impédance à haute fréquence présente généralement de l'instabilité, seuls les points correspondants aux fréquences inférieures ou égales à 0,4 mHz seront pris en compte.

#### 4.2.1. 1<sup>ère</sup> étape : résistances de transfert thermique entre la batterie et l'enceinte

Dans un premier temps, les conditions aux limites du modèle sont déterminées en calibrant les résistances d'échanges thermique entre la cellule et l'enceinte. En raison de la géométrie de la batterie (symétries, faible épaisseur) ainsi que du montage, quatre résistances sont considérées :  $R_x$ ,  $R_y$ ,  $R_{z,0}$  et  $R_{z,1}$ . Les indices  $x$ ,  $y$  et  $z$  indiquent respectivement les bords normaux aux axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  (cf. Figure 3). Les indices 0 et 1 de  $R_z$  renvoient respectivement aux faces inférieure et supérieure de la cellule.

Les propriétés thermiques de la batterie sont encore inconnues à ce stade de l'étude. Des valeurs de références sont donc utilisées pour cette étape de calibration :  $c_p = 1127 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $\lambda_{\parallel} = 20,0 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $\lambda_{\perp} = 1,29 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . Ces valeurs ont été préalablement obtenues à 20°C et 50% de SOC par une approche basée sur la corrélation d'un modèle analytique avec des données expérimentales (température de la batterie sous échauffement local adiabatique).

	Echanges thermiques	Résistance thermique - $R$	Coefficient de transfert - $h$
	/	$\text{K.W}^{-1}$	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
$R_x$	Air + Bornes	181	89
$R_y$	Air	3680	3,3
$R_{z,0}$	Mousse + Air	2744	1,6
$R_{z,1}$	Air	145	30

Tableau 3 : Calibration des conditions limites

Les résistances d'échange thermique sont donc calibrées en utilisant le spectre d'impédance thermique obtenu à 50% de SOC. Les valeurs des résistances, des coefficients de transfert

équivalent ainsi que les milieux d'échanges sont indiqués dans le Tableau 3.  $R_{z,1}$  correspond à la succession des transferts thermiques entre la surface inférieure de la cellule et l'air (cellule-mousse-étagère-air), ce qui explique sa nette différence à  $R_{z,0}$ , directement associée à la ventilation de l'enceinte. La valeur de  $R_y$  suggère que le refroidissement par les tranches de la cellule demeure très faible, bien que les échanges soient de même nature que pour  $R_{z,0}$ . Ce constat est contraire avec  $R_x$ , de valeur bien plus faible. Cela s'explique par le puits thermique que constituent les bornes de la batterie, elles-mêmes refroidies par le flux d'air.

Les spectres d'impédance expérimentaux et calibrés sont tracés sur la Figure 4 pour les quatre thermocouples. Les écarts d'impédance entre les thermocouples rendent compte de l'anisotropie de la batterie. La précision de la calibration est définie par :  $|Z_{\text{exp}} - Z_{\text{nod}}|/|Z_{\text{exp}}|$ . Sur l'ensemble des thermocouples et des fréquences, la précision moyenne est égale à 4,6%.

#### 4.2.2. 2<sup>ème</sup> étape : paramètres thermiques de la batterie

Il reste ainsi à calibrer les grandeurs  $c_p$ ,  $\lambda_{||}$  et  $\lambda_{\perp}$  en fonction du SOC. La résolution de mesure de la température empêche une mesure fine de celle-ci, ce qui rend la calibration de  $\lambda_{\perp}$  moins pertinente. Considérant de plus que  $\lambda_{\perp}$  soit significativement inférieure à  $\lambda_{||}$ , il est donc admis que l'évolution de  $\lambda_{\perp}$  soit négligeable par rapport à  $\lambda_{||}$ . Par conséquent, la grandeur  $\lambda_{\perp}$  est maintenue à sa valeur de référence.

Les valeurs calibrées de  $c_p$  et  $\lambda_{||}$  sont tracées sur la Figure 5. La précision moyenne de la calibration varie entre 3,2% et 4,7% selon le SOC. Des courbes d'interpolation polynômiale du second ordre sont tracées afin de souligner la tendance apparente. L'interpolation suggère que la capacité et la conductivité thermique atteignent leur maximum autour de 60% de SOC et baissent plus fortement à faible SOC. Lors du calcul de l'interpolation, les points à 30% et 70% de SOC ont été exclus (interruption de la continuité de  $\lambda_{||}$  et incohérence physique). Ces valeurs incohérentes, et plus généralement la dispersion des valeurs, sont principalement due aux incertitudes de mesures de la température, qui se répercutent sur le calcul de l'impédance.

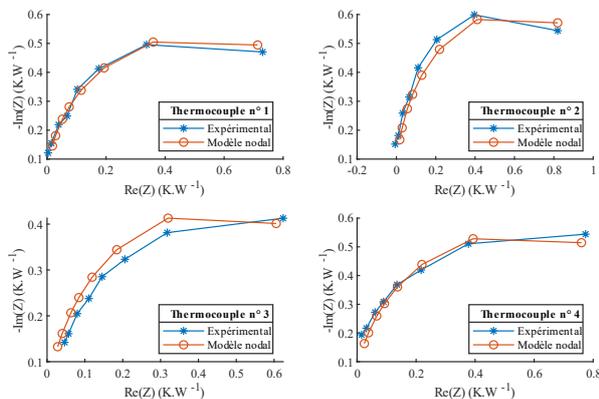


Figure 4 : Spectre d'impédance thermique à 50% de SOC (fz décroissante de gauche à droite)

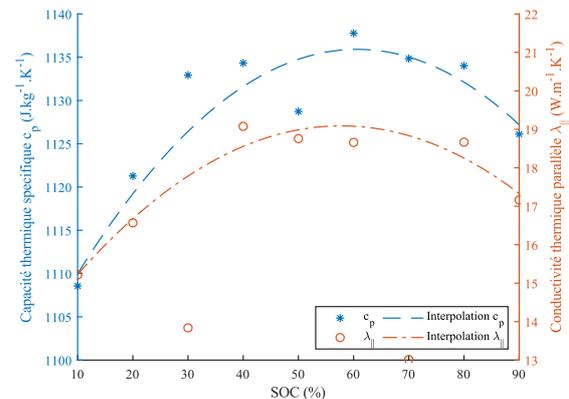


Figure 5 : Capacité thermique et conductivité thermique parallèle de la batterie à 20°C

## 5. Conclusion

La TIS permet de caractériser thermiquement une batterie Li-ion en fonction du SOC et de la température. La méthode présentée dans cet article peut toutefois être affinée par l'utilisation de sondes de températures plus précises. Elle est néanmoins applicable à tout type de batterie (pouch, prismatique, cylindrique) et ne nécessite que de bancs d'essais batterie standards. Par conséquent, elle propose un gain de temps significatif pour la caractérisation électro-thermique

des batteries. En particulier, l'approche TIS peut être exploitée lors de check-up d'une batterie pour estimer ses paramètres thermiques en cours de vieillissement.

## Références

- [1] K. Smith and C. Y. Wang, Power and thermal characterization of a lithium-ion battery pack for hybrid-electric vehicles, *Journal of Power Sources*, 160-1 (2006), 662-673.
- [2] Y. K. Tan, J. C. Mao, and K. J. Tseng, Modelling of battery temperature effect on electrical characteristics of Li-ion battery in hybrid electric vehicle, *2011 IEEE Ninth International Conference on Power Electronics and Drive Systems* (Singapour, 5-8 dec. 2011), 637-642.
- [3] J. Vetter, P. Novák, M. R. Wagner, C. Veit, K. C. Möller, J. O. Besenhard, M. Winter, M. Wohlfahrt-Mehrens, C. Vogler and A. Hammouche, Ageing mechanisms in lithium-ion batteries, *Journal of Power Sources*, 147-1 (2005), 269–281.
- [4] M. Petzl, M. Kasper, and M. A. Danzer, Lithium plating in a commercial lithium-ion battery – A low-temperature aging study, *Journal of Power Sources*, 275 (2015), 799–807.
- [5] E. Peled and S. Menkin, Review—SEI: Past, Present and Future, *Journal of The Electrochemical Society*, 164-7 (2017), A1703.
- [6] A. Jossen, Fundamentals of battery dynamics, *Journal of Power Sources*, 154-2 (2006), 530-538.
- [7] S. Buller, M. Thele, E. Karden, and R. W. De Doncker, Impedance-based non-linear dynamic battery modeling for automotive applications, *Journal of Power Sources*, 113-2 (2003), 422-430.
- [8] E. Prada, D. Di Domenico, Y. Creff, J. Bernard, and V. Sauvant-Moynot, A coupled OD electrochemical ageing & electro-thermal Li-ion modeling approach for HEV/PHEV, *2011 IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference* (Chicago, IL, USA, 6-9 sept. 2011), 1-8.
- [9] J. P. Schmidt, D. Manka, D. Klotz, and E. Ivers-Tiffée, Investigation of the thermal properties of a Li-ion pouch-cell by electrothermal impedance spectroscopy, *Journal of Power Sources*, 196-19 (2011), 8140-8146.
- [10] M. Swierczynski, D. I. Stroe, T. Stanciu, and S. K. Kær, Electrothermal impedance spectroscopy as a cost efficient method for determining thermal parameters of lithium ion batteries: Prospects, measurement methods and the state of knowledge, *Journal of Cleaner Production*, 155-1 (2017), 63-71.
- [11] E. Barsoukov, J. H. Jang, and H. Lee, Thermal impedance spectroscopy for Li-ion batteries using heat-pulse response analysis, *Journal of Power Sources*, 109-2 (2002), 313-320.
- [12] M. Fleckenstein, S. Fischer, O. Bohlen, and B. Bäker, Thermal Impedance Spectroscopy - A method for the thermal characterization of high power battery cells, *Journal of Power Sources*, 223 (2013), 259-267.
- [13] P. Keil, K. Rumpf, and A. Jossen, Thermal impedance spectroscopy for Li-ion batteries with an IR temperature sensor system, *2013 World Electric Vehicle Symposium and Exhibition* (Barcelone, Espagne, 17-20 nov. 2013), 1-11.
- [14] J. P. Schmidt, A. Weber, and E. Ivers-Tiffée, A novel and precise measuring method for the entropy of lithium-ion cells:  $\Delta S$  via electrothermal impedance spectroscopy, *Electrochimica Acta*, 137 (2017), 311-319.

## Remerciements

Cette étude est financée par le CRITT M2A et BPI France dans le cadre du projet OECTE, lauréat du plan France Relance. Les auteurs tiennent à remercier les techniciens d'essai électrique pour leur assistance lors de la phase expérimentale, qui a été entièrement réalisée au sein du CRITT M2A.

# Fast scanning photothermal radiometry - towards in plane thermal characterization of micro structured devices

Alejandro MATEOS-CANSECO<sup>1</sup>, Andrzej KUSIAK<sup>1</sup>, Jean-Luc BATTAGLIA<sup>1</sup>

<sup>1</sup>I2M Laboratory, UMR CNRS 5295, University of Bordeaux

351 cours de la libération, 33400 Talence, France

\*(Corresponding author: alejandro.mateos-canseco@u-bordeaux.fr)

**Abstract** - In this work, a fast photothermal radiometry with micrometric resolution is developed in order to enable the in-plane thermal characterization. The use of an optical arrangement allows the formation of the heating spot and measurement area at the same front sample surface. The heating spot of  $6.6 \mu\text{m}$  in diameter is formed by focusing the laser; the measurement area of  $12.5 \mu\text{m}$  in diameter is an image of the detector over the sample surface. The sample mounted over a translation stage permits its scanning with a micrometric precision. The use of modulated excitation allows exploring in a frequency range from 200 Hz up to 100 kHz. This technique is used to perform the thermal characterization of micro structured devices.

## Nomenclature

$A$	signal amplitude, a.u	$\phi$	phase lag, rad, degrees
$M$	emittance, $\text{W}/\text{m}^2$	$\rho C_p$	volumetric heat capacity, $\text{J}/\text{m}^3\text{K}$
$P$	power, W	$\varphi$	flux, $\text{W}/\text{m}^2$
$R$	measured signal	$\alpha$	Hankel variable
$S$	sensitivity function	$\epsilon$	total hemispherical emissivity
$T$	temperature, K	$\sigma$	Stephan-Boltzmann constant
$W$	width, m	$\omega$	angular frequency, <i>rad</i>
$k$	thermal conductivity, $\text{W}/\text{mK}$	<i>Index and exponent</i>	
$r$	radius, m	$m$	measurement
$x, y, z$	coordinate system axes	<i>det</i>	infrared detector
<i>Greek symbols</i>		$\infty$	semi infinite media
$\theta$	temperature frequency domain, $K$		

## 1. Introduction

The continuous effort to improve the energy efficiency drives the development of new microstructured materials with enhanced thermal properties for a wide range of applications, from building thermal insulation [1, 2] to microelectronic application [3], where a key performance parameter is thermal conductivity. Moreover, assessment of heat transfer at microscale permits understanding behavior and design of different kinds of systems like microelectronic or micro-electro-mechanical devices with effective properties of composite materials. Thus, measurement of thermal properties of micro and nanostructured materials becomes an essential and challenging task.

One distinguish two main classes of methods for thermal characterization at micro-nanoscale: the contact and contactless methods. The main drawback of contact methods like SThM [4, 5], is the presence of the additional unknown parameters relating to the contact itself and the significant thermal inertia of the probes which limits its application to low frequency region. On

the other hand, the contactless methods are carried out without interaction probe-sample, allowing the study of faster dynamics. However, the contactless method are not suitable to achieve absolute temperature measurements.

One of these methods is the modulated photothermal radiometry (MPTR) which has been taken as the starting point for the development of a new scanning configuration setup. The photothermal radiometry [6] is a contactless and thus non-intrusive measurement technique designed for the thermal characterization of various types of materials and thin films. It is based on monitoring the emitted infrared radiation from the surface of the sample resulting from a photothermal periodic excitation provided by a laser. Along the years, the method has been improved in experimental and theoretical aspects [7, 8], and now a configuration of scanning photothermal radiometry at micrometric spatial resolution is presented in order to make it possible to study in-plane anisotropic thermal properties at frequencies above the limit of the infrared cameras which frame rate is limited to around 30 kHz for high speed cameras in sub-frame acquisition and several hundreds of Hz for most used cameras in full frame acquisition mode. Additionally, in the lock-in configuration a lower study frequencies have to be imposed to allow a good sampling [9–11].

## 2. Photothermal radiometry principle

Photothermal radiometry is based on monitoring the infrared radiation from the sample surface consequently to a photothermal excitation provided by a modulated laser. Considering a periodic heat flux  $\varphi = \varphi_0 \cos(\omega t)$  applied at the sample front face, the temperature increase of the sample is composed of a continuous and a transient part as:  $\Delta T(t) = \Delta T_0 + \Delta T_\omega \cos(\omega t + \phi)$ . Assuming a weak enough disturbance, to produce a small temperature increase, the variation of the emitted radiation can be linearized as:  $\Delta M \approx 4\epsilon\sigma\Delta T_0^3 \Delta T_\omega \cos(\omega t + \phi)$ . In this way it is possible to monitor the sample surface temperature  $\Delta T$  by measuring the radiant emittance  $\Delta M$ , from the same excitation front face, with an infrared detector.

In a general manner, the signal recorded by the infrared detector, in frequency domain is:  $R(j\omega) = A(\omega)e^{j\phi(\omega)}$ . Where the amplitude,  $A(\omega)$ , is proportional to the emittance and thus, to the temperature variation  $\Delta T_\omega$ . Absolute temperature measurement requires a calibration process and knowing accurately the emissivity of the sample surface that comes to be a difficult task. Nevertheless, the phase-lag,  $\phi(\omega)$ , is sensitive to the sample thermal properties, this measurement is used as the explanatory variable within the parameter identification process.

## 3. Experimental Setup

### 3.1. Description of the setup

The experimental setup is presented in figure 1 with schematic representation on the right and the real implementation on the left. In this arrangement the three bands of the light spectrum are exploited: the visible spectrum (in green), the laser with wavelength,  $\lambda = 1064$  nm (in yellow), and the emitted infrared radiation which maximum power is centered around  $\lambda \approx 10$   $\mu\text{m}$  (in red). The use of a reverse Cassegrain microscope objective with reflectance  $> 96\%$  over 240 nm–20  $\mu\text{m}$  wavelength operation region makes it possible to focus the laser beam over the sample surface and collect the emitted infrared radiation from the sample surface consequently to the periodic photothermal excitation. It makes it also possible to obtain the visible image of the sample surface.

Represented in yellow in figure 1, a continuous laser beam is sent through an acousto-optic

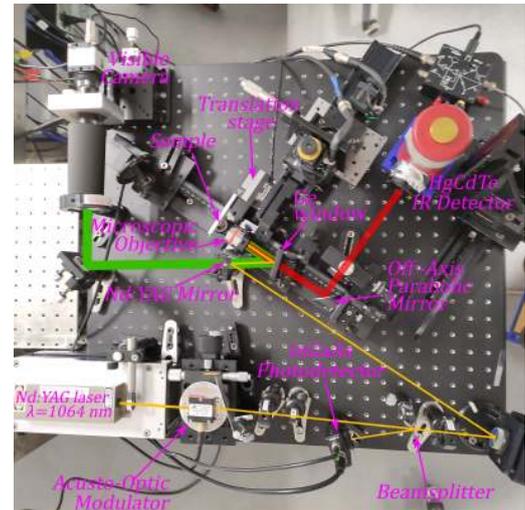
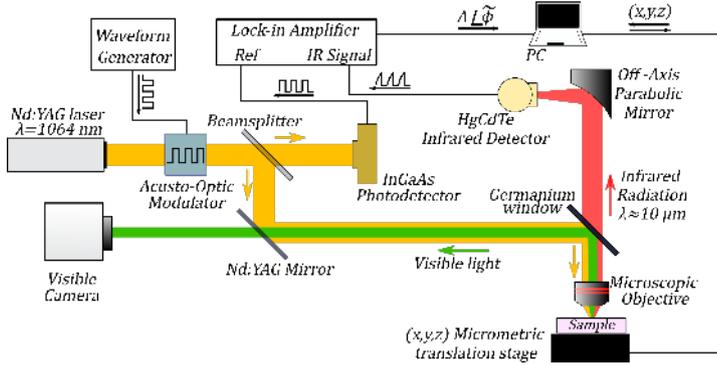


Figure 1 : Schematic diagram of experimental setup (right). Real setup (left).

(A-O) modulator to generate the periodic heat flux. A waveform generator drives the frequency, shape and amplitude of the A-O modulator. In order to avoid a possible phase lag due to the waveform generator and the acousto-optic modulator driver, a fast InGaAs photodetector is used as a reference for the measurements. After the A-O modulator a beamsplitter send a fraction of the laser to the photodetector and the rest is sent by a couple of windows/mirrors to the microscope objective which focuses the laser onto the sample surface. Illustrated in red, the emitted infrared radiation is collected by the microscope objective and sent through a germanium window, which filters the laser, to an off-axis parabolic mirror to focus it at the infrared detector. Finally in green, the visible light is collected by the microscope objective and reflected by the germanium window to go through Nd:YAG mirror, which is transparent for visible light, to reach the visible camera.

The measurement of the amplitude and phase lag between the disturbance (photodiode signal) and the IR radiation (detector) is performed using a lock-in amplifier. This device makes it possible to detect a signal drowned in a noise with high magnitude. In this way the phase lag measured by the lock-in amplifier,  $\tilde{\phi}(\omega)$ , has only two contributions, the phase lag linked to the thermal response,  $\phi(\omega)$ , and the one generated by the infrared detector and associated amplifier,  $\phi_{det}(\omega)$ , whose function has to be calibrated (at  $\lambda = 1064$  nm) to finally get the thermal phase lag as:

$$\phi(\omega) = \tilde{\phi}(\omega) - \phi_{det}(\omega) \quad (1)$$

For the phase detector calibration, the HgCdTe sensor is placed in the path of the laser, between the beamsplitter and the Nd:YAG mirror, to be directly stimulated by the laser (1064 nm wavelength). With this configuration, using the InGaAs photodetector as reference, one can measure the phase lag,  $\phi_{det}(\omega)$ , introduced by the detection system.

A LabView based graphic user interface has been developed in order to manage the involved instrumentation and set the desired experimental conditions as well as collect and show the recorded information during the experiment.

### 3.2. The scanning system

The cartographic image formation from a pixel by pixel measurement made with the infrared sensor is achieved by scanning the sample surface. In the sweep process the sample

surface is displaced at constant velocity in the focal plane, perpendicular to the fixed laser beam propagation axis. For this, the sample is mounted over a 3-axis piezoelectric translation stage (P-611K101 from PI) with travel range to  $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ . This precision displacement system is equipped with position sensors which allows to know the position of the plate while a feedback loop guarantees the exact and well repeatable positioning of the plate, thus avoiding a possible phenomenon of hysteresis.

### 3.3. Estimation of heating and measurement area

In order to know the spot diameter of the focused laser, the widely used knife edge method for beam characterization has been implemented. It allows quick, inexpensive and accurate determination of the beam parameters [12]. This technique consist in moving a knife edge perpendicular to the direction of propagation of the laser beam and record the total transmitted power as a function of the knife edge position. Assuming a laser beam with Gaussian distribution propagating along  $z$  axis, the measured power and the knife-edge position are related by the error function as:

$$P(y) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \text{erf} \left( \frac{\sqrt{2}(y - y_0)}{r_s} \right) \right] \quad (2)$$

Where  $P$  is the power transmitted,  $y$  is the knife-edge position,  $y_0$  is the center position of the beam distribution and  $r_s$  is the effective beam radius, at which the intensity drops at  $1/e^2$  times the maximum value. The parameter  $r_s$  can be found by fitting the equation 2 and the measured data. This measurement process was carried out for 25 points spaced at  $1 \mu\text{m}$  along the propagation axis  $z$ , in the neighborhood of the focal plane of the microscope objective. The experimental configuration is represented in Figure 2. The  $r_s$  obtained in function of the position  $z$ , follows a Gaussian beam propagation behaviour described as:

$$r_s(z) = r_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z - z_0}{b} \right)^2} \quad (3)$$

Where  $r_0$  is the beam radius at the focal plane, also named beam waist,  $z_0$  is the location of the focal plane and  $b$  is the Rayleigh length, defined as the distance over which the beam radius spreads by a factor of  $\sqrt{2}$ . Figure 3 shows the measured beam propagation profile and the fitting curve with the equation 3 where the beam radius at the focal plane  $r_0 = 3.3 \pm 0.034 \mu\text{m}$  and Rayleigh length  $b = 5.97 \pm 0.098 \mu\text{m}$  were identified.

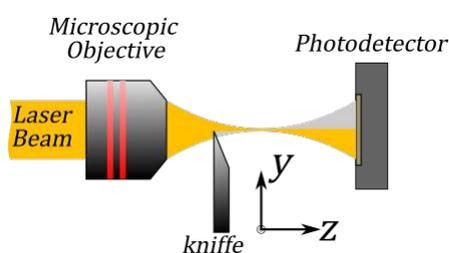


Figure 2 : Schematic representation of Knife-edge method for Gaussian beam characterization.

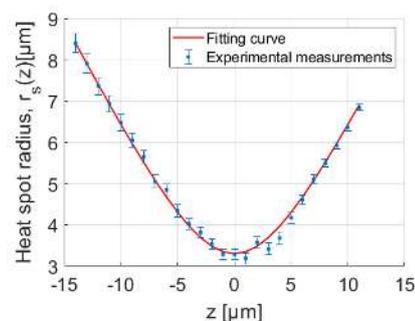


Figure 3 : Beam radius measured and fitting curve at  $z_0 = 0$

About the measurement area, this is the one corresponding to the image of the sensor over the sample surface and to know it the magnification of the optical system was employed. The

sensing optical system is composed of two elements, the microscope objective with a focal length  $f_o = 5$  mm and the off-axis parabolic mirror with a focal length  $f_m = 200$  mm. Since the sample is placed at the focal length of the microscopic objective and the infrared detector is placed at the focal length of the off-axis parabolic mirror, the magnification of the optical system (from the sample to the sensor) is given by the ratio of the focal lengths,  $m = f_m/f_o = 40$ , that means the sensing area is 40 times smaller than the sensor size. As the HgCdTe sensor has a square active area with  $500 \mu\text{m}$  width, one gets that the sensing area over the sample surface is a square with  $12.5 \mu\text{m}$  width.

#### 4. Validation on bulk sample

To test the experimental setup performance, a bulk stainless steel sample was used to run a thermal characterization study, with the thermal conductivity as a target property. The sample was placed at the focal plane,  $z = 0$ . To simplify the problem, the measurement area was considered as the circular area. Thereby, when a heat flux with Gaussian distribution of radius  $r_0 = 3.3 \mu\text{m}$  is applied at the sample surface, the average temperature over the aimed area of radius  $r_m = 6.25 \mu\text{m}$  is:

$$\bar{\theta}(j\omega) = \varphi_0 \frac{r_0^2}{2kr_m} \int_0^\infty \frac{e^{-\frac{\alpha^2 r_0^2}{8}} J_1(\alpha r_m)}{\sqrt{\alpha^2 + \frac{j\omega\rho C_p}{k}}} d\alpha \quad (4)$$

where  $k$  and  $\rho C_p$  are the sample thermal conductivity and volumetric heat capacity respectively and  $J_1$  is the first kind Bessel function of order 1. With the phase-lag defined as:  $\phi = \arg(\bar{\theta})$ , the thermal conductivity can be found by fitting the experimental data with the model.

The equation 4 allows to calculate the reduced sensitivity function of the phase,  $S_P(a_i) = a_i \partial\phi / \partial a_i$ , to the parameters  $\mathbf{a} = [r_0, r_m, k]$ . Figure 4 shows the sensitivity function of the phase for a frequency range from 200 Hz to 100 kHz, this is the frequency window at which the experiment can be completed. One can observe that the sensitivity to  $r_0$  is almost constant and close to 0, that means higher tolerance to the spot radius perturbations in full frequency range. On the other hand, absolute value of the sensitivity to the measurement radius increase with the frequency and is always bigger than the sensitivity to the thermal conductivity, which makes the setup less tolerable to the out of focal measurements. In addition, figure 4 shows a correlation between  $S_P(r_m)$  and  $S_P(k)$ , that means one can't estimate both parameters at same time, and the variations in measurement area will produce a different thermal conductivity value.

Figure 5 shows the experimental data and the fitting curve (using Levenberg-Marquardt algorithm). For the measurements frequency range a compromise had to be done between the frequency region for the best sensitivity and the region at which the signal was measured correctly, finally the 5 kHz - 50 kHz range was selected. In order to reduce the noise in the acquisition process, an statistical treatment was done by average several hundreds of measurements from the same point until reach the standard deviation lower to the 10 %, and each point is presented with its standard variation. However, it is clearly observed that residuals are not white, meaning the model is biased, that could be because the calibration has been made at the laser wavelength (1064 nm) that is not the working wavelength for the infrared detector (from 2 up to 12  $\mu\text{m}$ ). From the experiments a thermal conductivity  $k = 14.17 \pm 1.12$  W/mK was found, which is consistent with the value measured by the Hot Disk method,  $k = 14.45 \pm 0.98$  W/mK, for both methods  $\rho C_p = 4 \times 10^6$  J/m<sup>3</sup>K was used. In addition, in figure 5 is shown the phase lag,  $\phi_{det}(\omega)$ , introduced by the detector and the measurement chain.

In order to assess the tolerance with respect to out of focal measurements, the same experiment was carried out for  $z = \pm 1, 2, 3, 4, 5 \mu\text{m}$ . Figure 6 shows the estimated thermal conductivity versus the distance from the focal plane. One can observe that, in this configuration, for the region around  $1 \mu\text{m}$  of the focal plane, the variation on the estimated thermal conductivity is lower than the standard deviation and represent only the 2% of the central value.

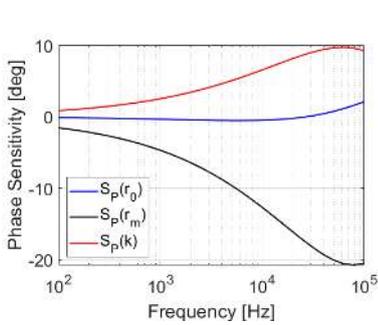


Figure 4 : Phase Sensitivity function.

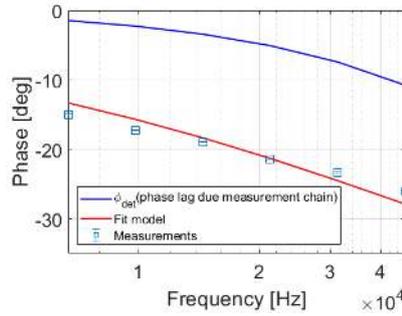


Figure 5 : Thermal phase lag vs excitation frequency, from the stainless steel sample.

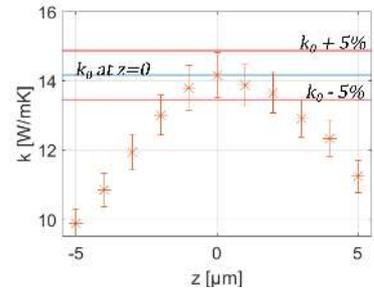


Figure 6 : Thermal conductivity vs position in  $z$ .

## 5. Scanning measurements

Once the experimental setup is validated on a bulk sample, image acquisitions have been performed in order to assess the possible resolution of the device. For this purpose, thin stripes from 3 omega method patterns were used. The strip is made of 400 nm Pt layer deposited over 400 nm Ge – Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> (GGST) layer, all over a Si substrate with 400 nm SiN layer. The schematic representation of the thin strip is presented in Figure 7.

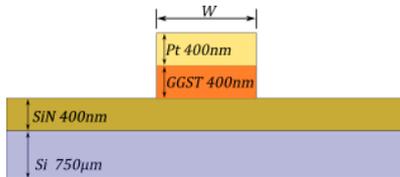


Figure 7 : Cross section of 3 omega strip.

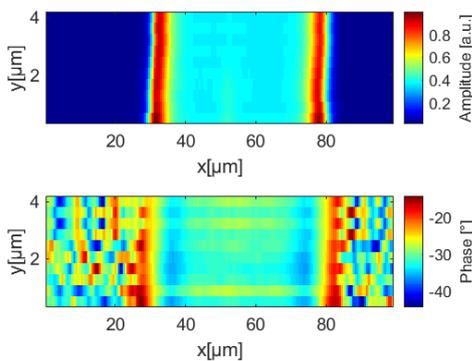


Figure 9 : IR Image of  $50 \mu\text{m}$  width strip over SiN-Si substrate.

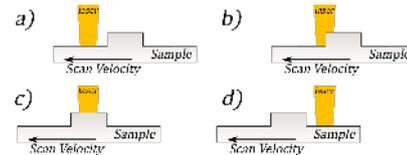


Figure 8 : Line scanning process, from a) to d).

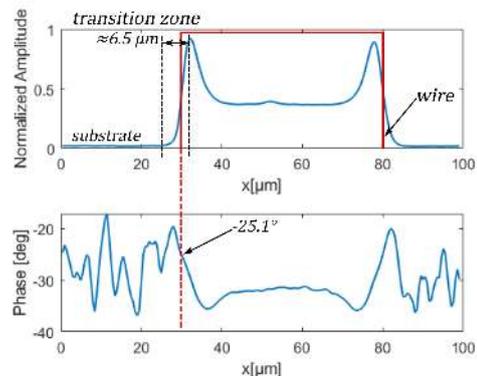


Figure 10 : Normalized amplitude and phase lag at  $y = 1 \mu\text{m}$ .

For the first scanning measurement, a strip with  $W = 50 \mu\text{m}$  width was used. The scanning area is  $100 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  and one measurement (pixel) was taken each  $0.5 \mu\text{m}$  while the sample

was traveling at  $5 \mu\text{m}/\text{s}$  with a flux excitation at 99 kHz. Figure 8 shows the scanning process for one line. The lock-in acquisition time was set at 100 ms.

The scans of amplitude and phase measured are shown in Figure 9, where the 3 omega pattern is clearly visible in both amplitude and phase image. On the amplitude cross section shown in Figure 10, one can easily note the strip region raising over the substrate. Here, it is important to remember that this raising is not related to the height of the metallic region but to the change in the emittance and thermal properties. One can also identify a transition zone corresponding to the edge where the laser is over the substrate and the strip at same time, as shown in Figure 8-b), the width of this zone is estimated to be around  $6.5 \mu\text{m}$ . Inside the strip zone, one can see that there is a variation between the central zone and the edge of the strip, that is probably due the heat confinement effect when the laser is close to the edge. On the phase cross section graphic (Figure 10) one can identify the same zones that in the amplitude plot, with the difference that the section corresponding to the substrate is mostly noisy. This is because the signal seems too low to be measured accurately, and contrary to the amplitude which values drop around zero, the phase is noisy.

To further challenge the resolution capabilities, one strip with 300 nm width was scanned. Figure 11 shows the obtained image. One more time, the contrast between the strip and the substrate is clearly visible, in both amplitude and phase. On the cross section, one can identify the region related to the strip, as a peak in the amplitude plot and a flat region in the phase plot, similar to those for the larger strip.

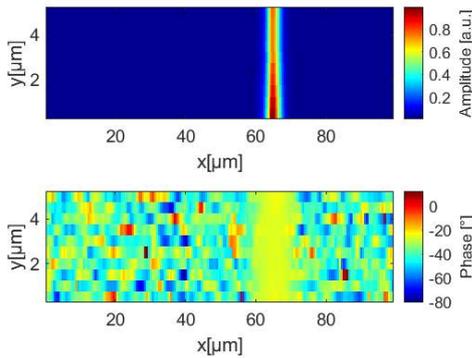


Figure 11 : IR Image of 300 nm width strip over SiN-Si substrate.

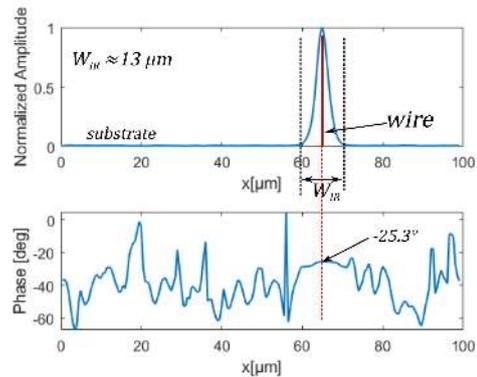


Figure 12 : Normalized amplitude and phase lag at  $y = 1 \mu\text{m}$ .

One can observe also, that the width of the measured signal,  $W_{IR}$  is much larger than the strip, the same widening phenomena occurs with the  $50 \mu\text{m}$  strip (the transition zone at each side of the strip) but here it is more evident. It is important to remark that the phase measured on the narrow strip ( $-25.3^\circ$  Figure 12) is the same as the phase measured at the edge of the  $50 \mu\text{m}$  strip ( $-25.1^\circ$  Figure 10), this suggests that the same two phenomena take place in the narrow strip, like in the edge region of the larger strip, modifying the measured signal with respect to the one measured in the center of the larger strip. On the  $50 \mu\text{m}$  strip one can observe the change in the phase due to the heat confinement (before entering the transition zone) because it is large enough to allow the evolution when the laser approaches the edge, but in a smaller strip the heat is always confined like in the edge region of the larger strip. In the same way the narrow strip is always inside a transition zone that produces the widening effect, thus both phenomena lead to the obtained measurements although only one is evident for the narrow strip.

The widening effect of the transition zone, comes from the convolution phenomena between

the measurement area profile and the emittance sample profile. To explain this, one has to note that the temperature has a Gaussian distribution in the measured region. Therefore when scanning across the strip, there is a Gaussian profile displacing over a square profile and the measured signal is the pondered value. Thus, one obtains the convolution of the two signals. Figure 13 shows a simulated convolution between a Gaussian distribution with a radius of  $6.25 \mu\text{m}$  as the temperature distribution and a square signal that represent the strip.

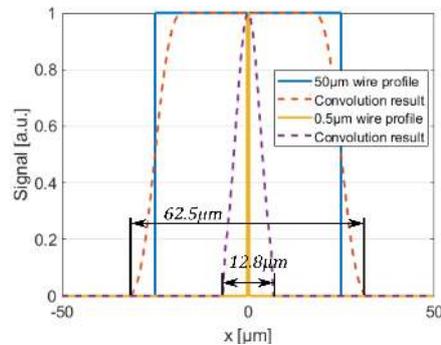


Figure 13 : Convolution of a gaussian and step signals.

The convolution effect shows the same widening behavior that is observed in figures 12 and 10 and the width of the convolution effect is consistent with the experimental results, giving a total width around  $13 \mu\text{m}$  for the narrow strip and  $63 \mu\text{m}$  for the larger strip. This permits to think that once knowing precisely the spatial function of the detector, the spatial deconvolution should allow to measure objects smaller than the measurement area with a good precision. In this way the ultimate resolution will be driven by the resolution of the translation stage of the scanning system.

## 6. Conclusion

A fast scanning photo-thermal radiometry setup for thermal analysis has been developed and validated on a bulk sample. It was shown that the device can perform accurate measurements located at its focal plane, with a tolerance of  $\pm 1 \mu\text{m}$ . From the scanning measurements, it is possible to extract information about the spatial pattern of the sample. Nevertheless, one has to be careful with the image interpretation and post processing because spatial convolution is not the only phenomena involved. As expected, the geometry plays an important role in the thermal response at this spatial scale.

The presented setup has shown the capability to detect sub-micrometric structured materials, if opaque, and perform fast measurements at high frequency. It has shown potential for the analysis of the edge effects on thermal distribution and for the study of constriction resistance and vertical contact resistance.

In future work, the integration of the experimental data with the finite element model will allow us to make a quantitative analysis and estimate the thermal properties of 3D structured samples.

## References

- [1] Elodie Perros. *Caractérisation locale du transfert de chaleur aux interfaces solide-solide dans les milieux isolants*. PhD thesis, Université Paris sciences et lettres, 2017.

- [2] Joris Doumouro. *Caractérisation de la laine de verre : étude des transferts de chaleur entre fibres de verre à l'échelle micrométrique*. Theses, Université Paris sciences et lettres, October 2020.
- [3] Anna Lisa Serra. *Nouvelle génération de mémoire à changement de phase non volatile pour des applications à très basse consommation*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2021.
- [4] A Majumdar, J P Carrejo, and J Lai. Thermal imaging using the atomic force microscope. *Applied Physics Letters*, 62(20):2501–2503, 1993.
- [5] Séverine Gomès, Nathalie Trannoy, Françoise Depasse, and Philippe Grossel. A.C. scanning thermal microscopy: Tip–sample interaction and buried defects modellings. *International Journal of Thermal Sciences*, 39(4):526–531, 2000. ISSN 1290-0729. doi: [https://doi.org/10.1016/S1290-0729\(00\)00232-5](https://doi.org/10.1016/S1290-0729(00)00232-5).
- [6] Per-Erik Nordal and Svein Otto Kanstad. Photothermal radiometry. *Physica Scripta*, 20(5-6): 659–662, nov 1979. doi: [10.1088/0031-8949/20/5-6/020](https://doi.org/10.1088/0031-8949/20/5-6/020).
- [7] Jean-Luc Battaglia, Andrzej Kusiak, and Kanka Ghosh. The use of photothermal techniques for thermal conductivity and thermal boundary resistance measurements of phase-change chalcogenides alloys. *Journal of Applied Physics*, 129(5):055106, 2021.
- [8] B. Abad, D.-A. Borca-Tasciuc, and M.S. Martin-Gonzalez. Non-contact methods for thermal properties measurement. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 76:1348–1370, 2017. ISSN 1364-0321. doi: <https://doi.org/10.1016/j.rser.2017.03.027>.
- [9] Agustín Salazar, Arantza Mendioroz, and Alberto Oleaga. Flying spot thermography: Quantitative assessment of thermal diffusivity and crack width. *Journal of Applied Physics*, 127(13):131101, 2020. doi: [10.1063/1.5144972](https://doi.org/10.1063/1.5144972).
- [10] Shrestha Ranjit, Kiso Kang, and Wontae Kim. Investigation of lock-in infrared thermography for evaluation of subsurface defects size and depth. *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing*, 16(11):2255–2264, 2015.
- [11] Ranjit Shrestha and Wontae Kim. Evaluation of coating thickness by thermal wave imaging: A comparative study of pulsed and lock-in infrared thermography – part ii: Experimental investigation. *Infrared Physics & Technology*, 92:24–29, 2018. ISSN 1350-4495. doi: <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2018.05.001>.
- [12] Marcos A. de Araújo, Rubens Silva, Emerson de Lima, Daniel P. Pereira, and Paulo C. de Oliveira. Measurement of gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis. *Appl. Opt.*, 48(2):393–396, Jan 2009. doi: [10.1364/AO.48.000393](https://doi.org/10.1364/AO.48.000393).



# Mesure de température en régime dynamique sur des matériaux opaques à haute température par méthodes multi-spectrales

## Dynamic temperature measurements of opaque materials at high temperatures using multi-spectral methods

Kamal ENNASS <sup>\*(1,2,3)</sup>, Benjamin REMY <sup>(1,2)</sup>, Vincent SCHICK <sup>(1,2)</sup> et Johann MEULEMANS <sup>(2,3)</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliquée, Université de Lorraine, CNRS, 2 Av. de la Forêt de Haye, 54500 Vandœuvre-lès-Nancy, France

<sup>2</sup> Laboratoire commun Canopée, CNRS, Université de Lorraine, Saint-Gobain

<sup>3</sup> Saint-Gobain Research Paris, 39 quai Lucien Lefranc, F-93303 Aubervilliers, France

\*(auteur correspondant : kamal.ennass@saint-gobain.com)

**Résumé** - La mesure de la température est soumise à des perturbations dues aux nombreux biais et bruits de mesure. Le contrôle précis de la température lors des procédés de fabrication des matériaux est un point crucial pour l'obtention des propriétés désirées. Dans le cadre de cette étude, l'outil métrologique utilisé est la thermographie infrarouge multi-spectrale qui présente l'avantage d'être une méthode sans contact, donc non perturbatrice des transferts de chaleur. Cet article présente les méthodes développées et les résultats théoriques obtenus sur l'estimation d'une température dynamique à la surface d'un matériau opaque, en prenant en compte des différents types de biais.

**Mots-clés** : Métrologie thermique ; Thermographie infrarouge ; Haute température ; Méthodes inverses.

**Abstract** - Temperature measurements are subject to disturbances due to numerous measurement biases and experimental noises. Precise temperature control during material manufacturing processes is crucial for obtaining the desired properties. In the context of this study, the metrological tool used for the measurements will be the multi-spectral infrared thermography, which presents the advantage of being a non-contact method, therefore not interfering with heat transfer. This article presents the theoretic results of the methods developed for the estimation of a dynamic temperature in an opaque material, while taking into account the different types of bias of the methods.

**Keywords**: Thermal metrology; Infrared thermography; High temperature; Inverse methods.

## 1. Introduction

Les mesures fiables et robustes des hautes températures sont essentielles pour de nombreuses applications industrielles. Une mesure précise permettra de contrôler et piloter des procédés industriels plus finement et de diminuer leur consommation énergétique.

Les principales problématiques industrielles concernant le développement de nouveaux matériaux portent sur la convenance entre les modèles développés (« *fit for purpose model* ») et leur mise en œuvre pour répondre aux questions de dimensionnement ou d'assistance technique avec un délai raisonnable. La validation et la calibration des modèles peuvent alors s'appuyer sur des grandeurs physiques mesurées *in situ* ou *in operando*.

La thermographie infrarouge multi-spectrale est un outil métrologique non-perturbateur qui permet de mesurer et de visualiser des champs de température sans contact à la surface d'un matériau. Contrairement aux outils de mesure avec contact (thermocouples, thermomètre à résistance...) qui présentent un risque d'endommagement aux hautes températures, les outils sans contact ont l'avantage de ne pas perturber le transfert de chaleur dans les matériaux avec une installation et maintenance relativement simples.

Il existe plusieurs travaux menés sur la mesure sans contact de la température de surface, nous pourrions citer notamment la pyrométrie à bande large, la pyrométrie monochromatique, la pyrométrie bichromatique (Krapez 2011 [1]), la pyrométrie polychromatique (ou multi-spectrale) (Araujo 2017 [2] ; Coates 1981[3] ; Duvaut 1995 [4] ; Gardner 1981 [5]), la pyrométrie active) (Loarer et al. 1990 [6] ; Loarer & Greffet 1992 [7] ; Eyal et al. 1998 [8]), Les biais des méthodes multi-spectrales ont aussi été récemment documentés (Krapez 2019 [9]).

Dans cet article, nous nous intéressons à la mesure non-intrusive de température sur des matériaux opaques. Cette étude est la continuité des travaux de thèse de Christophe Rodiet au LEMTA [10]. L'un des résultats importants de ces travaux a été de définir des longueurs d'ondes optimales pour la mesure de la température la plus précise possible en régime stationnaire tenant compte du rapport signal/bruit et de la méconnaissance de l'émissivité.

Dans le cadre de cette étude, nous prenons en compte la résolution temporelle pour évaluer l'applicabilité des algorithmes de minimisation et des mesures par voie optique dans le cas dynamique. Un défi majeur est la méconnaissance des propriétés optiques des matériaux et leur évolution en fonction de la température, la longueur d'onde et le temps, ce qui peut détériorer la précision d'estimation et présente un biais sur les différentes méthodes développées.

## 2. Méthodes

La méthodologie privilégiée consiste à combiner la thermographie infrarouge multi-spectrale avec des techniques inverses pour l'estimation de la température à la surface à partir d'un problème d'optimisation. La fonction coût que nous avons choisi de minimiser est l'écart quadratique entre le flux expérimental mesuré par la caméra infrarouge (ou simulé dans le cas des simulations numériques) et l'expression analytique du flux émis par un corps opaque donnée par la loi de Planck :

$$J(\beta(1), \beta(2), \dots) = \sum_{i=1}^n (\varphi^{exp}(\lambda_i) - \varphi(\lambda_i, \beta(1), \beta(2), \dots))^2 \quad (1)$$

Avec  $\beta$  le vecteur de paramètres à estimer et  $\varphi(\lambda_i, T) = \varepsilon_{\lambda_i} \frac{c_1 \lambda_i^{-5}}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_i T}\right) - 1}$  le flux radiatif émis par le corps opaque d'une émissivité  $\varepsilon_{\lambda_i}$  à la température T et la longueur d'onde  $\lambda_i$ .

Le nombre de longueurs d'ondes utilisées pour l'estimation (nombre d'équations) dépend du nombre de paramètres à estimer. L'existence des longueurs d'ondes optimales d'estimation en fonction du niveau de température du matériau que l'on souhaite caractériser, a été déjà démontré [10]. Ces longueurs d'ondes sont calculées en minimisant l'écart-type sur la température.

Dans le cas où nous souhaiterions estimer uniquement la température (méthode mono-spectrale), la matrice de sensibilité du flux au vecteur des paramètres  $\beta = T$  (de dimension (1x1) dans ce cas) à estimer serait définie par :

$$X = \frac{\partial \varphi(T)}{\partial T} \quad (2)$$

Nous pouvons aussi retrouver la matrice de variance-covariance à partir de la matrice de sensibilité  $X$  et l'écart-type sur le flux supposé constant  $\sigma_\varphi = 8.97 * 10^4 W.m^{-2}$  (valeur expérimentale obtenue avec la caméra infrarouge Cedip Titanium) :

$$cov(\beta) = \sigma_T^2 = (X^t X)^{-1} \sigma_\varphi^2 \quad (3)$$

La longueur d'onde optimale d'estimation est donc calculée en déterminant la valeur qui minimise l'écart-type sur la température :

$$\lambda_{opt} = argmin_\lambda(\sigma_T(T, \lambda)) \quad (4)$$

Nous calculons les longueurs d'ondes optimales dans l'intervalle de température [800K-1200K] que nous souhaitons estimer avec les méthodes multi-spectrale dans la partie suivante. Nous obtenons les valeurs suivantes avec l'écart-type minimal à chaque niveau de température :

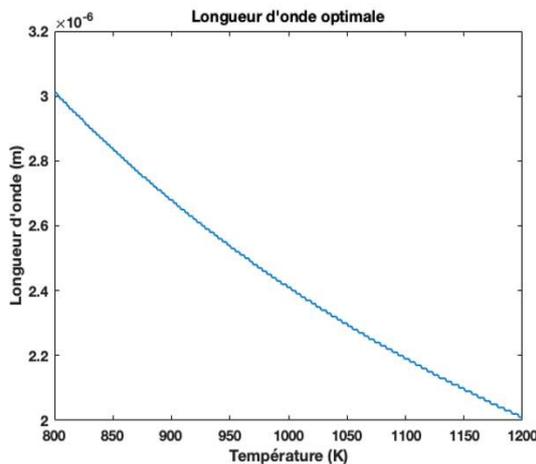


Figure 1 : Longueur d'onde optimale en fonction de la température à estimer

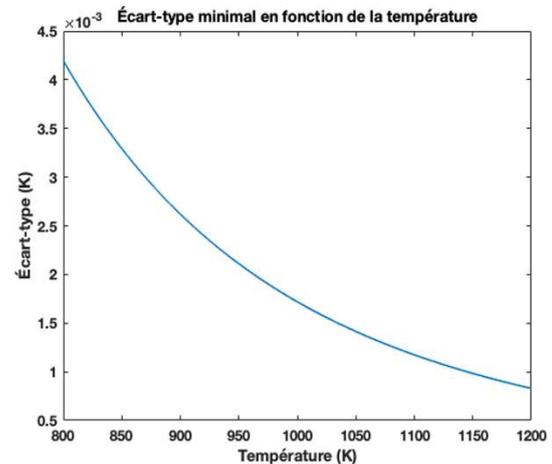


Figure 2 : L'écart-type minimal en fonction de la température à estimer

Nous utilisons la méthode de Levenberg-Marquardt pour l'estimation des paramètres [11,12], cet algorithme est implémenté dans un code Matlab [13] que nous utilisons.

### 3. Résultats

Les résultats présentés dans cette partie sont issus des simulations numériques, le flux radiatif « expérimental » est donc un signal simulé à partir de la loi de Planck auquel nous rajoutons un bruit de mesure  $\sigma_\varphi$  et un biais sur le flux qui représente la réflexion de 10% du flux provenant de l'environnement qui entoure le corps opaque et qui est réfléchi par sa surface.

La première méthode utilisée est la méthode mono-spectrale dans laquelle le seul paramètre à estimer est la température car nous supposons que l'émissivité du matériau est déjà connue.

Nous avons besoin que d'une seule longueur d'onde pour l'estimation dans le cas d'un système déterminé dans lequel le nombre de longueurs d'ondes égale au nombre de paramètres. Vu que la longueur d'onde optimale de mesure dépend du niveau de température et que nous sommes en train d'estimer des températures dynamiques, nous avons décidé de travailler avec une longueur d'onde optimale globale qui est la moyenne arithmétique des longueurs d'ondes optimales des températures à estimer. Les écart-types sur la température obtenus dans ce cas restent dans le même ordre de grandeur que les valeurs minimales.

Il existe un biais systématique dans la méthode mono-spectrale qui se traduit par la méconnaissance de la valeur d'émissivité qui correspond au matériau.

Nous simulons un flux radiatif à partir d'une température qui varie linéairement entre 800K et 1200K d'un corps opaque à la longueur d'onde optimale globale  $\lambda_{opt, globale} = 2.44\mu m$ .

Nous avons estimé la température dynamique et l'erreur d'estimation (résidu) pour différents niveaux de biais allant de 10% à 90% avec une émissivité réelle unitaire  $\varepsilon = 1$  (un biais de 10% signifie une émissivité supposée connue de 0.9 au lieu de 1).

L'erreur totale d'estimation est composée de l'erreur stochastique qui provient de la présence du bruit de mesure et de l'erreur systématique due au biais de la méthode utilisée. Plusieurs simulations ont démontré que la valeur de l'erreur stochastique est négligeable devant l'ordre de grandeur de l'erreur systématique. Nous supposons donc que l'erreur totale est égale à l'erreur systématique. Les résultats sont représentés sur la Figure 3:

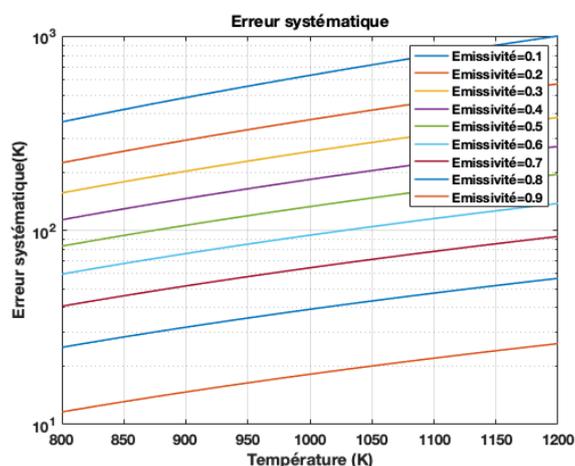


Figure 3 : L'erreur systématique sur la température en fonction de la température pour différents niveaux de biais. Méthode mono-spectrale.

Nous observons que même dans le cas d'un niveau de biais faible de 10%, l'erreur générée a un ordre de grandeur non-négligeable de  $10^1$  K. Quand la valeur connue de l'émissivité est loin de la valeur réelle (le cas d'un biais de 90%), nous arrivons à 1000K d'erreur. En pratique, nous n'atteignons jamais des niveaux de biais aussi élevés.

Nous constatons que la méthode mono-spectrale n'est pas pertinente pour l'estimation de la température car nous connaissons rarement la valeur réelle de l'émissivité et cela conduit à des erreurs systématiques non négligeables sur l'estimation.

Pour contourner ce biais, nous allons estimer simultanément la température et l'émissivité du corps à l'aide d'une méthode « bi-spectrale ». La fonction coût à minimiser dans le cas de cette méthode est :

$$J(T, \varepsilon) = \sum_{i=1}^2 (\varphi^{exp}(\lambda_i) - \varphi(\lambda_i, T, \varepsilon))^2 \quad (5)$$

Comme dans le cas de la méthode mono-spectrale, il existe un biais systématique dans la méthode bi-spectrale qui provient de l'hypothèse que l'émissivité reste constante dans la bande spectrale utilisée, ce qui n'est souvent pas le cas.

Nous travaillons avec une émissivité spectrale simulée avec le modèle de Drude suivant (qui arrive à décrire la dépendance spectrale de l'émissivité des matériaux métalliques purs et de surface lisse [10,14]) :

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{A}{\sqrt{\lambda - \lambda_0}} \quad (6)$$

Les paramètres  $A$  et  $\lambda_0$  sont calculés selon la variation souhaitée en fixant la valeur de l'émissivité aux deux extrémités de la bande spectrale (deux équations pour deux paramètres). Nous quantifions de la même manière l'erreur systématique obtenue à cause de ce biais aux longueurs d'ondes optimales globales  $\lambda_{opt, globale} = \{1.85\mu m, 4.52\mu m\}$  :

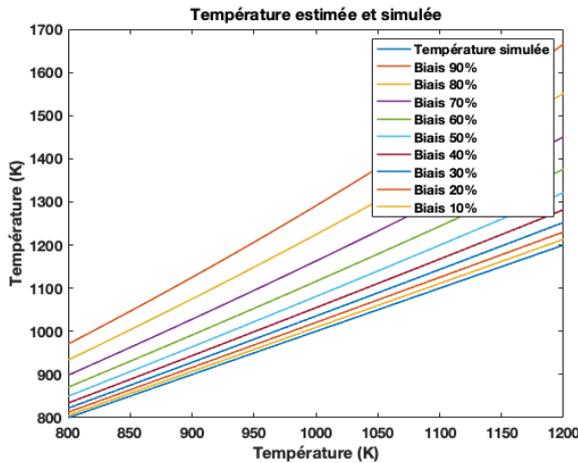


Figure 4 : Température estimée en fonction de la température. Méthode bi-spectrale.

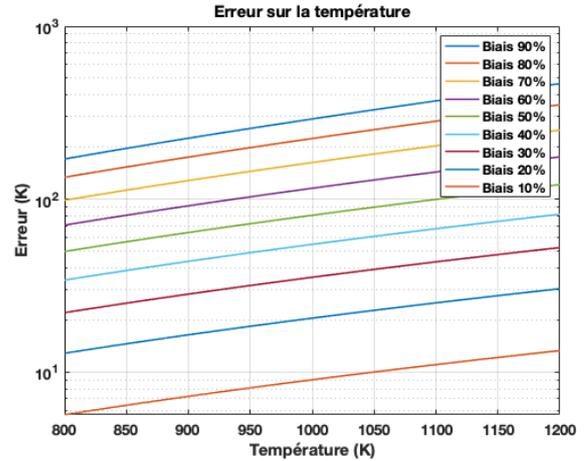


Figure 5 : Erreur systématique en fonction de la température. Méthode bi-spectrale.

Nous sommes donc amenés à développer une méthode qui arrive à estimer une émissivité spectrale pour une estimation plus précise sur la température. Nous introduisons donc, dans l'expression analytique de la loi de Planck, un modèle en éléments finis qui décrit la variation spectrale de l'émissivité :

$$\varphi = \left( \sum_{j=1}^n \varepsilon_{\lambda_j} N_j(\lambda) \right) \cdot \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} \quad (7)$$

L'avantage de l'utilisation des fonctions chapeaux  $N_j(\lambda)$  de type P1 (des polynômes d'interpolation de degré inférieur ou égal à 1) dans le modèle de l'émissivité est qu'elles

permettent d'assurer la continuité du modèle mais également de sa dérivée presque partout. La méthode est généralisable avec d'autres polynômes P2 ou P3 (les splines cubiques) pour modéliser des fonctions plus régulières.

Pour l'estimation, nous comparerons les résultats obtenus avec deux algorithmes différents : Levenberg-Marquardt (LVM) [11,12] et Particle Swarm Optimization (PSO) [15]. Contrairement au Levenberg-Marquardt, le PSO permet d'ajouter des contraintes d'intervalle sur les paramètres à estimer. Nous utilisons la toolbox Matlab « particleswarm ».

Nous choisissons d'estimer 7 coefficients d'émissivité  $\varepsilon_{\lambda_j}$  pour suivre la courbure du comportement expérimental (ou simulé) de l'émissivité. Avec un nombre faible de coefficients estimés, le modèle à fonctions linéaires par morceaux engendrerait des erreurs d'émissivité non négligeable aux longueurs d'ondes où la valeur du coefficient n'était pas estimée.

L'émissivité simulée est de type Drude variant entre 1 et 0.6 dans la gamme spectrale  $\lambda = [2\mu\text{m}, 4\mu\text{m}]$ , les deux extrémités correspondent à  $\lambda_1$  et  $\lambda_4$  des filtres expérimentaux disponibles  $\lambda_{exp} = \{2\mu\text{m}, 2.35\mu\text{m}, 2.85\mu\text{m}, 4\mu\text{m}\}$ . Les valeurs des longueurs d'ondes d'estimation varient selon le type de système : déterminé ou hyper-spectrale (nombre de longueurs d'ondes supérieur au nombre de paramètres) avec  $\Delta\lambda = cte$ . Les flux sont simulés à partir d'une température constante  $T=800\text{K}$  sans bruit de mesure et sans biais pour étudier les erreurs d'estimation sans l'influence de l'écart-type stochastique.

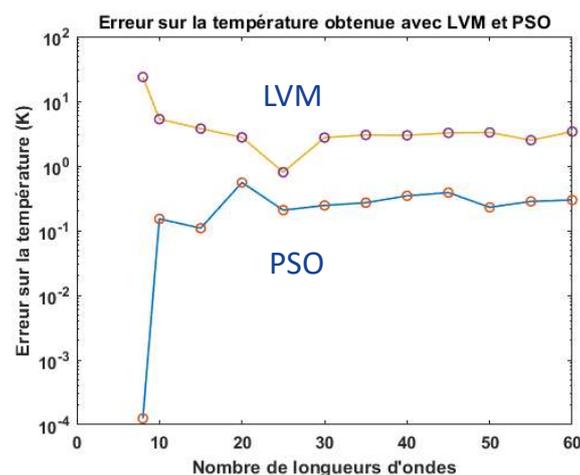


Figure 6 : Erreur sur la température en fonction du nombre de longueurs d'ondes et de l'algorithme de minimisation. Méthode multi-spectrale.

Nous observons dans la Figure 6 que les erreurs obtenues avec l'algorithme PSO sont plus faibles que celles qui résultent du Levenberg-Marquardt. Mais l'algorithme PSO est très dépendant de la position initiale, qui est générée aléatoirement à chaque estimation.

L'algorithme de Levenberg-Marquardt peut donner dans certains cas des émissivités qui dépassent l'unité quand la température est sous-estimée, tout en minimisant la fonction coût.

Nous obtenons la plus faible erreur sur la température en utilisant 8 longueurs d'ondes avec PSO et 25 longueurs d'ondes avec Levenberg-Marquardt (en hyper-spectrale), mais l'évolution de l'erreur en fonction du nombre de longueurs d'ondes n'est pas monotone.

Avec l'algorithme du PSO, l'hyper-spectrale engendre des erreurs supérieures à celles obtenues avec le système déterminé. Nous travaillons donc avec un système déterminé pour l'estimation d'une température dynamique et l'émissivité spectrale du polyborosilazane (Si-C-N) à 1297K dans la gamme spectrale  $\lambda = [4\mu m, 8\mu m]$  [16] en prenant en compte le bruit de mesure et le biais sur le flux. Cette simulation a pour but d'évaluer l'applicabilité de la méthode développée sur des variations d'émissivité correspondant aux matériaux réels :

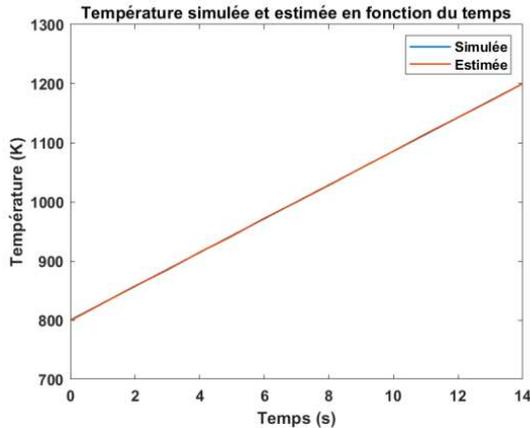


Figure 7 : Température estimée et simulée en fonction du temps. Méthode multi-spectrale.

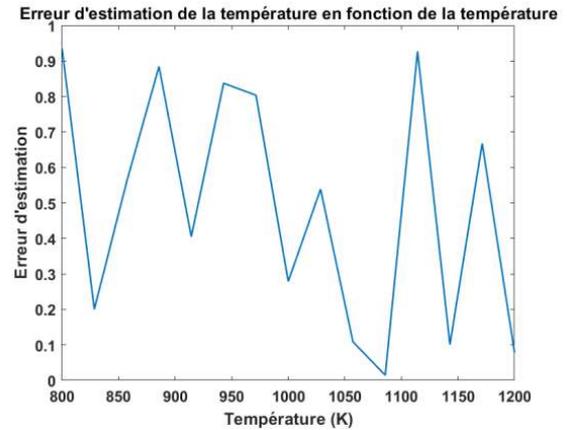


Figure 8 : Erreur systématique en fonction de la température. Méthode multi-spectrale.

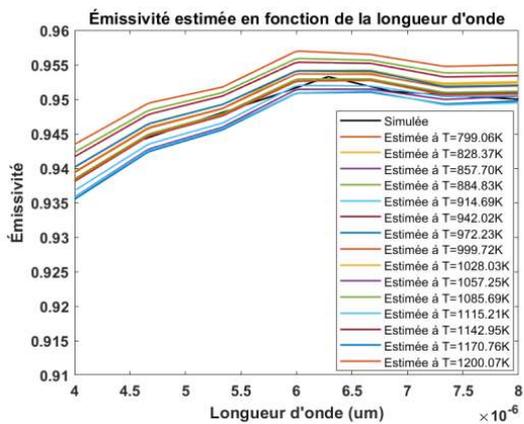


Figure 9 : Émissivité estimée et simulée en fonction de la longueur d'onde. Méthode multi-spectrale.

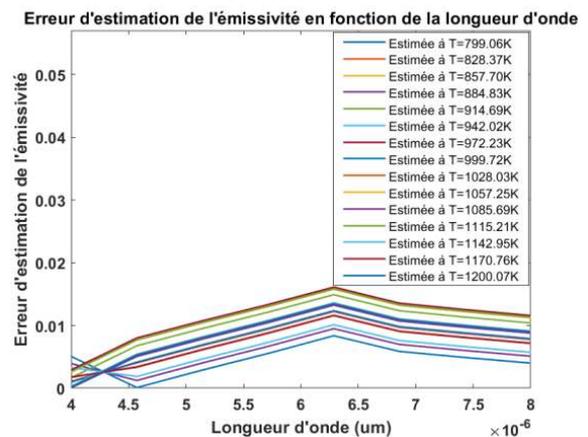


Figure 10 : Erreur d'estimation de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde. Méthode multi-spectrale.

Nous observons que les erreurs obtenues sur les températures (cf. Figure 8) et les émissivités estimées (chaque couleur correspond à une émissivité estimée à un niveau de température différent) (cf. Figure 10) sont faibles et négligeables, avec des ordres de grandeurs de  $10^{-1}$  K sur la température et de  $10^{-2}$  globalement sur l'émissivité, même dans le cas des matériaux réelles et en présence du biais et du bruit de mesure.

#### 4. Conclusion et perspectives

Trois méthodes d'estimation de la température ont été développées, la méthode mono-spectrale qui estime la température en supposant que l'émissivité est connue, la méthode bi-spectrale qui suppose que l'émissivité est constante et l'estime avec la température et la méthode multi-spectrale qui modélise l'émissivité à l'aide des éléments finis.

Les méthodes mono et bi-spectrales en régime dynamique sont capables d'estimer la température avec une haute précision qu'en absence de biais systématique sur l'émissivité, Dans le cas des biais fort, l'erreur systématique peut atteindre jusqu'à  $10^3$  K.

La méthode multi-spectrale nous permet d'estimer simultanément une émissivité spectrale et la température dynamique avec une haute précision même dans des conditions expérimentales simulées. Même si l'algorithme du PSO nous donne des résultats prometteurs, cet algorithme est très dépendant des conditions initiales alors que le Levenberg-Marquardt est déterministe mais ne permet pas d'imposer des contraintes sur les paramètres. La solution que nous envisageons à étudier est d'implémenter une méthode bayésienne sur la fonctionnelle à minimiser. La validation expérimentale des méthodes présentées est aussi envisagée.

### Références

- [1] : J. C. Krapez. Radiative Measurements of Temperature, Thermal Measurements and Inverse Techniques, Heat Transfer, p.587104377, 2011.
- [2] : A. Araujo. Multi-spectral pyrometry - a review. *Measurement Science and Technology*, vol. 28, issue 8, 2017.
- [3] : P.B. Coates. Multi-Wavelength Pyrometry. *Metrologia*, vol. 17, number 3, 1981.
- [4] : F. Meriaudeau. Real time multispectral high temperature measurement: Application to control in the industry. *Image and Vision Computing*, vol. 25, issue 7, pp. 1124-1133, 2007.
- [5] : J. L. Gardner, T. P. Jones and M. R. Davies. A six-wavelength pyrometer. *High Temperature - High Pressure*, vol. 13, pp. 459-466, 1981.
- [6] : T. Loarer, J. J. Greffet and M. Huetz-Aubert. Noncontact surface temperature measurement by means of a modulated photothermal effect. *Applied Optics*, vol. 29, issue 7, pp. 979-987, 1990.
- [7] : T. Loarer and J. J. Greffet. Application of the pulsed photothermal effect to fast surface temperature measurements. *Applied Optics*, vol. 31, issue 25, pp. 5350-5358, 1992.
- [8] : O. Eyal, V. Scharf and A. Katzir. Fiber-optic pulsed photothermal radiometry for fast surface-temperature measurements. *Applied Optics*, vol. 37, issue 25, pp. 5945-5950, 1998.
- [9] : J. C. Krapez. Measurements without contact in heat transfer: multiwavelength radiation thermometry. Principle, implementation and pitfalls. In: *METTI 7 Advanced School: Thermal Measurements and Inverse Techniques*, Porquerolles, France, 2019.
- [10] : Ch. Rodiet. Mesure de Température par Méthodes Multi-Spectrales et Caractérisation Thermique de Matériaux Anisotropes par Transformations Intégrales : « Aspects Théoriques et Expérimentaux ». Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 2014.
- [11] : K. Levenberg. A method for the solution of certain problems in least squares. *Quarterly of applied mathematics*, vol. 2, pp. 164-168, 1944.
- [12] : D. W. Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *Journal of the Society for Industrial & Applied Mathematics*, vol. 11, issue 2, pp. 431-441, 1963.
- [13] : R. I. Shrager, R. Muzic, and A. Jutan. leasqr.m, version 3. beta, 1994.
- [14] : J. Taine and J. P. Petit. *Transferts thermiques*. Dunod, 2003.
- [15] : J. Kennedy and R. Eberhart. Particle swarm optimization, Proceedings of ICNN'95 - *International Conference on Neural Networks*, vol. 4, pp. 1942-1948, 1995.
- [16] : G. Neuer and G. Jaroma-Weiland. Spectral and Total Emissivity of High-Temperature Materials. *International Journal of Thermophysics*, vol. 19, issue 3, 1998.

# Observation and Quantification of CO<sub>2</sub> passive degassing at Sulphur Banks from Kilauea Volcano using thermal Infrared Multispectral Imaging.

Stephane BOUBANGA TOMBET\*, Eric GUYOT

Telops Inc., 100-2600 St-Jean-Baptiste Avenue, Québec, QC, Canada G2E 6J5

\*(Corresponding author: stephane.boubanga@telops.com)

**Abstract** - We conducted Thermal Infrared imaging and quantification of CO<sub>2</sub> passive degassing at Sulphur Banks from Kilauea volcano using Telops Midwave Infrared time-resolved multispectral imager. With appropriate spectral filters providing spectral selectivity we estimated the gas transmittance and temperature. Quantitative chemical maps with local CO<sub>2</sub> concentrations of few hundreds of ppm was derived and mass flow rates of few g/s were also estimated. The results show that thermal infrared multispectral imaging provides unique insights for volcanology studies.

## Nomenclature (11 pt, 2 columns)

$L$	radiance, $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$	$\tau$	transmittance
$IBR$	In-band radiance, $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$	$\rho$	concentration, ppm
$l$	path length, m	$\kappa$	molar absorptivity, $ppm^{-1} \cdot m^{-1}$
$m$	mass density, g/m	$c$	path length concentration, ppm.m
$d$	pixel size, m	$\sigma_{gas}$	gas density, $g/m^3$ .
$F$	flow rate, g/s	$v$	mean gas velocity, m/s

## 1. Introduction

Generally, volcano emissions contain significant proportions of water vapor (H<sub>2</sub>O) and carbon dioxide (CO<sub>2</sub>), along with variable proportions of toxic/corrosive gases such as sulfur dioxide (SO<sub>2</sub>), hydrogen chloride (HCl), hydrogen fluoride (HF), and silicon tetrafluoride (SiF<sub>4</sub>) [1]. Among those volcanic gas species, carbon dioxide is the least soluble in basaltic liquids [2]. Additionally, while the emissions of certain volcanic gas species such as SO<sub>2</sub> may be lost totally due to their interactions with groundwater (hydrolysis of SO<sub>2</sub> to aqueous H<sub>2</sub>S and sulfate for instance), carbon dioxide is less susceptible to scrubbing by water [3]. The scrubbing and solubility properties of CO<sub>2</sub> underlines the importance of volcanic CO<sub>2</sub> emission rates in the biogeochemical cycle of carbon on planet Earth, as well as its importance in the evaluation of volcanic hazards [4,5]. Measurements and quantification of CO<sub>2</sub> emission rates from volcanoes remain challenging, mainly due to the presence of high background CO<sub>2</sub> in the atmosphere [6]. Additional challenges are related to the unpredictable behavior of volcanos and the life-threatening situations they may create to human lives and scientific instruments. Therefore, remote sensing measurements techniques are highly desirable for the investigation of volcanic gas species emission rates, including CO<sub>2</sub>. Among remote sensing techniques, thermal infrared imaging spectroscopy is particularly well-suited for the characterization of volcanic activity, since many volcanic gases including CO<sub>2</sub> and sulfur dioxide (SO<sub>2</sub>) are infrared-active molecules. In order to acquire spectral information using thermal infrared cameras, the spectral response of the camera can be tuned using, for instance, an interferometer-based infrared spectrometer (Telops Hyperspectral cameras) or spectral filters (Telops Multispectral camera). In the later case, band-pass (BP), long-pass

(LP) and high-pass (HP) spectral filters can readily be added to the camera optical path. Filter wheel systems allow for the storage of a selection of spectral filters readily available for acquisition. Multiple images of the same scene can thus be acquired using different spectral filters, representing a capability set that falls between high-speed broadband imaging and high-spectral resolution hyperspectral imaging. Spectral information is obtained from the response of individual spectral filters, ratios, subtractions and/or combinations of multiple filters. In general, a greater number of spectral bands provide more flexibility for challenging measurement situations.

When investigating volcanic gas emissions, high speed data acquisition ensures a high temporal resolution for the measurement. For this reason, the Telops MS-IR systems are equipped with a fast-rotating motorized filter wheel synchronized with image acquisition (Figure 1). Sequences are calibrated using in-band photon radiance (IBR) format, frame by frame, according to their respective spectral filter dataset. This allows the user to automatically collect frames on each spectral channel without having to handle and/or select filters manually. The Telops MS-IR infrared camera's filter wheel allows storage of up to eight (8) different filters (Figure 1), providing enhanced flexibility over most filter wheel systems on the market. Due to its time-resolved capabilities and its spectral information, the MS system from Telops has proven to be particularly appropriate for gas cloud imaging [7].

In this work, gas detection and quantification measurements were conducted at the Sulphur Banks from Kilauea Volcano using a Telops MS-IR MW camera. All data was collected in in-band radiance format. A physical radiative transfer model was established to describe the contributions from all sources to the observed sensor signal. This radiative transfer model can be solved to obtain gas temperature and concentration at the individual pixel level.

Sulphur Banks is well known for continuous low-level emissions of volcanic gases along with groundwater steam. These gases are rich in carbon dioxide, sulfur dioxide and hydrogen sulfide. Measurements were carried out at a spatial resolution of 4 mm<sup>2</sup>/pixel with bandpass spectral filters leading to successful identification and quantification of carbon dioxide (CO<sub>2</sub>) from its distinct spectral features.

## 2. Experiments

The camera used for this measurement campaign is the MS-IR MW with spectral range covering between 3 to 4.9 μm. The filter configuration (Figure 2) consists of one sapphire window (filter #1) and one neutral density filter OD1 (filter #2) representative of the broadband channels and six spectral filters: BP 4665 nm, BW 240 nm (filter #3), BBP 4358-4534 nm (filter #4), BBP 3725-4245 nm (filter #5), BBP 3575-4125 nm (filter #6), BBP 3440-4075 nm (filter #7) and BBP 2900-3500 nm (filter #8). Acquisitions were carried out at full FPA frame (640×512 pixels) and the integration times were set between 300 and 6300 μs depending on the acquisition channel. Total acquisition frame rate was set to 80 Hz, which gives an effective frame rate of 10 Hz per channel. A MW optical lens of 50 mm was used and the distance between the camera and the target 2 m leading to a spatial resolution of 4 mm<sup>2</sup>/pixel. Figure 3 depicts the location of a borehole drilled in 1922 for underground heat measurements at Sulphur Banks. The Telops camera measuring volcanic gas exhausting from the borehole is also shown as well as a typical broadband IR image with the gas plume.

## 3. Image Processing

A radiative transfer model was established to describe the phenomenology associated with the gas plume detection experiment. For each direction, the infrared scene may be

decomposed into 3 distinct contributions. Starting from the instrument, there are atmospheric layers, the plume released by the volcano, and the background. The first contribution is made of the atmospheric mass between the plume and the IR camera. This air mass is here assumed uniform. Next, the plume is including everything getting out of the volcano that would otherwise not be present in the atmosphere. Finally, the background represents what is behind the plume, referred at the plume level. We assume that the scattering processes are neglectable, the background is therefore fully characterized by the spectral radiance it shines on the plume in the direction of the instrument. The scene may be globally represented as a 2-layer model. Starting with an opaque surface representing the background, 2 semi-transparent layers are added to model the plume and the atmosphere between the plume and the instrument. When required, the model of the plume itself may be made of multiple layers to better represent the plume temperature non-uniformity across its section. Applying recursively the Beer-Lambert-Bouguer's law of spectral radiance being transmitted by the  $k$ th homogeneous absorbing layer [8] to all layers, starting from the background up to the atmosphere layer results in:

$$L_{tot} = [L_{bkg}\tau_{gas} + L_{gas}(1 - \tau_{gas})]\tau_{gas} + L_{atm}(1 - \tau_{atm}) \quad (1)$$

where explicit dependences upon space and directions have been removed to ease the writing.  $L$  corresponds to the radiance and  $\tau$  corresponds to the transmittance. The background (bkg), the atmosphere (atm), and the gas from the plume (gas) are the main contributors to the total radiance ( $L_{tot}$ ) measured at sensor level (see Figure 4). For the gas plume, only carbon dioxide was considered in this work due to the configuration of spectral filters available during measurements. We analyzed data in terms of In-band radiance (IBR) which is determined by integrating the measured radiance over a defined spectral range (spectral filters). This process is done during the camera calibration by measuring the output signal while the camera combined with each filter views a blackbody source of a known radiance. During measurements the scene radiance seen through each filter (In-band radiance) is directly therefore directly accessible. By combining the information from all spectral channels, IBR profiles are obtained for each pixel. Optimization of the equation above was carried out on the IBR profile of each pixel in order to estimate the gas plume temperature and its column density. The fit is done by taking the mean square of the difference between the computed radiance ( $L_{tot}$ ) of Equation 1 and the radiance measured on each pixel by the camera within the 8 spectral filters ( $L_{measured}$ ) namely In-band radiance profile,  $\delta^2 = (L_{measured} - L_{tot})^2$ . The gas transmittance and thermodynamic temperature on each pixel are obtained by finding the minimum of  $\delta^2$  and the gas concentration is then derived from the obtained transmittance. The simulated IBR profiles ( $L_{tot}$ ) were carried out using the HITRAN spectroscopic database.

## 4. Results

At Sulphur Banks, volcanic water vapor seeps out of the ground mixed with volcanic gases mainly composed of carbon dioxide, sulfur dioxide and hydrogen Sulphide. A representative MWIR brightness temperature spectrum of a representative gas mixture is depicted in Figure 2. The different spectral filters used during the measurement campaign are also shown for illustration purposes. The strong spectral features of CO<sub>2</sub>, seen between 4.15 and 4.5  $\mu\text{m}$ , are associated with the C=O asymmetric stretch vibration. Some weak spectral features associated with water vapor can also be seen around 3.25 and 4.8  $\mu\text{m}$ . Figure 5 shows selected acquisitions of the gas vent recorded through relevant spectral channels. Data from each frame was normalized using the IBR of a blackbody source at 20 °C. The most pronounced thermal contrasts for CO<sub>2</sub> are obtained through filters #4 and #5 since the CO<sub>2</sub> contribution to the signal observed through these filters is relatively high. The thermal contrast observed in

the broadband channel (filter #1) is reduced compared to filters #4 and #5 because the relative contribution to the total signal due to CO<sub>2</sub> emission is smaller in the broadband channel. The thermal contrast observed in filters #3 and #8 are attributed to water vapor. Very small contrasts associated gases exhaust can be seen through the other filters (see filters #7) which can be useful for obtaining information about the background radiance. Such information is necessary for accurate estimation of the gas temperature and concentration using the radiative transfer model discussed above.

#### 4.1. In-band photon radiance profile optimization

A typical IBR profile associated with the volcanic gas emission is shown in Figure 6. Broadband imagery does not allow the user to resolve the chemical nature of targets in the investigated scene due to the lack of spectral information. Comparing the signal obtained in different channels (Fig. 5) with the MS camera in terms of thermal contrast already gives an additional level of information about the chemical nature of the gases seeping out of the borehole. However, thermal contrast would only allow qualitative spectral analysis since the detector response in a single channel is function of many parameters and subject to interfering agents. In order to unambiguously identify and quantify the gases emanating from the borehole, Equation 1 was used to fit the measurement data (See Fig. 6). The IBR profile is computed by integrating the Planck curve equation over the spectral range of each filter. The IBR of a selected target can be estimated for each filter according to its spectral emissivity/transmittance for defined gas concentration and thermal contrast conditions. Selected gas concentration can then be estimated by correlating the estimated IBR profile with measured IBR profiles of individual pixels in a scene. The gas thermodynamic temperature and transmittance are therefore retrieved allowing estimation of gas concentration.

#### 4.2. Gas Quantification

##### 4.2.1. Gas concentration

The column density of CO<sub>2</sub> maps of four different acquisitions are shown on Fig. 7. Quantification was performed by fitting the radiative transfer model (Equation 1) with a non-linear optimization routine in order to estimate the relative contribution of each parameter of the equation to the total measured radiance signal. The gas transmittance  $\tau_{gas} = \exp(-\sum \kappa l \rho)$  in Eq.1 is function of gas concentration  $\rho$  (expressed in ppm), path length  $l$  (expressed in meters) and the gas molar absorptivity  $\kappa$ . CO<sub>2</sub> gas column density values of up to 35 ppm.m were obtained around the investigated exhaust hole. When the dimensions of the plume are known, the column density path length dependence can be factorized in order to retrieve the gas concentration  $\rho$  in ppm. Figure 8 depicts the maximum local CO<sub>2</sub> concentration versus acquisition time at two different locations near the vent hole. The lines labeled line # 1 and line #2 on the top left panel of Fig.7 show the locations where the local concentrations were estimated. The contribution of background CO<sub>2</sub> in the atmosphere was taken into account in  $\tau_{atm}$  along with the other atmospheric gas species such as N<sub>2</sub>O and water vapor. Concentrations of several hundreds of ppm were observed in the vicinity of the exhaust hole, dropping down to few tens of ppm approximately 10 cm away, most likely due to the wind spreading and diluting the gas into the atmosphere.

### 4.2.2. Velocity Estimation using Optical Flow

A dynamic flow analysis based on a pixel per pixel temporal radiance variation technique was carried out to estimate the gas cloud velocity [9]. The accuracy of this technique strongly depends on the camera acquisition frame rate versus the actual wind dynamics. The high-speed MS Telops camera used in this work allowed gas cloud velocity estimation with about +/- 0.5 m/s error. The mean velocity maps obtained for selected acquisitions are shown in Figure 9. The red arrows correspond to local velocity vectors of different orientations and magnitudes. An example of the estimated gas velocity surrounding the pixel  $[X, Y] = [344, 222]$  is also shown in Fig.9 with velocity of  $[U, V] = [226, 303]$  pixels/s, where U is the horizontal and V is the vertical velocity. Gas cloud velocities of several m/s were obtained. Wind speed velocity can also be obtained from local meteorological data.

### 4.2.3. Mass density

From the path length concentration results (Fig.7), we calculate the CO<sub>2</sub> mass density within a specified area of the image using Equation 2:

$$m = \Sigma c \times d \times \sigma_{gas} \quad (2)$$

where  $c$  is the gas path length concentration (ppm.m),  $d$  is the pixel size (m),  $\sigma_{gas}$  is the gas density (g/m<sup>3</sup>). Total CO<sub>2</sub> mass of 87 mg was obtained within the area of interest shown in white on the top right panel of Fig.7.

### 4.2.4. Mass Flow Rates

The mass flow rate (flux) in g/s is calculated using the average mass density in a selected area and the mean gas velocity as shown in Equation 3:

$$F = m \times v \quad (3)$$

where  $m$  is the mass density, and  $v$  is the mean gas velocity or wind speed. Figure 10 shows the estimated CO<sub>2</sub> mass flow rate obtained for different acquisitions. The estimated values fluctuate significantly from acquisition to acquisition most likely due to changing wind conditions. Good knowledge of wind parameters is essential to improve the precision of the quantification results. Variability and uncertainties on the flow rate estimation may come from the concentration map and linear mass density estimation depending on the precision of the fit of data with Eq.1. Uncertainties may also originate from the gas cloud velocity estimation.

## 5. Conclusion

Time-resolved multispectral imaging allows efficient investigation of passive or active volcanic degassing. The Telops multispectral imaging system provides spectral information without sacrificing the imaging frame rate required in such situations. IBR profiles drawn from 8 acquisition channels provide good spectral selectivity. The additional information brought by dynamic multispectral imaging over conventional thermal cameras brings new possibilities for infrared signature measurements. Our methodology produces CO<sub>2</sub> column density measurements within the volcano's plume which are used to estimate CO<sub>2</sub> concentration. Quantitative chemical maps with local CO<sub>2</sub> concentrations of hundreds of ppm were derived and corresponding mass flow rates of tens g/s were also estimated. The results show that thermal infrared multispectral imaging can provide unique insights for volcanology studies.

## References

[1] Symonds, R. B., W. I. Rose, G. J. S. Bluth, and T. M. Gerlach, Volcanic gas studies: Methods, results, and applications, in Volatiles in Magma, Reviews in Mineralogy, vol. 30, edited by M. R. Carroll and J. R. Holloway, 1-66, Mineralogical Society of America, Washington, D.C., (1994).

[2] Holloway, J. R., and J. G. Blank, Application of experimental results to C-O-H species in natural melts, in Volatiles in Magma, Reviews in Mineralogy, vol. 30, edited by M. R. Carroll and J. R. Holloway, 187-230, Mineralogical Society of America, Washington, D.C., (1994).

[3] Doukas M. P., and T. M. Gerlach, Sulfur dioxide scrubbing during the 1992 eruptions of Crater Peak, Mount Spurr volcano, Alaska, in U.S. Geol. Surv. Bull., 2139, 47-57, (1995).

[4] Berner, R. A., Global CO<sub>2</sub> degassing and the carbon cycle: Comment on "Cretaceous ocean crust at DSDP sites 417 and 418: Carbon uptake from weathering vs. loss by magmatic outgassing," Geochim. Cosmochim. Acta, 54, 2889-2890, (1990).

[5] Gerlach, T. M., H. Delgado, K. A. McGee, M.P. Doukas, J. J. Venegas, and L. Cardenas, Application of the LI-COR CO<sub>2</sub> analyzer to volcanic plumes: A case study, volcan Popocatepetl, Mexico, June 7 and 10, 1995, J. Geophys Res., 102, 8,005-8,019, (1997).

[6] Andres, R. J., and W. I. Rose, Remote sensing spectroscopy of volcanic plumes and clouds, in Monitoring Active Volcanoes, edited by McGuire, B., C. Kilburn, and J. Murray, pp. 301-314, UCL Press Ltd., London, (1995).

[7] Marc-André Gagnon, Karl-Alexandre Jahjah, Frédéric Marcotte, Pierre Tremblay, Vincent Farley and Martin Chamberland. "Time-resolved thermal infrared multispectral imaging of gases and minerals," Proc. of SPIE 9249, (2010)

[8] Hanel R. A., Conrath B. J., Jennings D. E., Samuelson R. E., [Exploration of the Solar System by Infrared Remote Sensing], Cambridge University Press, Cambridge, U.K. (1992).

[9] Horn, B.K.P., Schunck, B.G., Determining Optical Flow, 17, 185-203 (1981).

## 6. Figures

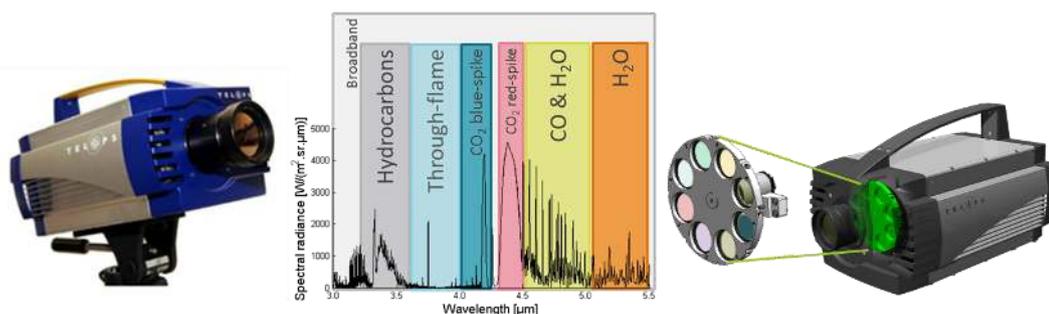


Figure 1: *The MS-IR camera (left) and the filter wheel system (right)*

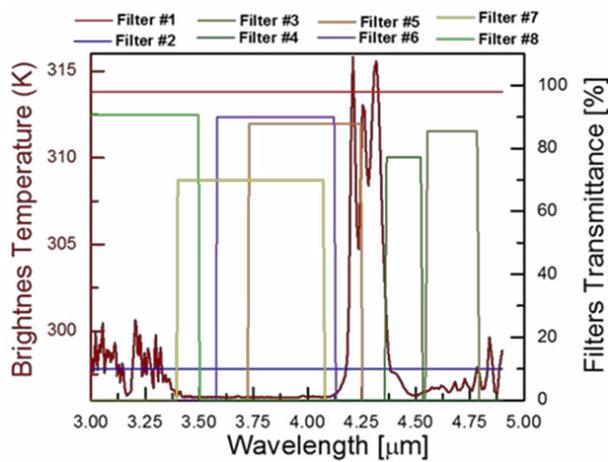


Figure 2 : MWIR spectrum of gas mixture shown in brightness temperature overlaid on the transmittance of the 8 spectral filters.

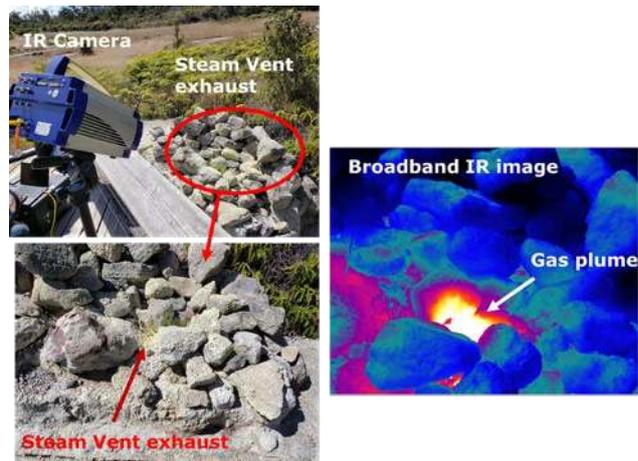


Figure 3 : Photographs of the gas exhaust hole where measurements were conducted and a typical Broadband IR image of the gas plume.

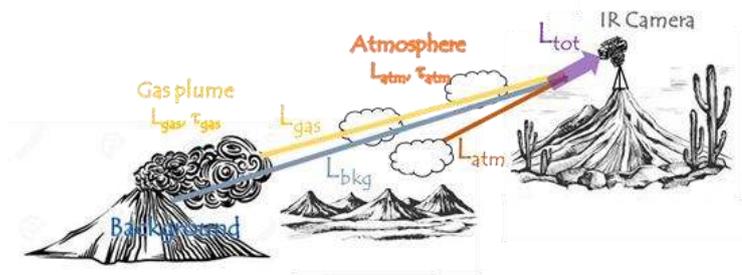


Figure 4: Illustration of radiative transfer between the volcano and the IR camera.

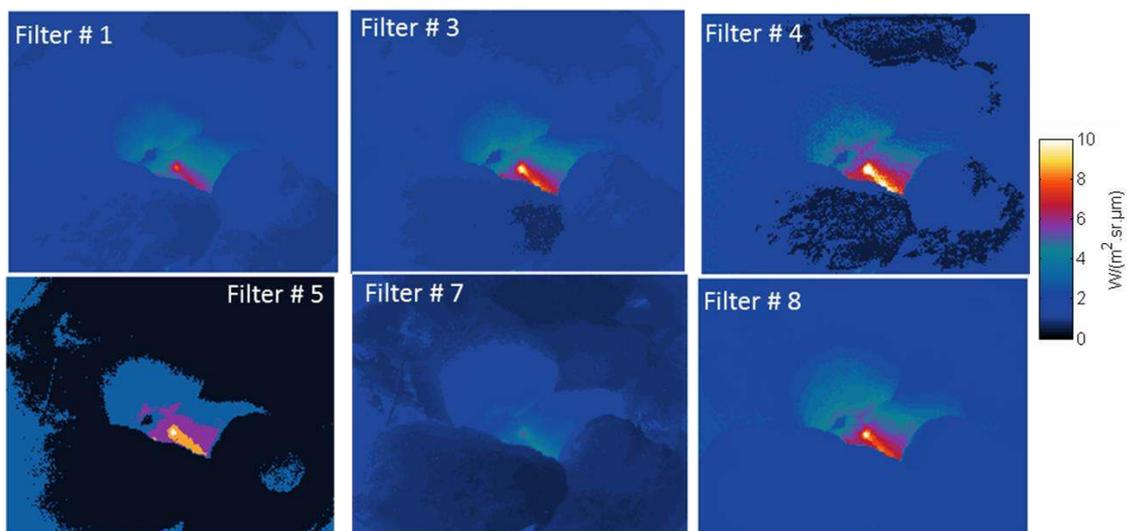


Figure 5: Normalized responses (blackbody at 20 °C) of selected relevant acquisition channel for multispectral imaging experiment on volcanic gas vent.

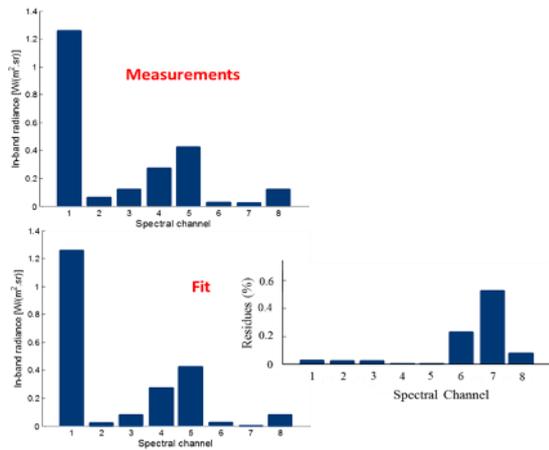


Figure 6 : Typical measured and Fit In-band radiance (IBR) profiles.

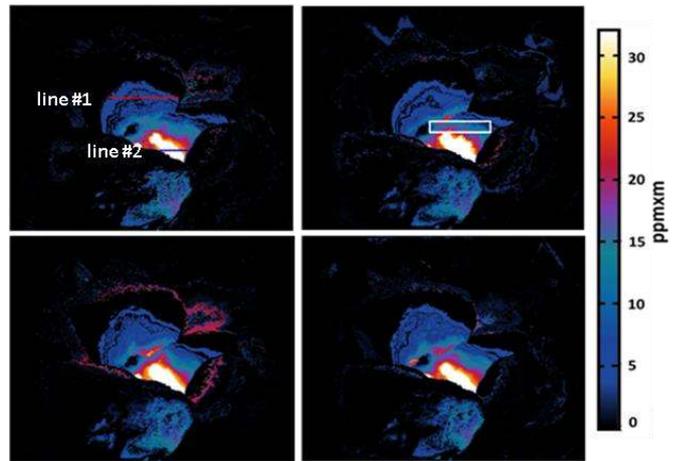


Figure 7 : CO<sub>2</sub> Column density extracted for measurements using Eq.1.

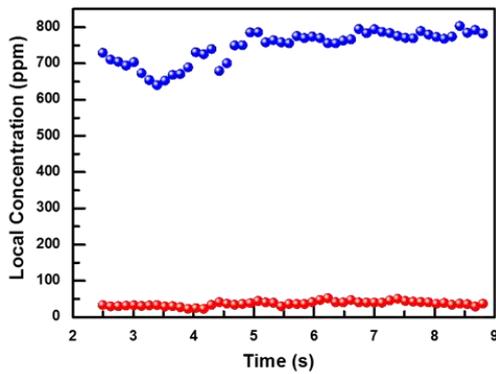


Figure 8 : CO<sub>2</sub> Local concentration in vicinity of the exhaust hole (bleu dotes) and 10 cm away (red dotes).

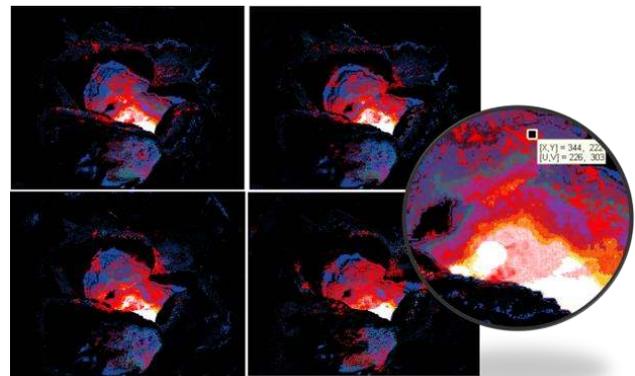


Figure 9 : Local velocity map obtained after optical flow analysis displayed over the infrared image for clarity purposes.

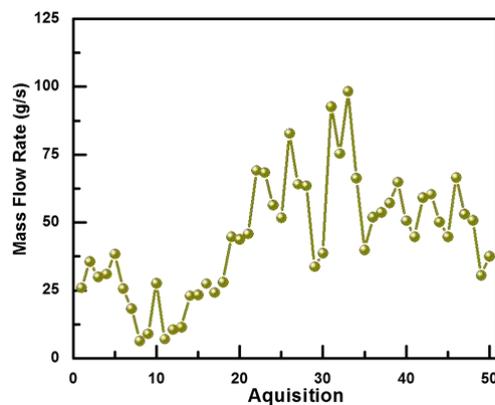


Figure 10: CO<sub>2</sub> mass flow rate estimates as a function of time.

# Quantification des effets de l'érosion sur un verre sodo-calcique par émissivité apparente

Samy BRAZANE\*, Olivier RIOU, Fabien DELALEUX, Laurent IBOS, Jean-Félix DURASTANTI

Centre d'études et de recherche en thermique, environnement et systèmes (CERTES), IUT Sénart Fontainebleau,

Université Paris Est Créteil - 77567 Lieusaint France

\*auteur correspondant : samy.brazane@u-pec.fr

**Résumé** - L'érosion éolienne compromet le maintien des performances énergétiques des systèmes à énergie solaire. Dans ce travail, nous démontrons la capacité métrologique des caméras thermiques LWIR-VOx à quantifier la gravité de l'érosion dans des conditions de laboratoire. L'indicateur émissivité apparente se révèle sensible aux dégradations de surfaces induites et la corrélation entre l'émissivité apparente et la transmittance du verre dans le visible est établie. Ces résultats ouvrent la possibilité d'une cartographie 2D en émissivité apparente exploitant les capacités d'imagerie infrarouge afin de localiser les zones érodées et d'en quantifier la gravité.

## Nomenclature

$\varepsilon_{\Delta\lambda}(t)$	Émissivité apparente	$t^{\circ}app$	Température apparente, radiative, °C
$\varepsilon(\lambda, T)$	Émissivité spectrale directionnelle	$t^{\circ}emis$	Température d'émission, °C
$L^0(\lambda, T)$	Luminance de corps noir, W m <sup>-3</sup> sr <sup>-1</sup>	$L_{\Delta\lambda}(t)$	Thermosignal (OS)
$R(\lambda)$	Réponse spectrale de la caméra	$L_{\Delta\lambda}^0(t)$	Thermosignal équivalent corps noir (OS)
$\lambda$	Longueur d'onde, $\mu\text{m}$	$\tau$	Transmittance (%)
$\Delta\lambda$	Largeur de la bande spectrale de mesure, $\mu\text{m}$	$\phi$	Densité de flux (W/m <sup>2</sup> )
$[\lambda_1; \lambda_2]$	Limites de la bande spectrale de mesure, $\mu\text{m}$	$e$	Émissivité logicielle
$t^{\circ}env$	Température d'environnement, radiative, °C	$d$	Distance de prise de vue logicielle

## 1. Introduction

En exploitation, les systèmes à énergie solaire sont soumis à des conditions climatiques variables entraînant une dégradation de leurs performances énergétiques dans le temps. Du fait de son faible coût et de ses propriétés optiques adaptées, le verre sodo-calcique est intensivement utilisé dans ces systèmes (panneaux photovoltaïques, chauffe-eau solaires, miroirs à concentrateur, etc...). Le verre étant exposé aux agressions climatiques, il s'opacifie naturellement dans le temps. Il en résulte principalement une diminution de sa transmission dans le visible. Parmi tous les processus d'altérations, l'érosion est la plus sévère, car elle est irréversible et particulièrement intense là où la ressource solaire est abondante (milieux arides ou désertiques associés à des vents forts) [1].

À l'heure actuelle, les moyens de contrôle sur site sont essentiellement de proximité (tests électriques et contrôles visuels). À l'échelle d'une installation étendue, ces contrôles prennent beaucoup de temps et ne permettent pas une détection précoce des altérations. Dans ce contexte, le CERTES élabore un dispositif de contrôle non destructif par émissivité apparente. Cet indicateur est obtenu en exploitant les capacités métrologiques des caméras thermiques.

Dans cet article, nous montrons que l'émissivité apparente fournie par la caméra bolométrique A325sc présente une forte sensibilité au pourcentage de surface érodée. La corrélation de l'émissivité apparente avec la transmittance dans le domaine du visible est établie, permettant d'évaluer la gravité de l'érosion en terme de performances énergétiques des systèmes.

## 2. Émissivité apparente

L'émissivité apparente est quantifiable par une méthode thermique (*single-heating method* - *SHM*) [2] :

$$\varepsilon_{\Delta\lambda}(t) = \frac{L_{\Delta\lambda}(t^{\circ}_{app}) - L_{\Delta\lambda}^0(t^{\circ}_{env})}{L_{\Delta\lambda}^0(t^{\circ}_{emis}) - L_{\Delta\lambda}^0(t^{\circ}_{env})} \quad (1)$$

La connaissance de trois températures est nécessaire : la température apparente qui est évaluée par la caméra thermique ( $e = 1$ ,  $d = 0$ ) ; la température d'environnement quantifiée dans les mêmes conditions par un réflecteur infrarouge [3] et la température d'émission qui est obtenue par deux thermomètres de contact. Nous avons fait le choix d'utiliser des thermocouples en raison de leur faible encombrement et de leur temps de réponse très court. Les thermocouples utilisés sont de type K. Une cale ajourée en carton est employée pour isoler thermiquement l'échantillon de la plaque de maintien (figure 1). Ils sont insérés sous la cale, en contact direct avec l'échantillon. La plaque de maintien applique une pression de contact. Les brins thermocouples se thermalisent sur environ 20 mm et les jonctions débouchent sur les lèvres de la cale. La température au centre de l'échantillon (température d'émission) est déduite des températures de lèvres suivant la procédure détaillée dans la référence [5]. Les thermosignaux associés sont ensuite calculés via la courbe d'étalonnage de la caméra [4]. Le dispositif est présenté sur la figure 1 et détaillé dans la référence [5].

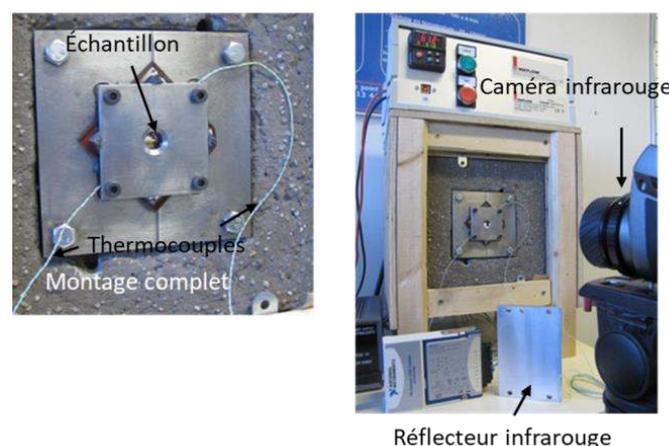


Figure 1. Dispositif expérimental, développé par le CERTES

Le dispositif permet le mesurage de l'émissivité apparente d'un échantillon plan d'environ  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  au travers d'une ouverture de diamètre 10 mm. Le dispositif fonctionne à des températures pouvant atteindre les  $500^{\circ}\text{C}$  et présente une résolution de 2 ‰ et une exactitude de 0,5% en émissivité apparente [5]. La méthode *SHM* est fondamentalement intrusive dans la mesure où nous devons connaître la température d'émission de la cible.

### 3. Raccordement de l'émissivité apparente et de l'émissivité spectrale

Dans le but de vérifier l'exactitude des températures mesurées par la caméra, nous procédons maintenant au raccordement de l'émissivité apparente à l'émissivité spectrale de la cible. Chrzanowski [6] propose une formulation permettant leur raccordement :

$$\varepsilon_{\Delta\lambda}(t) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon(\lambda, T) L^0(\lambda, T) R(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L^0(\lambda, T) R(\lambda) d\lambda} \quad (2)$$

Nous testons le raccordement entre l'émissivité apparente et l'émissivité spectrale d'un échantillon de verre sodo-calcique non érodé. L'émissivité spectrale a été préalablement caractérisée au CERTES sur la gamme [2µm – 25µm] à 25°C, en utilisant un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (PerkinElmer FTIR Spectrometer Frontier). La réponse spectrale de la caméra A325sc nous a été fournie par l'assembleur (matrice oxyde de vanadium, optique standard) [7]. Les limites métrologiques de bande spectrale sont [8,1 µm – 13,0 µm] sur la gamme de température [-20°C – 120°C]. Elles sont issues de la méthode [4] appliquée aux thermosignaux d'étalonnage de la caméra. Le résultat est montré sur la figure 2 :

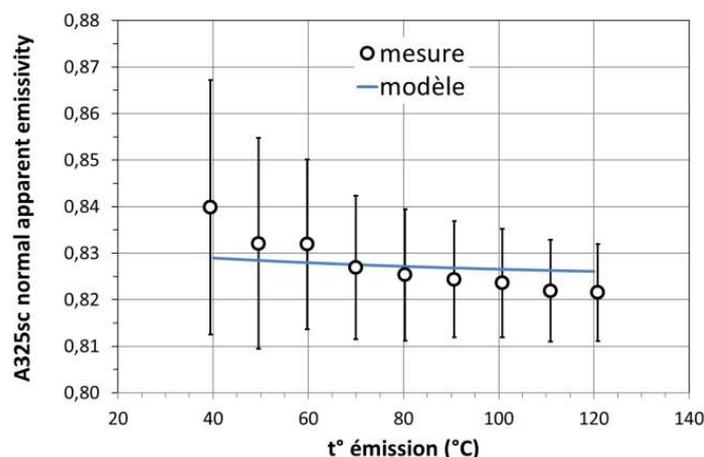


Figure 2. Comparaison des valeurs d'émissivités apparentes d'un verre sodo-calcique issues de la méthode SHM (eq.1, marques rondes) et de la caractérisation spectrale (eq. 2, trait plein bleu). Les barres d'erreur de la méthode SHM sont indiquées [5].

Nous constatons un bon accord validant de ce fait, l'exactitude de la caméra, ses limites métrologiques de bande spectrale et l'équation radiométrique courte distance mise en œuvre dans la quantification de l'émissivité apparente (équation 1).

### 4. Préparation des échantillons de verre

Nous avons préparé huit échantillons de verre sodo-calcique à différents degrés d'érosion. Cette dernière est produite au moyen d'une sableuse d'atelier dont nous contrôlons la pression de sablage, l'angle d'incidence et le temps de sablage (figure 3).



Figure 3. Sablage des échantillons de verre sodo-calcique

Une observation visuelle permet de délimiter la zone où l'érosion nous semble uniforme. La zone à étudier est ensuite spécifiée par un cercle (figure 3 à droite). Ces échantillons sont enfin classés par érosion croissante.

## 5. Taux d'érosion

Le taux d'érosion est quantifié par une méthode d'imagerie basée sur le contraste noir et blanc. La méthode consiste à prendre des clichés des verres sous un microscope avec un agrandissement de 50 (figure 4).

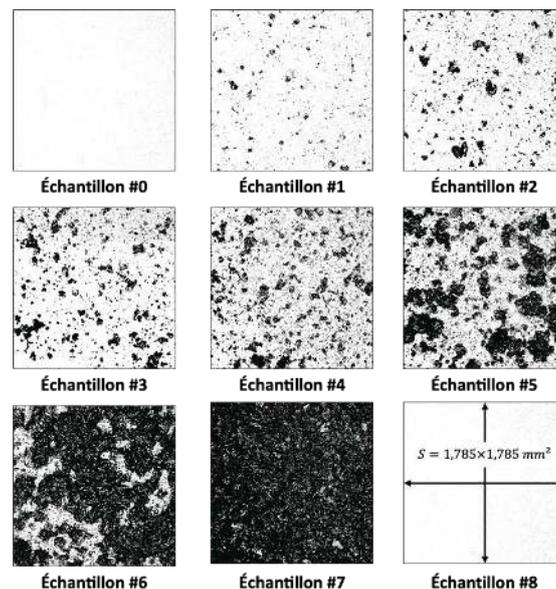


Figure 4. Photographie des échantillons après une amélioration de contraste. Les échantillons 0 et 8 sont non-érodés.

En utilisant un logiciel de traitement d'image, nous déterminons le pourcentage de surface claire associé à la surface totale non-érodée. Le complément à 100% quantifie la surface totale érodée (tableau 1) :

	% surface non érodée	% surface érodée
Echantillon 0	99.98	0.02
Echantillon 1	91.85	8.15
Echantillon 2	80.92	19.08
Echantillon 3	71.32	28.68
Echantillon 4	51.85	48.15
Echantillon 5	30.66	69.34
Echantillon 6	8.14	91.86
Echantillon 7	0.09	99.91
Echantillon 8	99.98	0.02

Tableau 1. Taux d'érosion

Les échantillons #0 et #8 ont fait l'objet d'une caractérisation séparée : elle conduit au même résultat. Le taux d'érosion est correctement discrétisé. À noter que nous ne tenons pas compte de la morphologie des impacts ni de leurs tailles caractéristiques qui peuvent s'écarter des conditions naturelles.

## 6. Erosion et transmittance du verre

L'érosion modifie la transmittance du verre dans le domaine du visible. Pour quantifier son effet, nous avons assemblé un dispositif comportant une lampe solaire et un pyranomètre encagé. Sa bande spectrale d'absorption est [300 nm – 2800 nm], couvrant le proche UV, l'intégralité du spectre visible et le proche infrarouge. Le dispositif est présenté sur la figure 5 :

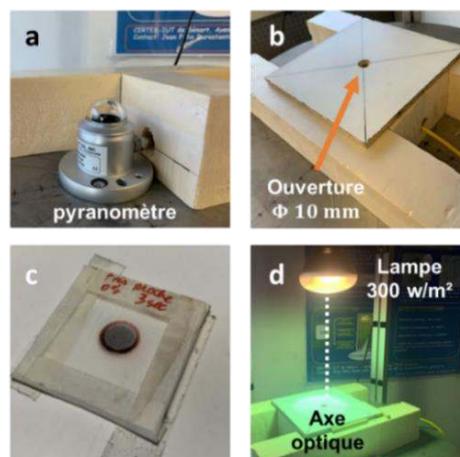


Figure 5. Dispositif pour la quantification de la transmittance du verre

Le taux de transmission se détermine en trois temps : **1.** nous mesurons le flux parasite  $\Phi_0$ , en utilisant une plaque occultante de la même taille que le porte-échantillon (fig. 5b) **2.** Le flux incident  $\Phi_i$  est mesuré à travers l'ouverture de 10 mm de diamètre du porte-échantillon vide (fig. 5b) **3.** Le flux transmis  $\Phi_t$  est enfin mesuré à travers l'échantillon en prenant soin d'aligner la zone d'analyse délimitée par le cercle sur l'ouverture du porte-échantillon (fig. 5c). La transmittance est calculée conformément à l'équation 3 :

$$\tau = \frac{\Phi_i - \Phi_0}{\Phi_t - \Phi_0} \quad (3)$$

Les résultats obtenus pour chaque échantillon sont représentés sur la figure 6 :

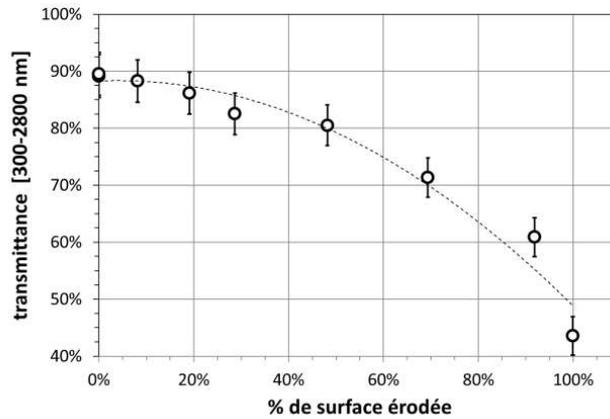


Figure 6. Transmittance [300 nm – 2800 nm] en fonction du % de surface érodée. Les barres d'erreur sont calculées tenant compte d'une erreur de 5 W/m<sup>2</sup> du pyranomètre

L'impact de l'érosion sur la transmittance est considérable. Il ne semble pas y avoir d'effet de seuil. En situation, l'érosion éolienne provoque une diminution régulière et irréversible de la puissance solaire captée dans des rapports atteignant 50%.

## 7. Erosion et émissivité apparente

Les échantillons sont maintenant caractérisés en émissivité apparente par la méthode thermique (eq. 1). Compte tenu de la forte dérive thermique de la caméra, nous avons été contraints de climatiser l'expérimentation afin de maintenir la température de caméra constante à  $29.8 \pm 0.2$  °C. L'écart d'émissivité apparente est présenté sur la figure 7 :

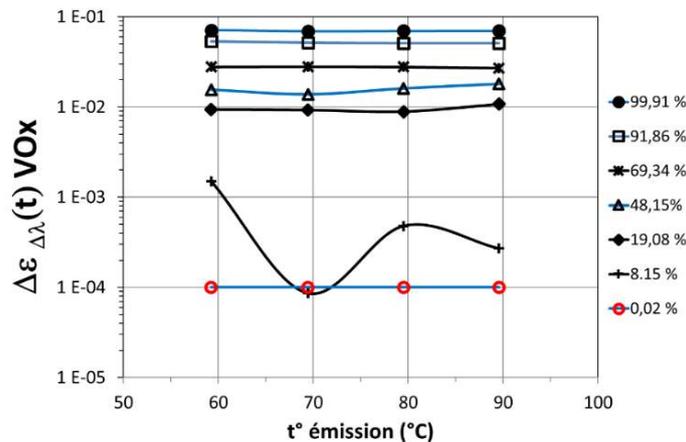


Figure 7. Écart d'émissivité apparente en fonction des températures d'émission pour différents taux d'érosion (échelle logarithmique)

On observe une grande sensibilité de l'émissivité apparente avec le pourcentage d'érosion. Compte tenu de la résolution de mesure (2 ‰), l'érosion est détectable dès 20% de surface érodée (à partir de l'échantillon 2) quelles que soient les températures d'émission comprises entre 60°C et 90°C. Sur la figure 8, nous représentons les variations de l'émissivité apparente moyenne avec le pourcentage de surface érodée :

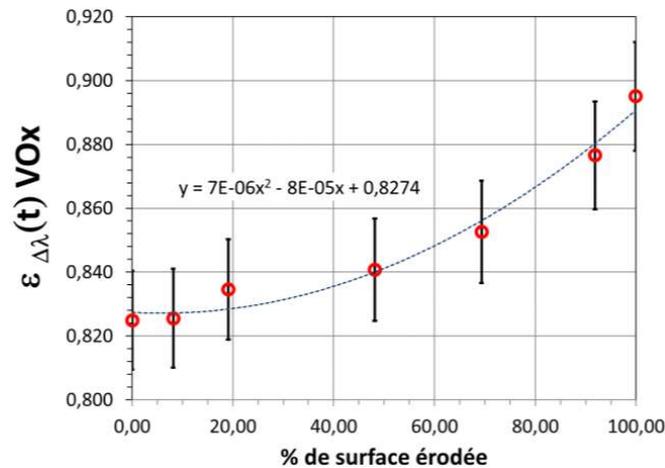


Figure 8. Émissivité apparente moyenne en fonction de la surface érodée

La caractéristique est non linéaire. Dans une approximation polynomiale d'ordre 2, la valeur à l'origine nous indique l'émissivité apparente moyenne du verre non érodé ( $\approx 0,83$ , voir figure 2). Le coefficient de sensibilité  $1/\varepsilon_{\Delta\lambda} \times d\varepsilon_{\Delta\lambda}/dx$  ( $x$  est identifié au taux de surface érodée en pourcent) varie de  $6,5 \cdot 10^{-5} \text{ \%}^{-1}$  (19 % de surface érodée) et  $7 \cdot 10^{-4} \text{ \%}^{-1}$  (99,9% de surface érodée). L'émissivité apparente se positionne dans la catégorie des mesurandes intéressants pour détecter ce type de défauts. Sur la figure 9, nous présentons la relation de corrélation entre la transmittance [300 nm – 2800 nm] et la variation d'émissivité apparente évaluée pour une température d'émission de 60°C :

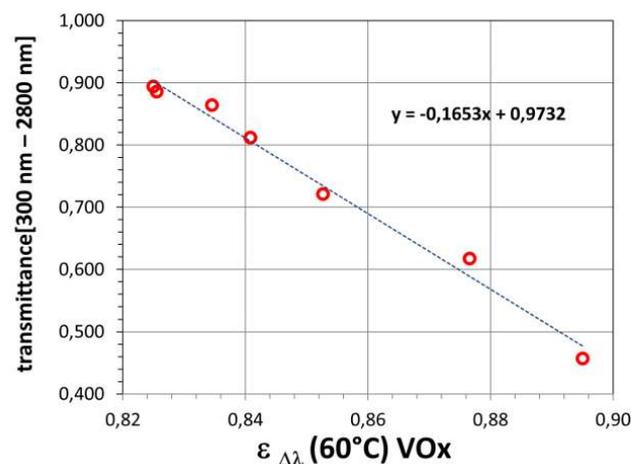


Figure 9. transmittance [300 nm – 2800 nm] versus émissivité apparente @60°C

L'émissivité apparente est raccordée à la transmittance du verre dans le visible : l'indicateur permet une évaluation de la gravité de l'érosion.

## 8. Conclusions

Nous avons étudié la détectabilité des effets de l'érosion sur un verre sodo-calcique par l'indicateur émissivité normale apparente LWIR-Vox. Ce mesurande se révèle très sensible à l'érosion (coefficient de sensibilité  $0,7$  à  $7 \cdot 10^{-4} \%^{-1}$ ). Le seuil de détectivité est observé à 20% de surface érodée en conditions de laboratoire (contrôle stricte des températures d'influence). La corrélation entre l'émissivité apparente et la transmittance [300 nm – 2800 nm] du verre est établie, permettant la quantification de la gravité de l'érosion sur les performances énergétiques des systèmes à énergie solaire.

Cet indicateur est fourni dans une approche de thermographie quantitative. À la condition de s'affranchir de la température d'émission et en s'appuyant sur les capacités d'imagerie des caméras, nous disposerions d'un outil non-intrusif et non-destructif pour produire un indicateur graphique 2D (émissogramme) imageant l'émissivité apparente en coordonnées spatiales ( $x, y$ ) des points de la surface [8]. L'émissogramme permettra de localiser les zones érodées (affectation d'une couleur en fonction de la valeur de l'émissivité apparente) et d'en quantifier la gravité (corrélation de l'émissivité apparente avec une propriété fonctionnelle du système, la transmittance visible dans le cas des systèmes à énergie solaire). Cet indicateur offrira au maintenancier un outil de choix quant au maintien ou au remplacement des éléments constitutifs du système.

### Références

- [1] AGEA-BLANCO B., M. C. (2018). Sand erosion of solar glass: Specific energy uptake, total transmittance, and module efficiency. *International Journal of Energy Research*, 42, 1298–1307.
- [2] WALACH, T. (2008). Emissivity measurements on electronic microcircuits. *Measurement*, 41(5), 503-515
- [3] ASTM E1862–97(2002)-e1. Standard test methods for measuring and compensating for reflected temperature using infrared imaging radiometers. 2002.
- [4] O Riou, PO Logerais, F Delaleux, JF Durastanti (2014). A self-method for resolving the problem of apparent LWIR emissivity for quantitative thermography up to 130 C. *Infrared Physics & Technology* 67, 504-513
- [5] Olivier RIOU, Vincent GUIHENEUF, Fabien DELALEUX, Pierre-Olivier LOGERAIS, Jean-Félix DURASTANTI (2016). Accurate methods for single-band apparent emissivity measurement of opaque materials. *Measurement*, 89, 239-251.
- [6] CHRZANOWSKI, K. (1995). Problem of determination of effective emissivity of some materials in MIR range. *Infrared physics & technology*, 36(3), 679-684
- [7] BALCON, P. (2021). Communication personnelle. FLIR corporation.
- [8] Olivier RIOU, Fabien DELALEUX, Pierre-Olivier LOGERAIS, Jean-Félix DURASTANTI (2019). Outil de quantification sans contact du vieillissement par émissivité apparente en conditions extérieures, *SFT Nantes Juin 2019*.

# Tricouches symétriques pour la caractérisation thermique de couches minces semi-transparentes par méthode opto-électrothermique.

Sébastien PEILLON<sup>1,2</sup>, Petru NOTINGHER<sup>2</sup> et Christophe RODIET<sup>3\*</sup>.

<sup>1</sup>EPF, 21 Boulevard Berthelot - 34000 Montpellier, France

<sup>2</sup>IES, Univ Montpellier, CNRS, Montpellier, France

<sup>3</sup>IThMM, EA 7548, Université de Reims Champagne Ardenne, 51097 Reims, France

\* (auteur correspondant : [christophe.rodiet@univ-reims.fr](mailto:christophe.rodiet@univ-reims.fr))

**Résumé** - Ce papier propose une preuve de concept d'une méthode opto-électrothermique applicable aux matériaux minces bons conducteurs de chaleur. Elle est appliquée ici à un film mince ( $\sim 100 \mu m$ ) d'AlN semi-transparent en configurations de mesure en faces avant et arrière. Dans ce but, des modèles quadripolaires tenant compte du transfert conducto-radiatif 1D au sein de l'échantillon sont développés et appliqués au cas expérimental après une étude numérique des performances de la méthode d'estimation. Les deux mesures expérimentales ont pu être corroborées entre elles avec un écart relatif de l'ordre de 2 %.

## Nomenclature

$a$	diffusivité thermique ( $\lambda/\rho c_p$ ), $m^2 \cdot s^{-1}$	$\Phi$	transformée de Laplace du flux de chaleur
$c_p$	capacité calorifique massique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	$\rho$	masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
$E_f$	effusivité, $J \cdot K^{-1} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1/2}$	$\sigma$	écart-type
$e$	épaisseur, m	$\tau_{laser}$	temps d'impulsion laser, s
$h$	coefficient de transfert de chaleur par conducto-convection, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	$\tau_{cd}$	temps de conduction thermique ( $e^2/a$ ), s
$\mathcal{L}$	transformée de Laplace	$\theta$	transformée de Laplace de la température
$p$	variable de Laplace	<i>Indices et exposants</i>	
$Q$	Énergie (émise par le laser), J	$c$	capacitif (modèle)
$R$	résistance électrique, $\Omega$	$calc$	calculé
$\mathcal{R}$	réflectance, %	$estim$	estimé (paramètre)
$R_{rad}$	résistance radiative, $m^2 \cdot K \cdot W^{-1}$	$exp$	expérimental
$S$	surface, $m^2$	$f$	film (milieu) / fini (modèle)
$T$	température, $^{\circ}C$	$i$	face (1 – avant/excitée ; 2 – arrière)
$t$	temps, s	$ini$	initial (temps)
$U, V$	tensions électriques, V	$k, j$	$k$ -ième élément de la $j$ -ième colonne
$X$	sensibilité	$m$	moyen (modèle) ou maximal
<i>Symboles grecs</i>		$MC$	Monte-Carlo (sur 100 échantillons)
$\alpha$	coefficient de température, $K^{-1}$	$r$	ruban (transducteur/électrode)
$\varepsilon$	émissivité	$rel$	relatif
$\epsilon_{abs}$	erreur absolue	$si$	semi-infini (modèle)
$\epsilon_{rel}$	erreur relative, %	$th$	théorique
$\Lambda$	libre parcours moyen, m	$*$	valeur réduite
$\lambda$	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	$\circ$	valeur nominale
$\varphi$	densité de flux de chaleur, $W \cdot m^{-2}$		

## 1. Introduction

Parmi les couches minces diélectriques, le nitrure d'aluminium (AlN) est utilisé en microélectronique et permet de dissiper passivement la chaleur en raison de son excellente conductivité thermique de l'ordre de  $100 W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$  à  $200 W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ . Afin d'être en mesure de caractériser thermiquement ce type de matériau bon conducteur de chaleur et à faible temps de conduction, une méthode opto-électrothermique issue de la classe de méthodes Flash (excitation

optique pulsée [1] combinée ici à une mesure électrothermique) est développée [2]–[4], consistant à utiliser comme transducteur l'effet thermorésistif d'une électrode métallique afin de déterminer la variation de température en surface de l'électrode - au moyen d'un pont de Wheatstone équilibré et d'une sonde de mesure. Une méthode inverse permet finalement à partir de ces mesures temporelles de déterminer les propriétés du film mince.

Dans le cadre de la caractérisation thermique de couches minces, ce dépôt opaque est souvent utilisé comme moyen d'excitation électrothermique (méthodes  $3\omega$  [5]) ou de collecte d'une excitation optique en raison du caractère semi-transparent des couches minces (méthodes de ThermoReflectance [6]). De plus, lorsqu'une mesure simultanée des charges d'espace est réalisée pour caractériser électriquement le matériau (*e.g.* HVDC [7]), celui-ci peut être enchâssé entre deux électrodes métalliques, offrant une possibilité de mesure sur chacune de ses faces (avant et arrière). Cette communication propose une preuve de concept d'une méthode de caractérisation opto-électrothermique en l'appliquant, dans cette configuration symétrique (ruban/film/ruban), à un échantillon mince ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) d'AlN bon conducteur de chaleur présentant des propriétés de semi-transparence. Il est ainsi montré que la méthode, présentée en section 2, est adaptable aux mesures en faces avant et arrière. A cette fin, différentes modélisations quadripolaires du transfert conducto-radiatif 1D au sein de l'échantillon sont proposés en section 3. En particulier, un modèle adapté aux mesures en face avant a été développé afin de pouvoir tenir compte des effets de semi-transparence du film en considérant un transfert conductif en milieu semi-infini. Une étude des performances de la méthode d'estimation sur données synthétiques est alors menée en section 4 afin d'évaluer l'influence des biais de modèles thermiques dus au transfert par conduction d'une part, puis cumulés aux effets de semi-transparence. Finalement, les résultats expérimentaux obtenus sur l'échantillon d'AlN sont présentés en section 5. Les mesures réalisées en face avant et arrière ont permis de corroborer des valeurs de conductivité effective du film avec un écart relatif de l'ordre de 2 %.

## 2. Méthode et présentation du problème

Deux rubans métalliques d'aluminium (Al,  $e_{r,i} = 200 \text{ nm}$ ) sont déposés en faces avant et arrière d'un film mince à caractériser (voir Table 1 pour les valeurs numériques utilisées lors des simulations). L'obtention d'une conductivité effective  $\lambda_f$  du film est alors réalisée par une méthode opto-électrothermique utilisant une excitation laser pulsée ( $\sim 10 \text{ ns}$ ,  $1 \text{ cm}$  de diamètre) réalisée en face avant conjointement à une mesure électrothermique d'un des rubans. Pour cela, ce dernier est relié à un pont de Wheatstone équilibré où il fait office de résistance électrique (voir Figure 1). Sa thermo-dépendance sert alors de transducteur pour déterminer sa température de surface  $\Delta T_{r,i}(t)$ , en mesurant à l'aide d'une sonde différentielle la tension de déséquilibre du pont de Wheatstone  $U_{AB}(t)$  (affichée  $V_{\text{sortie}}(t)$  à l'oscilloscope - voir Figure 1). Une photo de l'échantillon d'AlN caractérisé en section 5 est affichée en Figure 2.

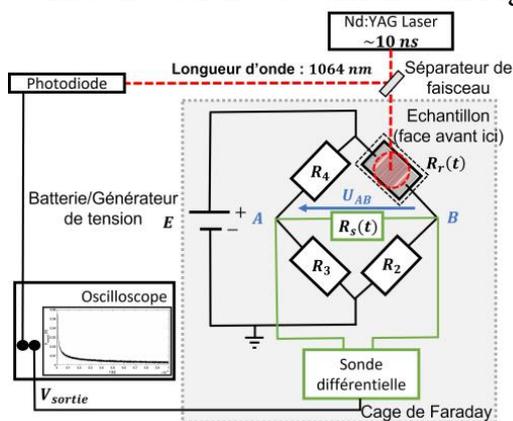


Figure 1 : Schéma de principe de la méthode opto-électrothermique

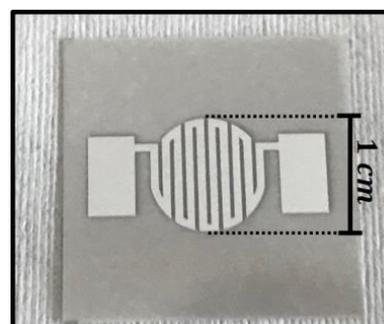


Figure 2 : Echantillon mince d'AlN avec rubans déposés en faces avant et arrière. Un masque de même motif que l'électrode est utilisé pour occulter le laser durant l'excitation

En conservant une élévation de température faible à l'endroit de la mesure ( $\Delta T_{r,i,max} \leq 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ) afin de limiter l'influence des non-linéarités et d'effets expérimentaux délétères (type délaminage du ruban), l'effet thermorésistif du ruban de résistance électrique  $R_{r,i}$  peut être décrit en première approximation par (avec  $\alpha_{r,i} \approx 3.7 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  [8]) :

$$R_{r,i}(T_{r,i}) = R_0(1 + \alpha_{r,i}\Delta T_{r,i}) = R_{0,i} + \Delta R_{r,i}(T_{r,i}); \Delta T_{r,i}(t) = T_{r,i}(t) - T_{r,i}(t_0) \quad (1)$$

Une méthode inverse est alors utilisée pour remonter à la propriété d'intérêt. Toutefois, le faible temps de conduction thermique des matériaux minces implique la mesure de signaux en hautes-fréquences dégradant les performances de la chaîne de mesure et par conséquent la fidélité de la mesure [4]. La face avant, excitée optiquement, est la plus sensible à cette problématique comparativement à une mesure en face arrière présentant un signal de dynamique plus lente, permettant en outre de s'affranchir plus facilement des bruits électromagnétiques générés par l'excitation laser (mesure décalée temporellement). Néanmoins, lorsque l'exploitation de cette face est possible (signal d'amplitude significative), elle s'accompagne de la nécessité de considérer des paramètres additionnels pour la méthode inverse (pour la modélisation des milieux, des échanges avec l'environnement, ...) pouvant dégrader les performances de l'estimation (section 4). En particulier, le potentiel caractère semi-transparent de la couche mince contraint à développer des modèles thermiques pouvant en tenir compte (section 3).

Le problème sera simplifié dans ce travail en supposant les deux électrodes parfaitement symétriques (mêmes caractéristiques et propriétés).

	$\lambda [W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$	$\rho c_p [J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}]$	$e [m]$	$\tau_{cd} [\mu s]$
Rubans - Al	120	$2.4 \cdot 10^6$	$200 \cdot 10^{-9} (\approx 10\text{\AA})$	$0.8 \cdot 10^{-3}$
Film - AlN	100 – 170	$2.7 \cdot 10^6$	$125 \cdot 10^{-6}$	245 – 416

Table 1 : Propriétés utilisés pour les simulations numériques

### 3. Modélisations thermiques

Afin de décrire au mieux l'évolution du signal mesuré avec un minimum de paramètres thermophysiques, différents modèles du transfert thermique ayant lieu au sein du tricouche sont comparés. En particulier, certaines modélisations permettent de tenir compte du caractère semi-transparent du film mince caractérisé. Il sera également montré qu'il existe des phases préférentielles pour l'estimation afin de réduire l'influence des biais thermiques.

Expérimentalement, le ruban en face avant (voir Figure 2) est complètement et uniformément irradiée (laser à front plat). Sa largeur (1 cm de diamètre), identique à celle du ruban déposé en face arrière, est grande devant son épaisseur (200 nm) et permet, en addition d'un temps de mesure conservé faible vis-à-vis du temps diffusif du film dans le plan, de considérer une diffusion de chaleur 1D instationnaire en première approximation. Le problème peut alors être modélisé par une expression quadripolaire [9] exprimée dans le domaine de Laplace avec :

$$\theta_{r,i}(p) = \mathcal{L}(T_{r,i}(t) - T_\infty)(p) = \int_0^{+\infty} (T_{r,i}(t) - T_\infty) e^{-pt} dt \quad (2)$$

où  $\theta_{r,1}(p)$  et  $\theta_{r,2}(p)$  sont respectivement la transformée de Laplace des variations de température de surface des rubans avant  $\Delta T_{r,1}(t)$  et arrière  $\Delta T_{r,2}(t)$  (voir eq. (1)).

Par ailleurs, la forme temporelle de l'excitation laser  $U_{laser,exp}(t)$  est supposée connue car expérimentalement mesurée par une photodiode. Elle est modélisée sous sa forme réduite (*i.e.*  $U_{laser,exp}(t) / \max(U_{laser,exp}(t))$ ), adimensionnée) par l'expression (3) décrivant une fonction triangulaire exprimée dans le domaine de Laplace.

$$\mathfrak{A}_{laser}(p) = \frac{U_m}{\tau_m p^2} (1 - e^{-\tau_m p}) + \frac{U_m}{(\tau_m - \tau_{laser}) p^2} (e^{-\tau_m p} - e^{-\tau_{laser} p}) \quad (3)$$

où  $U_m = 0.84$  (adim.),  $\tau_m = 4.45 \text{ ns}$  et  $\tau_{laser} = 8.69 \text{ ns}$  sont estimés par une méthode des moindres carrés [10].

Le flux de chaleur  $\Phi_1(p)$  absorbé par le ruban en face avant apparait comme facteur d'une fonction de transfert dans les modèles définis dans cette section et peut être exprimé dans l'espace de Laplace tel que :

$$\Phi_1(p) = Q(1 - \mathcal{R}_{Aluminium})\mathfrak{A}_{laser}(p)/(\tau_m S_1) \equiv \varphi_m \mathfrak{A}_{laser}(p) \quad (4)$$

### 3.1. Face avant

Il est possible de généraliser les modélisations de l'échantillon proposées (eq. (6) à (8)) sous la forme suivante ; les coefficients  $\mathcal{A}$  et  $\mathcal{B}$ , dépendants des modèles thermiques utilisés, seront ainsi précisés dans chaque cas :

**Face avant :** 
$$\theta_{r,1}(p) = \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{B}} \Phi_1(p) \quad (5)$$

Le premier modèle envisagé considère la température moyenne du ruban (mesure expérimentale de la résistance électrique moyenne du ruban) pour lequel un gradient de température selon l'épaisseur est considéré (eq. (6)) [11]. Le second modèle considère le ruban comme un milieu isotherme (hypothèse de milieu mince bon conducteur, eq. (7)) ; contrairement au premier modèle, il n'implique pas la connaissance de la conductivité thermique du ruban.

Le film peut quant à lui être considéré comme un milieu semi-infini en raison du court temps de mesure en comparaison du temps de conduction du film ( $t_{fin} \leq 2 \mu s \ll 10 \tau_{cd,f}$ , voir Table 1). Dans ce cadre, un modèle a été développé afin de tenir simultanément compte d'un comportement semi-transparent du film mince (présence d'un transfert radiatif paroi à paroi - opaques – au sein d'un milieu gris ou gris par bandes, voir Figure 3).

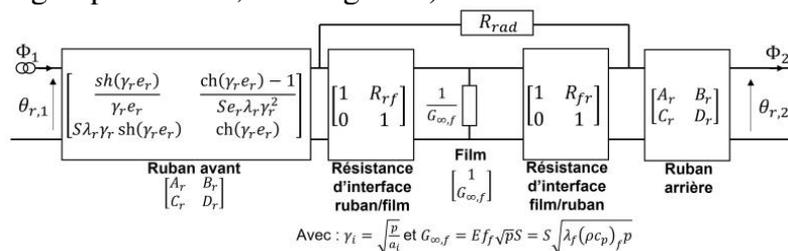


Figure 3 : Schéma quadripolaire du transfert thermique au sein d'un tricouche symétrique semi-transparent ( $R_{rad} \rightarrow \infty$  pour un milieu purement diffusif) avec conduction en milieu semi-infini. La « température moyenne » des rubans est considérée [11]

Dans le cas d'un transducteur à « température moyenne », on obtient ainsi les coefficients suivants :

**Modèle  $\theta_m^{si,rad}$  :** 
$$\mathcal{A} = [A_r + G_{\infty,f} B_{b1}](R_{fr} C_r + A_r) + [A_r R_{rad} + B_{b1}(R_{rad} G_{\infty,f} + 1)][G_{\infty,f} A_r + C_r (R_{fr} G_{\infty,f} + 1)] ;$$
 
$$\mathcal{B} = (R_{fr} C_r + A_r)[C_r + G_{\infty,f} D_{d1}] + [G_{\infty,f} A_r + C_r (G_{\infty,f} R_{fr} + 1)][R_{rad} C_r + (R_{rad} G_{\infty,f} + 1) D_{d1}] \quad (6)$$

avec  $B_{b1} = A_r R_{rf} + B_r$  ;  $D_{d1} = R_{rf} C_r + D_r$  ; les coefficients du film et du ruban étant précisés en Figure 3.

En modélisant le transducteur par un milieu isotherme, ce modèle dégénère en (avec  $C_r = S(\rho c_p)_r e_r p$ ) :

**Modèle  $\theta_c^{si,rad}$  :** 
$$\mathcal{A} = (R_{rf} G_{\infty,f} + 1)(R_{fr} C_r + 1) + [R_{rad} + R_{rf}(R_{rad} G_{\infty,f} + 1)][G_{\infty,f} + C_r (R_{fr} G_{\infty,f} + 1)] ; \mathcal{B} = (R_{fr} C_r + 1)[C_r + G_{\infty,f} (R_{rf} C_r + 1)] \quad (7)$$

Toujours dans l'optique d'une réduction de modèles, un modèle ne considérant que le transfert conductif (*i.e.*  $R_{rad} \rightarrow +\infty$ ) est envisagé [4]. Ainsi, pour un ruban isotherme (*i.e.*  $C_r = S(\rho c_p)_r e_r p$ ) :

**Modèle  $\theta_c^{si}$  :** 
$$\mathcal{A} = (R_{rf} G_{\infty,f} + 1) ; \mathcal{B} = C_r + G_{\infty,f} (R_{rf} C_r + 1) \quad (8)$$

Enfin, notons que les échanges globaux  $h$  sont négligés en face avant grâce à la faible émissivité du transducteur métallique ( $\varepsilon_{r,1} < 0.1$ ), de la variation de température et du temps de mesure,

contrairement à la face arrière pour laquelle le temps de mesure est plus long ( $t_{etu} \approx 10^{-4}$  s) (présence expérimentalement visualisée - voir section 5).

### 3.2. Face arrière

Les expressions quadripolaires (eq. (10) à (12)) sont généralisables sous la forme suivante :

**Face arrière :** 
$$\theta_{r,2}(p) = \frac{\Phi_1(p)}{\mathcal{B}} \quad (9)$$

On définit alors les coefficients  $\mathbb{A} = \frac{AR_{rad}+B}{R_{rad}+B}$  ;  $\mathbb{B} = \frac{BR_{rad}}{B+R_{rad}}$  ;  $\mathbb{C} = -\left(\frac{1}{B} + \frac{1}{R_{rad}}\right) + \left(\frac{D}{B} + \frac{1}{R_{rad}}\right)\left(\frac{AR_{rad}+B}{B+R_{rad}}\right)$  ;  $\mathbb{D} = \frac{B+R_{rad}D}{R_{rad}+B}$ , avec  $A = A_f + R_{rf}C_f$  ;  $B = R_{fr}(A_f + R_{rf}C_f) + B_f + R_{rf}D_f$  et  $D = C_fR_{fr} + D_f$ .

À l'instar de la face avant, des modélisations en « température moyenne » (eq. (10)) et en milieu isotherme (eq. (11)) des rubans sont proposées. Le film est désormais considéré comme un milieu fini avec transfert radiatif paroi à paroi en son sein (milieu gris ou gris par bandes [12] - Figure 4).

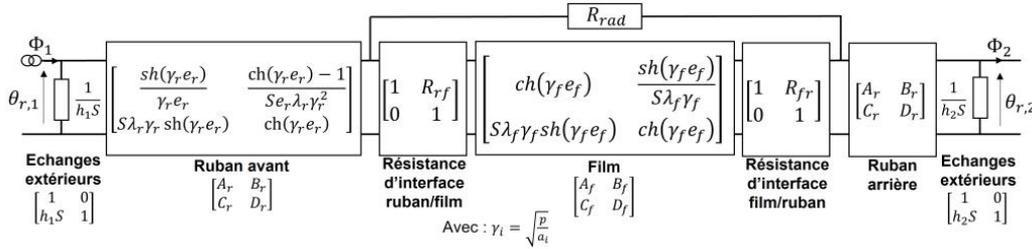


Figure 4 : Schéma quadripolaire du transfert thermique au sein d'un tricouche symétrique semi-transparent ( $R_{rad} \rightarrow \infty$  pour un milieu purement diffusif) [12]. La « température moyenne » des rubans est considérée [11]

En considérant la température moyenne des électrodes, le coefficient  $\mathcal{B}$  de l'eq. (9) aura pour forme :

**Modèle  $\theta_m^{f,rad}$**  : 
$$\mathcal{B} = A_r[A(h_1SA_r + C_r) + \mathbb{C}(h_1SB_r + D_r)] + C_r[\mathbb{B}(h_1SA_r + C_r) + \mathbb{D}(h_1SB_r + D_r)] + h_2S[B_r[A(h_1SA_r + C_r) + \mathbb{C}(h_1SB_r + D_r)] + D_r[\mathbb{B}(h_1SA_r + C_r) + \mathbb{D}(h_1SB_r + D_r)]] \quad (10)$$

Pour des rubans isothermes, ce modèle dégénère sous la forme (avec  $C_r = S(\rho c_p)_r e_r p$ ) :

**Modèle  $\theta_c^{f,rad}$**  : 
$$\mathcal{B} = A(h_1S + C_r) + \mathbb{C} + C_r[\mathbb{B}(h_1S + C_r) + \mathbb{D}] + h_2S[\mathbb{B}(h_1S + C_r) + \mathbb{D}] \quad (11)$$

Dans le cas où seul le transfert conductif au sein de l'échantillon est considéré ( $R_{rad} \rightarrow +\infty$ ), le coefficient  $\mathcal{B}$  devient (toujours avec rubans isothermes, *i.e.*  $C_r = S(\rho c_p)_r e_r p$ ) :

**Modèle  $\theta_c^f$**  : 
$$\mathcal{B} = A_f C_{c2} + C_f D_{d2} + C_r [R_{fr} A_{d2} + B_f C_{c2} + D_f D_{d2}] + h_2 S [R_{fr} A_{d2} + B_f C_{c2} + D_f D_{d2}] \quad (12)$$

avec  $C_{c2} = h_1 S + C_r$  ;  $D_{d2} = R_{rf} C_{c2} + 1$  et  $A_{d2} = A_f C_{c2} + C_f D_{d2}$ .

### 3.3. Comparaisons et analyse de sensibilités

Une inversion numérique de Laplace par un algorithme de De Hoog [13] permet l'obtention de ces modèles dans l'espace temporel ( $T_m^{si,rad}$ ,  $T_c^{si,rad}$  et  $T_c^{si}$  pour la face avant ;  $T_m^{f,rad}$ ,  $T_c^{f,rad}$  et  $T_c^f$  pour la face arrière). La Figure 5 compare les biais de modélisation du ruban ainsi que l'influence de la résistance thermique d'interface ruban/film dans le cas d'une mesure en face avant en milieu opaque (*i.e.*  $R_{rad} \rightarrow \infty$ ). Il apparaît alors préférable d'estimer durant la phase de relaxation du signal, au cours de la descente, afin de limiter ce biais (étudié en section 4.1). La Figure 6 illustre quant à elle l'influence de la semi-transparence du film sur le thermogramme en face avant. Celle-ci ne devient notable sur la phase de relaxation du signal qu'à partir de  $R_{rad} < 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$  - d'autant plus rapidement que  $R_{rf}$  est faible. Son influence augmente toutefois aux temps longs

en participant à une dissipation thermique plus rapide, incitant à limiter la plage temporelle d'estimation.

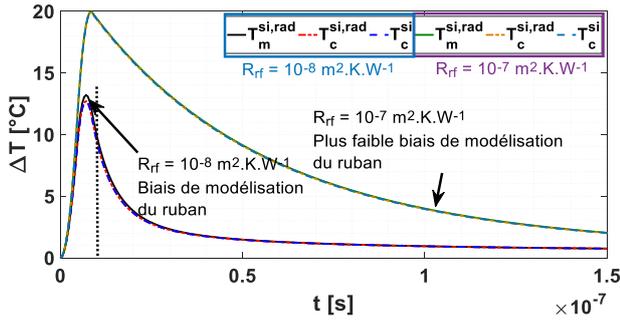


Figure 5 : Influence des biais de modélisations des rubans en face avant ( $\lambda_f = 170 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $R_{fs} = 10^{-8} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$  et  $R_{rad} = 10^{15} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$  pour  $T_m^{si,rad}$  et  $T_c^{si,rad}$ )

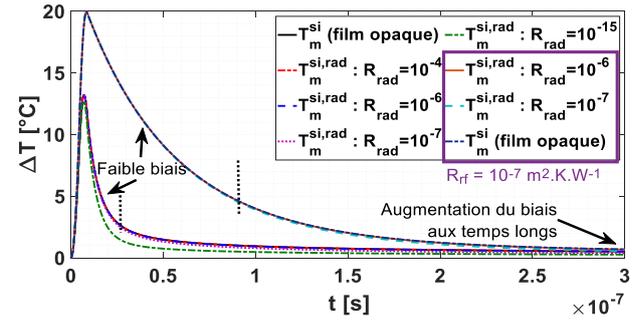


Figure 6 : Influence des transferts radiatifs paroi/paroi au sein de l'échantillon en face avant ( $\lambda_f = 170 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $R_{rf} = R_{fs} = 10^{-8} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$  – sauf mention contraire)

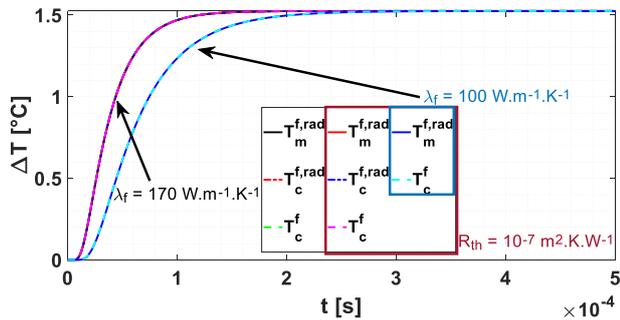


Figure 7 : Influence des biais de modélisations des rubans en face arrière ( $\lambda_f = 170 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $R_{th} = R_{rf} = R_{fr} = 10^{-8} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$  – sauf mention contraire.  $R_{rad} = 10^{15} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$  pour  $T_m^{f,rad}$  et  $T_c^{f,rad}$ .  $h_i$  nul)

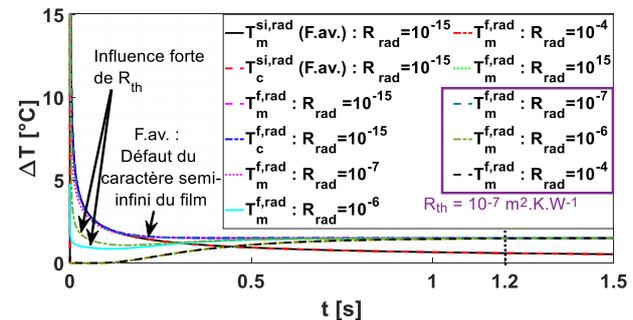


Figure 8 : Influence des transferts radiatifs paroi/paroi au sein de l'échantillon en face arrière ( $\lambda_f = 170 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $R_{th} = R_{rf} = R_{fr} = 10^{-8} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$  – sauf mention contraire.  $h_i$  nul)

La Figure 7 compare pour la face arrière les biais de modélisations du ruban en présence des résistances d'interface (film opaque), lesquels apparaissent négligeables sur l'ensemble du thermogramme. La Figure 8 illustre également l'effet des propriétés de semi-transparence du film en face arrière. Le thermogramme y apparaît sensible sur la montée ( $t < 0.12 \text{ ms}$  dans l'exemple), en retrouvant le signal de la face avant (F.av. sur la figure) dans le cas d'un transfert radiatif important (*i.e.*  $R_{rad} \rightarrow 0$ ). Remarquons également l'influence plus marquée des résistances thermiques d'interface pour un transfert radiatif tel que  $10^{-7} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1} < R_{rad} < 10^{-4} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$  - voir section 4.2.

Les sensibilités réduites aux paramètres thermiques  $\left[ X_{\beta_j}^* \right]_{kj} = \beta_j^\circ \frac{\partial T(t_k)}{\partial \beta_j}$  (paramètres en légende des figures concernées avec  $\beta_j^\circ$  leur valeur nominale) des modèles utilisés pour l'estimation ( $T_c^{si,rad}$  et  $T_c^{si}$  pour la face avant ;  $T_c^{f,rad}$  et  $T_c^f$  pour la face arrière) sont tracées en Figure 9 et Figure 10 pour différents cas.

Notons qu'en face avant, la détermination de  $\lambda_f$  présuppose la connaissance de  $(\rho c_p)_f$  (reliés par l'effusivité). L'analyse des sensibilités permet d'identifier une corrélation entre  $(\rho c_p e)_r$  et  $\lambda_f$  (notamment sur la phase de relaxation où leurs maxima locaux sont proches), rendant nécessaire la détermination du premier terme par une autre méthode. La résistance radiative  $R_{rad}$  apparaît quant à elle estimable simultanément à  $\lambda_f$ . Rappelons qu'il est nécessaire de tenir compte dans l'estimation de la résistance ruban/film  $R_{rf}$  [4], contrairement à celle film/ruban  $R_{fr}$ .

En face arrière, un nombre de paramètres intervenant dans le modèle plus important est remarqué. Une corrélation est identifiée entre  $(\rho c_p)_f$ ,  $e_f$  et  $\lambda_f$ , rendant nécessaire l'usage d'une

méthode annexe pour la détermination des deux premiers termes. Enfin, il est possible de réduire le nombre de paramètres en globalisant les termes  $h_1$  et  $h_2$  par un paramètre unique  $h$ , et les résistances d'interface  $R_{rf}$  et  $R_{fr}$  par le terme  $R_{th}$ .

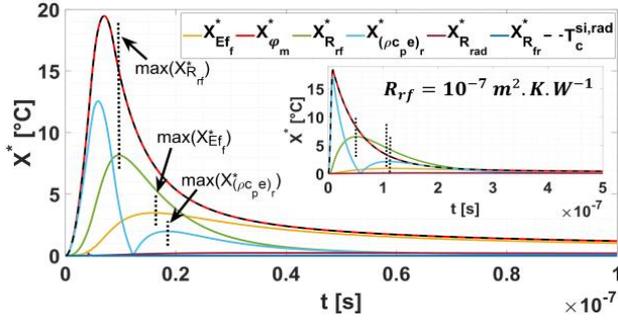


Figure 9 : Sensibilités réduites aux paramètres (Face avant,  $T_c^{si,rad}$ ,  $\lambda_f = 170 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $R_{rf} = 10^{-8} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ ,  $R_{rad} = 10^{-7} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ )

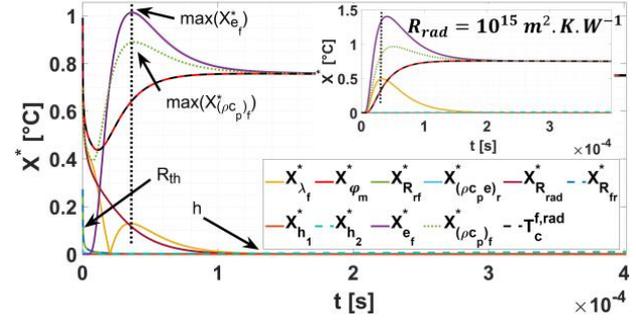


Figure 10 : Sensibilités réduites aux paramètres (Face arrière,  $T_c^{f,rad}$ ,  $\lambda_f = 170 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $R_{th} = R_{rf} = R_{fr} = 10^{-8} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ ,  $R_{rad} = 10^{-6} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ )

## 4. Estimation de paramètres

Les estimations sont réalisées par une méthode des moindres carrés associée à un algorithme de descente de type Levenberg-Marquardt régularisé [10]. L'algorithme minimise la somme des écarts quadratiques entre la tension mesurée expérimentalement  $V_{exp}$  et la tension calculée  $V_{calc}$ , représentée par la fonction coût suivante :

$$J(\boldsymbol{\beta}) = \sum_{k=k_1}^{k_2} \left( \Delta V_{exp}(t_k) - \Delta V_{calc}(t_k, \boldsymbol{\beta}) \right)^2 \Rightarrow \hat{\boldsymbol{\beta}} = \arg \min_{t \in [t_{ini}; t_{fin}]; \boldsymbol{\beta}} (J(\boldsymbol{\beta})) \quad (13)$$

où  $\boldsymbol{\beta}$  est le vecteur paramètre estimé précisé selon les cas traités, comprenant au minimum  $\lambda_f$  et  $\varphi_m$  (voir eq. (4)).

Dans le cas d'une mesure en face avant, les estimations sont réalisées sur la phase de relaxation du signal délimitée par  $[t_{ini}; t_{fin}]$  afin de réduire la sensibilité aux biais de modèles (voir section 3.3) ainsi qu'à la forme temporelle de l'excitation laser et aux déformations engendrées par les non-idéalités de la chaîne de mesure en hautes-fréquences [4].  $t_{ini}$  sera alors défini tel que  $t_{ini} = t(2/3 \cdot \max(\Delta V_{exp}))$  pour  $t \in [t_m; t_{fin}]$  ( $t_m$  le temps du maximum du signal) afin de bénéficier du maximum de sensibilité théorique à  $\lambda_f$  (voir section 3.3). Le temps de fin d'étude  $t_{fin}$  sera restreint tel que  $t_{fin} \leq 2 \mu\text{s}$  afin de limiter l'influence de  $R_{rad}$  (voir section 3.3) et respecter l'hypothèse de milieu semi-infini. Dans le cas d'une mesure en face arrière,  $t_{ini}$  est le premier point de mesure et  $t_{fin}$  est fixé pour les simulations à  $0.4 \text{ ms}$  ( $\approx \tau_{cd,f}$ , voir Table 1).

Dans cette section, le bon fonctionnement de la méthode d'estimation est vérifié sur des données synthétiques générées dans un cadre proche du cas expérimental traité en section 5 (conductivités thermiques cibles de  $\lambda_f = 170 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $\lambda_f = 100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  - voir Table 1). Pour cela, les estimations sont réalisées sur signaux bruités (bruit gaussien de moyenne nulle et d'écart-type  $\sigma_B = 1\%$  de l'amplitude maximale du signal synthétique), permettant grâce à une méthode de Monte-Carlo d'obtenir les propriétés statistiques des estimations réalisées en tenant compte des performances de l'algorithme d'estimation. Les résultats obtenus sur signaux non bruités, non reportés dans un souci de synthèse, sont compris dans les écarts-types affichés, indiqués en pourcent de la valeur estimée.

### 4.1. Biais sur la modélisation du ruban et influence des résistances d'interface pour un transfert thermique diffusif

Le biais de modélisation du ruban par un milieu isotherme (modèles  $T_c^{si,rad}$  et  $T_c^{si}$  pour la face avant ;  $T_c^{f,rad}$  et  $T_c^f$  pour la face arrière) comparativement à un milieu dont la température

moyenne est considérée (modèles  $T_m^{si,rad}$  en face avant et  $T_m^{f,rad}$  en face arrière) est étudié dans cette section en tenant compte dans l'estimation des résistances thermiques d'interface. Numériquement,  $R_{rad} = 10^{15} m^2.K.W^{-1}$  afin de s'assurer dans un premier temps du fonctionnement de la méthode d'estimation en présence des biais uniquement liés à la diffusion thermique dans l'échantillon ; le biais dû à la semi-transparence est étudié en section 4.2.

#### 4.1.1. Face avant

Modèles: exp. / estim.	$R_{rf,th}$ [ $m^2.K.W^{-1}$ ]	$\lambda_{f,estim}$ [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	$\epsilon_{rel,\lambda_{f,estim}}$ [%]	$\sigma_{MC,\lambda_{f,estim}}$ [%]	$R_{rf,estim}$ [ $m^2.K.W^{-1}$ ]	$\epsilon_{rel,R_{rf,estim}}$ [%]	$\sigma_{MC,R_{rf,estim}}$ [%]
$T_m^{si,rad} /$ $T_c^{si}$	$10^{-8}$	175.86	3.45	2.62	$1.06 \cdot 10^{-8}$	5.91	1.20
$T_m^{si,rad} /$ $T_c^{si}$	$10^{-7}$	170.71	0.42	0.62	$1.01 \cdot 10^{-7}$	0.59	0.32

Table 2 : Estimations de  $\beta = (\lambda_f, \varphi_m, R_{rf})$  en face avant ( $\lambda_f = 170 W.m^{-1}.K^{-1}$ )

Précisons que le bon fonctionnement de l'algorithme a été observé dans le cas où les deux modèles capacitifs  $T_c^{si}$  et  $T_c^{si,rad}$  sont utilisés entre eux (écart relatif maximal de 0.5 % causé par la présence de bruit – nul autrement) et que des performances similaires de ces deux modèles ont été observées en présence de biais de modèle. Celui-ci apparait de façon plus prégnante dans le cas où  $R_{rf} = 10^{-8} m^2.K.W^{-1}$ , conformément aux observations réalisées en section 3.3, avec une erreur maximale d'estimation sur la conductivité commise de l'ordre de 6 %. Ces biais sont faibles du fait de réaliser l'estimation sur la phase de relaxation du signal (voir Figure 5). On remarquera également les bonnes performances de l'estimation de la résistance thermique d'interface  $R_{rf}$ . Le cas de conductivité cible  $\lambda_f = 100 W.m^{-1}.K^{-1}$  a présenté strictement les mêmes performances.

#### 4.1.2. Face arrière

On remplacera ici l'estimation des résistances d'interface par celle du coefficient d'échanges  $h$  (voir section 3.3).

Modèles : exp. / estim.	$R_{th,th}$ [ $m^2.K.W^{-1}$ ]	$h_{th}$ [ $W.m^{-2}.K^{-1}$ ]	$\lambda_{f,estim}$ [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	$\epsilon_{rel,\lambda_{f,estim}}$ [%]	$\sigma_{MC,\lambda_{f,estim}}$ [%]	$h_{estim}$ [ $W.m^{-2}.K^{-1}$ ]	$\epsilon_{rel,h_{estim}}$ [%]	$\sigma_{MC,h_{estim}}$ [%]
$T_m^{f,rad} /$ $T_c^f$	$10^{-8}$	0	169.90	0.06	0.08	0.65	/	$4.20 \cdot 10^4$
		$10^4$	169.96	0.02	0.08	$9.94 \cdot 10^4$	0.61	0.14
$T_m^{si,rad} /$ $T_c^{si}$	$10^{-7}$	0	169.74	0.15	0.08	62.12	/	263.10
		$10^4$	169.72	0.16	0.08	$1.00 \cdot 10^4$	0.33	2.09

Table 3 : Estimations de  $\beta = (\lambda_f, \varphi_m, h)$  en face arrière ( $\lambda_f = 170 W.m^{-1}.K^{-1}$ )

Précisons ici également que le bon fonctionnement de l'algorithme a été retrouvé lorsque les modèles capacitifs sont utilisés pour l'estimation et la génération du signal expérimental (erreurs sur la conductivité estimée inférieures à 0.2 %), et que des performances similaires des modèles  $T_c^f$  et  $T_c^{f,rad}$  sont trouvées en présence de biais de modèle. Celles-ci sont du même ordre de grandeur d'erreurs qu'en l'absence de biais de modèle, confirmant l'observation réalisée en Figure 7. De façon analogue, la faible sensibilité aux résistances d'interface observée en section 3.3 est confirmée par les faibles erreurs obtenues en les négligeant lors de l'estimation. Toutefois, leur influence n'est pas négligeable en présence d'un transfert radiatif paroi/paroi (voir sections 3.3 et 4.2.2). Ce constat est partagé pour  $\lambda_f = 100 W.m^{-1}.K^{-1}$ , avec des ordres de grandeurs strictement similaires.

## 4.2. Influence des transferts radiatifs paroi/paroi au sein de l'échantillon

Le biais dû à la non prise en compte du caractère semi-transparent du film (modèles  $T_c^{si}$  et  $T_c^f$ ) ainsi que le comportement de la méthode inverse lors de l'estimation de  $R_{rad}$  (modèles  $T_c^{si,rad}$  et

$T_c^{f,rad}$ ) sont investigués dans cette section en présence du biais de modèle (conductif) thermique des rubans précédemment mis en évidence.

#### 4.2.1. Face avant

L'estimation de  $R_{rad}$  à l'aide d'un modèle conducto-radiatif apparait nécessaire dès lors que  $R_{rad} = 10^{-7} m^2.K.W^{-1}$  ou  $R_{rf} = 10^{-7} m^2.K.W^{-1}$  (erreurs relatives sur la conductivité estimée pouvant excéder 100 % en cas d'utilisation d'un modèle d'estimation purement conductif – cas grisés) et permet globalement de bonnes estimations de la conductivité : le cas où  $R_{rad} = R_{rf} = 10^{-7} m^2.K.W^{-1}$  voit toutefois un écart-type important sur la valeur estimée de  $\lambda_f$  pouvant amener à dépasser 15 % d'erreur et devra être considéré avec prudence. Notons également l'amélioration des estimations de la résistance  $R_{rf}$  avec l'estimation de  $R_{rad}$ .

Modèles : exp. / estim.	$R_{rad,th}$	$R_{rf,th}$	$\lambda_{f,estim}$ [W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	$\epsilon_{rel,\lambda_{f,estim}}$ [%]	$\sigma_{MC,\lambda_{f,estim}}$ [%]	$R_{rf,estim}$ [m <sup>2</sup> .K.W <sup>-1</sup> ]	$\epsilon_{rel,R_{rf,estim}}$ [%]	$\sigma_{MC,R_{rf,estim}}$ [%]	$R_{rad,estim}$ [m <sup>2</sup> .K.W <sup>-1</sup> ]	$\epsilon_{rel,R_{rad,estim}}$ [%]	$\sigma_{MC,R_{rad,estim}}$ [%]
	[m <sup>2</sup> .K.W <sup>-1</sup> ]	[m <sup>2</sup> .K.W <sup>-1</sup> ]									
$T_m^{si,rad} / T_c^{si}$	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>-8</sup>	171.66	0.98	2.74	1.14 · 10 <sup>-8</sup>	14.46	1.25			
		10 <sup>-7</sup>	189.72	11.60	0.63	1.02 · 10 <sup>-7</sup>	1.87	0.31			
$T_m^{si,rad} / T_c^{si,rad}$	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>-8</sup>	174.60	2.71	2.75	1.06 · 10 <sup>-8</sup>	6.29	1.60	9.92 · 10 <sup>-7</sup>	0.85	11.49
		10 <sup>-7</sup>	170.58	0.34	3.82	1.01 · 10 <sup>-7</sup>	0.57	0.59	1.15 · 10 <sup>-6</sup>	14.90	63.83
$T_m^{si,rad} / T_c^{si}$	10 <sup>-7</sup>	10 <sup>-8</sup>	201.10	18.29	2.19	1.51 · 10 <sup>-8</sup>	51.41	1.15			
		10 <sup>-7</sup>	345.79	103.41	0.69	1.06 · 10 <sup>-7</sup>	6.33	0.29			
$T_m^{si,rad} / T_c^{si,rad}$	10 <sup>-7</sup>	10 <sup>-8</sup>	175.06	2.98	2.79	1.06 · 10 <sup>-8</sup>	5.68	2.57	9.71 · 10 <sup>-8</sup>	2.88	9.42
		10 <sup>-7</sup>	176.22	3.66	11.26	1.01 · 10 <sup>-7</sup>	0.90	0.77	1.08 · 10 <sup>-7</sup>	7.67	21.02

Table 4 : Estimations de  $\beta = (\lambda_f, \varphi_m, R_{rf}, R_{rad})$  (sauf cas grisés) en face avant ( $\lambda_f = 170 W.m^{-1}.K^{-1}$ )

Modèles : exp. / estim.	$R_{rad,th}$	$R_{rf,th}$	$\lambda_{f,estim}$ [W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	$\epsilon_{rel,\lambda_{f,estim}}$ [%]	$\sigma_{MC,\lambda_{f,estim}}$ [%]	$R_{rf,estim}$ [m <sup>2</sup> .K.W <sup>-1</sup> ]	$\epsilon_{rel,R_{rf,estim}}$ [%]	$\sigma_{MC,R_{rf,estim}}$ [%]	$R_{rad,estim}$ [m <sup>2</sup> .K.W <sup>-1</sup> ]	$\epsilon_{rel,R_{rad,estim}}$ [%]	$\sigma_{MC,R_{rad,estim}}$ [%]
	[m <sup>2</sup> .K.W <sup>-1</sup> ]	[m <sup>2</sup> .K.W <sup>-1</sup> ]									
$T_m^{si,rad} / T_c^{si}$	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>-8</sup>	95.47	4.53	2.83	1.23 · 10 <sup>-8</sup>	22.56	1.54			
		10 <sup>-7</sup>	114.59	14.59	0.48	1.03 · 10 <sup>-7</sup>	2.86	0.34			
$T_m^{si,rad} / T_c^{si,rad}$	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>-8</sup>	102.74	2.74	2.84	1.06 · 10 <sup>-8</sup>	6.25	2.16	9.95 · 10 <sup>-7</sup>	10.11	10.15
		10 <sup>-7</sup>	100.37	0.37	2.64	1.01 · 10 <sup>-7</sup>	0.63	0.56	1.04 · 10 <sup>-6</sup>	3.51	19.52
$T_m^{si,rad} / T_c^{si}$	10 <sup>-7</sup>	10 <sup>-8</sup>	115.01	15.01	2.42	1.79 · 10 <sup>-8</sup>	78.66	1.36			
		10 <sup>-7</sup>	226.53	126.53	0.64	1.09 · 10 <sup>-7</sup>	8.52	0.30			
$T_m^{si,rad} / T_c^{si,rad}$	10 <sup>-7</sup>	10 <sup>-8</sup>	102.62	2.62	2.98	1.07 · 10 <sup>-8</sup>	6.54	3.02	9.99 · 10 <sup>-8</sup>	0.07	10.71
		10 <sup>-7</sup>	110.29	10.29	12.23	1.01 · 10 <sup>-7</sup>	1.18	0.95	1.21 · 10 <sup>-7</sup>	21.30	23.88

Table 5 : Estimations de  $\beta = (\lambda_f, \varphi_m, R_{rf}, R_{rad})$  (sauf cas grisés) en face avant ( $\lambda_f = 100 W.m^{-1}.K^{-1}$ )

#### 4.2.2. Face arrière

Les estimations sont réalisées en tenant compte dans l'estimation des pertes ( $h_{th} = 10^4 W.m^{-2}.K^{-1}$ ) ainsi que de l'influence des résistances thermiques d'interface (voir section 3.3). L'algorithme d'estimation n'a pu converger s'il ne tenait pas compte dans la procédure d'estimation de  $R_{rad}$  ; seuls les résultats ayant convergés sont donc présentés ici. Il apparait ainsi nécessaire de prendre en compte l'influence des transferts radiatifs au sein de l'échantillon pour la face arrière. L'erreur d'estimation maximale commise sur la conductivité est alors de l'ordre de 6 % pour les deux conductivités cibles (performances similaires obtenues).

Modèles : exp. / estim	$R_{rad,t}$	$R_{th,t}$	$\lambda_{f,estim}$ [ $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ]	$\epsilon_{rel,\lambda_{f,es}}$ [%]	$\sigma_{MC,\lambda_{f,es}}$ [%]	$R_{th,estim}$ [ $m^2 \cdot K \cdot W^{-1}$ ]	$\epsilon_{rel,R_{th,e}}$ [%]	$\sigma_{MC,R_{th,e}}$ [%]	$R_{rad,estim}$ [ $m^2 \cdot K \cdot W^{-1}$ ]	$\epsilon_{rel,R_{rad,e}}$ [%]	$\sigma_{MC,R_{rad,e}}$ [%]	$h_{estim}$ [ $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ ]	$\epsilon_{rel,h_{est}}$ [%]	$\sigma_{MC,h_{es}}$ [%]
	[ $m^2 \cdot K \cdot W^{-1}$ ]													
$T_m^{f,rad} / T_c^{f,rad}$	$10^{-6}$	$10^{-8}$	170.03	0.02	0.19	$1.00 \cdot 10^{-8}$	0.43	1.60	$1.00 \cdot 10^{-6}$	0.03	0.31	$9.95 \cdot 10^3$	0.52	2.19
		$10^{-7}$	170.32	0.19	2.87	$1.00 \cdot 10^{-7}$	0.29	1.77	$9.98 \cdot 10^{-7}$	0.20	3.56	$8.55 \cdot 10^3$	14.53	49.47
$T_m^{f,rad} / T_c^{f,rad}$	$10^{-7}$	$10^{-8}$	169.77	0.14	1.76	$1.01 \cdot 10^{-8}$	1.26 1.19	7.22	$1.01 \cdot 10^{-7}$	0.68	4.91	$9.97 \cdot 10^3$	0.29	13.84
		$10^{-7}$	170.10	0.06	6.13	$1.00 \cdot 10^{-7}$	0.40	2.47	$9.65 \cdot 10^{-8}$	3.46	31.61	$1.14 \cdot 10^4$	14.09	116.67

Table 6 : Estimations de  $\beta = (\lambda_f, \varphi_m, R_{th}, R_{rad}, h)$  face arrière ( $\lambda_f = 170 W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ,  $h_{th} = 10^4 W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ )

## 5. Premiers résultats expérimentaux sur échantillon d'AlN

Des premiers essais expérimentaux sont conduits avec le banc présenté en section 2 sur un échantillon d'AlN ( $e_f = 0.125 mm$ ) sur lequel deux électrodes d'aluminium ont été déposées en face avant et arrière ( $e_{r,i} = 200 nm$ ) par évaporation effet Joule (voir Figure 2). Les signaux estimés à partir des mesures expérimentales sont affichés en Figure 11 pour la face avant et en Figure 12 pour la face arrière. La Table 7 présente en détail les résultats d'estimation obtenus. Précisons que ces deux expérimentations ont été conduites successivement, pour deux apports d'énergie différents du laser (l'obtention d'un signal significatif en face arrière requiert un apport d'énergie en face avant provoquant un échauffement local trop élevé pour une mesure).

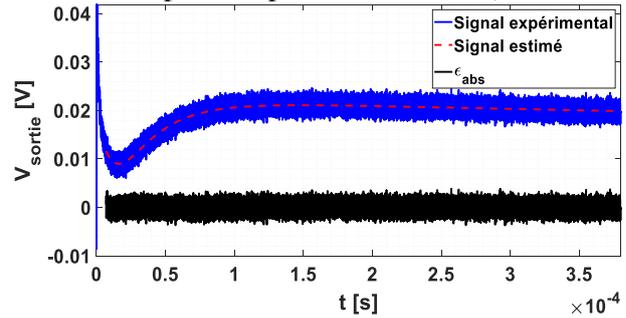
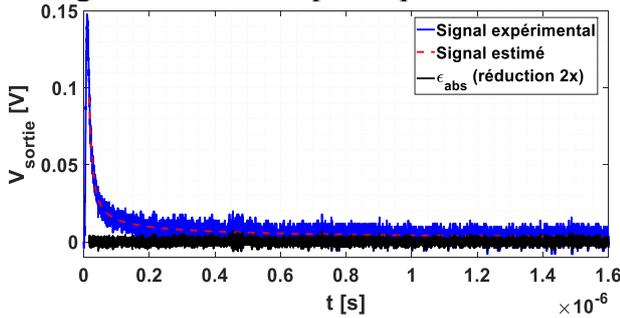


Figure 11 : Signal exp. face avant, estimé sur  $[t_{ini}; t_{fin}]$  (estim. par  $T_c^{si}$ ).  $Q_{laser} = 35 mJ$  Figure 12 : Signal exp. face arrière, estimé sur  $[t_{ini}; t_{fin}]$  (estim. par  $T_c^{f,rad}$ ).  $Q_{laser} = 750 mJ$

	Modèle estim.	$t_{ini}$ [s]	$t_{fin}$ [s]	$\lambda_{f,estim}$ [ $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ]	$R_{f,estim}$ [ $m^2 \cdot K \cdot W^{-1}$ ]	$R_{rad,estim}$ [ $m^2 \cdot K \cdot W^{-1}$ ]	$h_{estim}$ [ $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ ]	$\bar{m}_{res}$ [V]	$\sigma_{res}$ [V]
Avant	$T_c^{si}$	$1.7 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	147.07	$1.55 \cdot 10^{-8}$			1.02	$1.23 \cdot 10^{-5}$
				144.18	$1.58 \cdot 10^{-8}$	$8.70 \cdot 10^{-4}$		6.62	$1.23 \cdot 10^{-5}$
Ar.	$T_c^{f,rad}$	$7.5 \cdot 10^{-6}$	$3.8 \cdot 10^{-4}$	146.97	$3.27 \cdot 10^{-7}$	$5.11 \cdot 10^{-6}$	$5.19 \cdot 10^4$	6.74	$7.10 \cdot 10^{-7}$

Table 7 : Estimations sur signaux exp., avec  $\bar{m} = \frac{1}{nt} \sum (\Delta V_{sortie,exp} - \Delta V_{calc})$  [V] et  $\sigma = \sqrt{Var(\bar{m})}$  [V] respectivement les valeurs moyennes et les écarts-types des résidus sur la plage d'estimation  $[t_{ini}; t_{fin}]$ .

Les valeurs de conductivité obtenues sont peu différentes avec un écart relatif inférieur à 2 % entre les mesures en face avant et celle en face arrière, permettant ainsi de les corroborer entre elles. Notons également le faible écart ( $\sim 2.1\%$ ) entre les valeurs obtenues en face avant avec ou sans considération de la semi-transparence du film (faible influence de cette dernière lors d'une faible élévation de température - voir Figure 6). Rappelons toutefois que ces conductivités ont été déterminées en utilisant les valeurs bulk de  $(\rho c_p)_r$  et  $(\rho c_p)_f$  (voir Table 1). Des mesures complémentaires sont donc nécessaires afin de réduire les incertitudes sur les paramètres supposés

connus  $(e_f, (\rho c_p)_r, (\rho c_p)_f)$  et permettre l'obtention d'une valeur de conductivité fiable ; les applications réalisées ici ne visant qu'à fournir une première preuve de concept de la méthode.

## 6. Conclusion

Ce papier propose une preuve de concept d'une méthode de caractérisation opto-électrothermique applicable aux matériaux minces bons conducteurs de chaleur. Des premières mesures expérimentales ont été réalisées en faces avant et arrière d'un échantillon mince d'AlN présentant des propriétés de semi-transparence et ont permis l'obtention de valeurs de conductivité corroborantes ( $\epsilon_{rel} \approx 2\%$ ). Ces estimations ont montré que le transfert radiatif au sein du film était négligeable dans ce cas expérimental pour la face avant (faible échauffement requis pour l'obtention d'un signal expérimental exploitable en face avant). Il peut néanmoins être pris en compte par le modèle développé dans ce papier, adapté à la modélisation d'un transfert conductif en milieu semi-infini. En revanche, il a été montré numériquement que la face avant est plus sensible que la face arrière aux biais de modélisation de l'électrode de mesure par un milieu isotherme (modèles capacitifs en conduction, 6 % d'erreur maximale sur l'estimation de la conductivité contre 0.2 % en face arrière), et ce malgré la réalisation de l'estimation sur un intervalle de temps préférentiel. L'emploi d'un critère d'estimation pourrait ainsi bénéficier à l'estimation [3]. Par ailleurs, des travaux précédents [4] (non appliqués ici) ont pu montrer que la face avant était impactée par la dégradation des performances de la chaîne de mesure (qui doit donc être correctement dimensionnée) du fait de son spectre fréquentiel élevé. L'exploitation de la mesure en face arrière, de dynamique fréquentielle plus lente, a cependant nécessité la mise en place de modèles tenant compte de la semi-transparence du film en raison de l'échauffement plus important requis en face avant pour obtenir un signal exploitable. Ce modèle fait toutefois intervenir davantage de paramètres, dont certains doivent être déterminés par des méthodes annexes pour l'obtention d'une valeur de conductivité fiable.

## Références

- [1] W. J. Parker, *et al.*, « Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity », *J. Appl. Phys.*, 1961.
- [2] S. Orain, *et al.*, « Use of genetic algorithms for the simultaneous estimation of thin films thermal conductivity and contact resistances », *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2001.
- [3] C. Rodiet, *et al.*, « Caractérisation thermique de couches minces par technique électrothermique : Validation numérique », *SFT*, 2016.
- [4] S. Peillon et C. Rodiet, « Caractérisation thermique de couches minces par une méthode opto-électrothermique : étude de l'influence des biais et des non-idéalités expérimentales. », *SFT.*, 2020.
- [5] D. G. Cahill, « Thermal conductivity measurement from 30 to 750 K: the  $3\omega$  method », *Rev. Sci. Instrum.*, 1990.
- [6] A. J. Schmidt, *et al.*, « Characterization of thin metal films via frequency-domain thermoreflectance », *J. Appl. Phys.*, 2010.
- [7] J. Castellon, *et al.*, « Review of space charge measurements in high voltage DC extruded cables by the thermal step method », *IEEE*, 2017.
- [8] A. I. Oliva et J. M. Lugo, « The physical properties of nanomaterials: A challenge in materials science », 12th ICEECSAC (CCE), 2015.
- [9] D. Maillet, *Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms*, 2000.
- [10] P. E. Gill et W. Murray, « Algorithms for the Solution of the Nonlinear Least-Squares Problem », *SIAM*, 1978.
- [11] M. Rammal *et al.*, « High Thermal Conductivity Thin Film for Heat Spreading Enhancement in Microelectronic Measured Using Short Pulsed Photothermal Technique », *International Heat Transfer Conference 16*, 2018.
- [12] A. Degiovanni, *et al.*, « Transient radiation-conductive heat transfer problems: "The quadrupole method" », *J. Therm. Sci.*, 2002.
- [13] F. R. de Hoog, *et al.*, « An Improved Method for Numerical Inversion of Laplace Transforms », *SIAM*, 1982.



# Contrôle Non Destructif quantitatif 1D de matériaux opaques par thermographie infrarouge biface et méthodes de températures duales.

Maud PIQUERAS<sup>1\*</sup>, Jean-François Henry<sup>1</sup>, Rodolphe VAILLON<sup>2</sup>, Hervé PRON<sup>1</sup>, Christophe RODIET<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>TheMM, EA 7548, Université de Reims Champagne-Ardenne, Campus Moulin de la Housse 51687 Reims, France

<sup>2</sup>IES, Univ Montpellier, CNRS, Montpellier, France

\*Contact : [maud.piqueras@etudiant.univ-reims.fr](mailto:maud.piqueras@etudiant.univ-reims.fr) ; [christophe.rodiet@univ-reims.fr](mailto:christophe.rodiet@univ-reims.fr)

**Résumé** - Ce travail s'intéresse à la détection quantitative de défauts (définition de la position et des propriétés thermiques) à travers une méthode de caractérisation basée sur la mesure simultanée de l'évolution de températures en faces avant et arrière d'un échantillon. De cette façon, les difficultés liées à la détectivité et à la localisation du défaut, rencontrées en utilisant des méthodes classiques mono face (contraste avant/arrière), peuvent être palliées.

## Nomenclature

$a$	diffusivité thermique ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )	$\rho$	masse volumique ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )
$c_p$	capacité calorifique massique ( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )	$\sigma$	écart-type
$e$	épaisseur (m)	$\phi$	transformée de Laplace du flux de chaleur
$h$	coefficient de transfert de chaleur par convection ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ )	$\varphi_{flash}$	densité surfacique de la source thermique ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ )
$L$	transformée de Laplace	$\varphi_{max}$	coefficient d'intensité maximale de la source thermique ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ )
$m$	pourcentage de l'amplitude maximal du signal mesuré en face arrière (%)	$\tau$	temps d'impulsion de l'excitation thermique (s)
$p$	variable de Laplace		<i>Indices et exposants</i>
$R_d$	résistance thermique du défaut ( $\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$ )	$0$	zone saine
$T$	température ( $^{\circ}\text{C}$ )	$1$	face avant
$t$	temps (s)	$2$	face arrière
$t_{cd}$	temps de conduction thermique (s)	$d$	zone avec défaut
$t_{rd}$	temps de conduction à travers un défaut (s)	<i>dual</i>	méthode biface de températures duales
$X$	matrice de sensibilité	<i>estim</i>	valeur estimée
$x_d$	position du défaut (m)	<i>exp</i>	valeur expérimentale
	<i>Symboles</i>	$i$	i-ème colonne
$\Delta$	contraste	$j$	j-ème élément
$\epsilon$	erreur relative (%)	<i>norm</i>	valeur normée
$\theta$	transformée de Laplace de la température	<i>temp</i>	méthode biface température-température
$\lambda$	conductivité thermique ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )	<i>th</i>	valeur théorique

## 1. Introduction

Le contrôle non destructif (CND) présente un intérêt majeur pour préserver la pérennité des systèmes développés pour la transition énergétique. Par exemple, dans le domaine de la production et du transport d'énergie ou dans le bâtiment, les structures impliquées sont soumises à des contraintes externes pouvant endommager les propriétés constitutives des matériaux utilisés et ainsi altérer considérablement les performances et la durée de vie de ceux-ci (ex : diagnostic ou maintenance de pales d'éolienne, de structures ou de bâtiments, usure de pipeline...). Parmi les méthodes d'inspection standard, la thermographie infrarouge (TIR) active

est très utile pour détecter et caractériser les défauts de façon rapide, sans contact et non destructive pour le matériau.

Différentes approches peuvent être mises en œuvre suivant la nature de l'excitation thermique considérée [1]. Cette étude s'intéresse en particulier aux configurations se servant d'une source d'énergie optique. La thermographie pulsée (PT) et modulée (LT) font partie des principales classes de techniques de TIR. Elles regroupent un ensemble de méthodes qualitatives, pour procéder uniquement à la détection du défaut, et quantitatives, qui permettent une caractérisation approfondie de ces propriétés (taille, forme, profondeur, diffusivité, résistance thermique...) [2]. Dans les deux cas, les procédures de CND doivent faire face à de nombreuses difficultés. En effet, le grand nombre de paramètres à estimer, de données expérimentales et numériques à traiter, et également le caractère mal posé du problème inverse associé aux corrélations et aux faibles sensibilités aux paramètres, ainsi qu'à un faible rapport signal/bruit, peuvent conduire à un mauvais conditionnement numérique lors de l'inversion [3]. Des méthodes quantitatives de traitement avancé du signal sont développées pour faire face à ces différents aspects et les plus courantes sont la « Thermal Signal Reconstruction » (TSR), la « Pulsed Phase Transformation » (PPT) ou encore la « Principal Component Thermography » (PCT) [4]. Cependant, les performances de ces dernières sont souvent dépendantes du matériau utilisé ainsi que de la position et des propriétés thermiques du défaut. De cette façon, il est délicat de désigner une approche globalement plus performante que les autres.

C'est donc dans ce contexte qu'une méthode de CND quantitatif est proposée, dont les objectifs sont de permettre de caractériser les propriétés thermiques des zones saines et des défauts, en étant à la fois simple à mettre en œuvre, précise et robuste. Le concept expérimental est basé sur une excitation optique impulsionnelle et sur la mesure par thermographie infrarouge simultanée des températures en faces avant et arrière des échantillons. La présente étude se focalise sur la caractérisation thermique unidirectionnelle de matériaux sains, ainsi que de défauts modélisables par des résistances thermiques. De cette façon, plusieurs modèles sont établis à l'aide de la méthode des quadripôles [5]. Basée sur une technique de caractérisation "température-température" de matériaux sains, une des méthodes développées consiste à utiliser la réponse en face avant convoluée avec une fonction de transfert dans le but d'estimer les propriétés du défaut tout en réduisant le nombre de paramètres du modèle [6]. D'autre part, l'estimation de paramètres est également faite à partir d'une fonctionnelle duale composée de deux mesures différentes de température, permettant ainsi de combiner les informations issues des deux thermogrammes dans le but de palier les problèmes de détectabilité et de localisation de défauts. Enfin, les performances statistiques des méthodes sont présentées et analysées, en utilisant des données bruitées à l'aide d'une méthode de Monte Carlo. Ces résultats sont comparés par rapport à ceux obtenus par des techniques classiques basées sur l'estimation des paramètres du défaut à partir de la courbe de contraste réalisée en face avant ou arrière [7].

## 2. Concept expérimental

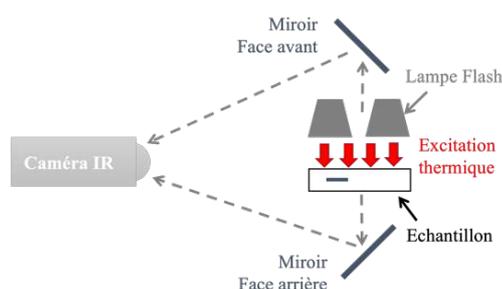


Figure 1. Schéma du concept expérimental

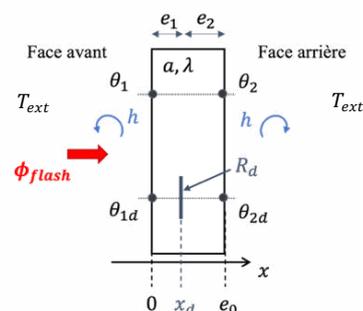


Figure 2. Schéma du modèle de transfert thermique

Le schéma du principe expérimental est présenté sur la Figure 1. Une caméra infrarouge est utilisée pour acquérir les images de l'évolution spatio-temporelle de la température d'un échantillon. Dans le but de réaliser une mesure simultanée de la température en face avant et arrière de l'échantillon avec la même caméra, un dispositif de miroirs infrarouges est utilisé. La face avant de l'échantillon est chauffée par un flux radiatif (excitation optique avec des lampes Flash) dont la forme spatiotemporelle peut être mesurée par une photodiode.

### 3. Modélisation du transfert thermique

#### 3.1. Problème général

On considère un échantillon opaque, homogène et faiblement réfléchissant d'épaisseur  $e_0$  (Figure 2). Le matériau est soumis à des pertes radiatives et conducto-convectives en faces avant et arrière, de coefficient d'échange thermique global  $h$ . Il faut distinguer ici deux zones de mesure différentes, l'une étant saine et l'autre centrée autour du défaut. Soient  $\theta_i(p) = L\{T_i(t) - T_{ext}\}$  dans la zone saine et  $\theta_{id}(p) = L\{T_{id}(t) - T_{ext}\}$  dans la zone avec défaut ( $i = 1, 2$ ), l'échauffement entre la température  $T_i$  et  $T_{id}$  d'une face et la température extérieure  $T_{ext}$  (supposée constante). Les deux points de mesures sont suffisamment éloignés l'un de l'autre et loin des surfaces latérales de l'échantillon de façon à pouvoir négliger les effets de bord (modification des lignes de champ). Dans cette étude, on suppose que le comportement thermique du défaut peut être modélisé par une résistance thermique  $R_d$  localisée à une profondeur  $x_d$ . Dans le cas d'une excitation thermique  $\varphi_{flash}(t)$  (dont la transformée de Laplace est notée  $\phi_{flash}(p)$  avec  $p$  la variable de Laplace) uniforme sur la face avant, le transfert de chaleur peut être considéré comme étant 1D suivant l'axe  $x$ . Le signal d'excitation est assimilé à un signal triangulaire d'intensité maximale  $\varphi_{max}$  et de durée  $\tau$ .

#### 3.2. Modélisation quadripolaire

La méthode des quadripôles est utilisée pour résoudre le problème de transfert thermique correspondant à la Figure 2 [5]. L'équation de diffusion de la chaleur est transformée dans le domaine de Laplace de façon à obtenir les relations suivantes dans la zone saine (éq. (1)) et avec défaut (éq. (2)) :

$$\begin{bmatrix} \theta_1 \\ \phi_{flash} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_2 \\ \phi_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_2 \\ \phi_2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\begin{bmatrix} \theta_{1d} \\ \phi_{flash} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & R_d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_{2d} \\ \phi_{2d} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_d & B_d \\ C_d & D_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_{2d} \\ \phi_{2d} \end{bmatrix} \quad (2)$$

Les coefficients de transferts de la matrice quadripolaire  $A_i, B_i, C_i$  et  $D_i$  et ( $i = 0,1,2$ ) sont définis pour les différentes couches d'échantillon  $i$  et d'épaisseur  $e_i$ . Dans la zone avec défaut les épaisseurs sont exprimées telles que  $e_1 = x_d$  et  $e_2 = e_0 - x_d$ . Soit avec  $\gamma = \sqrt{p/a}$ :

$$A_i = D_i = \cosh(\gamma e_i); B_i = \frac{1}{\lambda \gamma} \sinh(\gamma e_i); C_i = \lambda \gamma \sinh(\gamma e_i) \quad (3)$$

Les équations (1) et (2) sont résolues analytiquement (avec  $\phi_2 = \phi_{2d} = 0$ ) de manière à obtenir dans le domaine de Laplace l'évolution de la température en face avant et arrière dans une configuration sans défaut :

$$\theta_1 = \phi_{flash} A/C; \quad \theta_2 = \phi_{flash} 1/C \quad (4)$$

Et avec défaut :

$$\theta_{1d} = \phi_{flash} A_d/C_d; \quad \theta_{2d} = \phi_{flash} 1/C_d \quad (5)$$

A partir de (4) et (5) il est possible d'établir plusieurs relations entre  $\theta_2$ ,  $\theta_{2d}$  et  $\theta_1$ ,  $\theta_{1d}$ . La température en face arrière  $\theta_{2,temp}$  en zone saine peut s'exprimer comme étant le produit de la température en face avant et d'une fonction de transfert telle que

$$\theta_{2,temp} = \theta_1/A \quad (6)$$

Dans cette méthode de caractérisation "température-température" les propriétés liées au flux n'apparaissent pas dans le modèle ce qui permet de réduire le nombre de paramètre à estimer [6]. De la même façon, en ayant  $\phi_1 = \phi_{1d} = \phi_{flash}$  dans les équations (1) et (2), la température en face arrière en zone saine  $\theta_{2,1d}$  peut s'exprimer en fonction de la réponse en face avant dans une zone défectueuse et inversement, la température en face arrière dans une zone avec défaut  $\theta_{2d,1}$  peut s'exprimer en fonction de la réponse en face avant dans une zone saine :

$$\theta_{2,1d} = \frac{c_d}{A_d.C} \theta_{1d}; \quad \theta_{2d,1} = \frac{c}{A.C_d} \theta_1 \quad (7)$$

Des modèles de températures duales  $\theta_{dual}$ ,  $\theta_{dual,d}$  et  $\theta_{dual,temp}$  sont construits respectivement à partir de (4), (5) et (7) dans la zone saine et celle avec défaut :

$$\theta_{dual} = [\theta_1; \theta_2]; \quad \theta_{dual,d} = [\theta_{1d}; \theta_{2d}]; \quad \theta_{dual,temp} = [\theta_{2,1d}; \theta_{2d,1}] \quad (8)$$

On exprime également le contraste  $\Delta\theta_i$  pouvant être défini en face avant et arrière par la différence des réponses en température de la zone avec défaut et de la zone saine :

$$\Delta\theta_i = \theta_{id} - \theta_i, \forall i \in [1; 2] \quad (9)$$

On distingue ici deux différents types de méthodes : mono face, basée sur une mesure de température en face avant ou arrière (éq. 4, 5 et 9) et biface, qui utilise les mesures des deux faces de l'échantillon (éq. 6 et 8). Une transformée de Laplace inverse est réalisée numériquement grâce à l'algorithme de De Hoog [8], pour obtenir les modèles issus de (4-9) dans le domaine temporel (notées respectivement  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_{1d}$ ,  $T_{2d}$ ,  $T_{2,temp}$ ,  $T_{dual}$ ,  $T_{dual,d}$ ,  $T_{dual,temp}$ ,  $\Delta T_1$ ,  $\Delta T_2$ ). Les thermogrammes utilisés pour la détection de défauts à partir des courbes de contraste sont représentés sur les Figures 3 et 4. La Figure 3 illustre les réponses en température avant et arrière en zone saine et avec défaut, tandis que la Figure 4 représente le contraste observé en face avant et arrière dans le cas d'un échantillon d'épaisseur  $e_0 = 2 \text{ mm}$  et  $\lambda = 150 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour un défaut proche de la face arrière ( $x_d = 5/6 * e_0$ ) de résistance thermique  $R_d = 10^{-3} \text{ m}^2.\text{K}.\text{W}^{-1}$ . Le signal de contraste observé en face avant a une amplitude plus faible comparé à  $\Delta T_2$ , ce qui peut rendre compliqué la détection d'un défaut en particulier sur des thermogrammes bruités (faible rapport signal sur bruit).

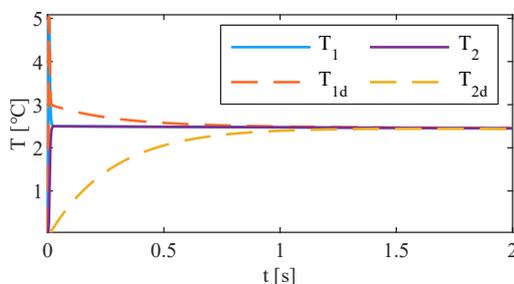


Figure 3. Températures en faces avant et arrière dans les zones avec et sans défaut (éq. 4-5)

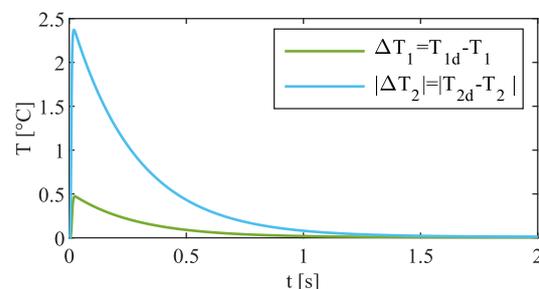


Figure 4. Courbes de contraste (éq. 9) issues des signaux de la Figure 3

On définit la matrice de sensibilité  $\mathbf{X}$  composée des coefficients  $X_{ij} = \left. \frac{\partial T(t_i, \boldsymbol{\beta})}{\partial \beta_j} \right|_{t_i, \beta_k, (k \neq j)}$ . Les sensibilités absolues et normées  $\mathbf{X}_{\beta_j}^{norm} = \mathbf{X}_{\beta_j} / \max(\mathbf{X}_{\beta_j})$  aux paramètres  $R_d$  et  $x_d$  sont tracées sur les Figures 5 à 8 en vue d'étudier leur comportement dans un cas limite où un défaut de

résistance thermique  $R_d = 10^{-3} m^2.K.W^{-1}$  est positionné proche de la face arrière d'un échantillon d'épaisseur  $e_0 = 2$  mm et de conductivité thermique  $\lambda = 150 W.m^{-1}.K^{-1}$ . Dans le cas de la méthode mono face arrière et biface "température-température" duale, respectivement représentées sur les Figures 6 et 7, certains paramètres sont fortement corrélés, ce qui pourra influencer la justesse de l'estimation des propriétés du défaut ainsi que les variances associées. Une tendance similaire peut également être observée sur la Figure 5 avec la méthode mono face avant qui peut rencontrer des difficultés pour détecter le défaut lorsque celui-ci est suffisamment profond et possède une résistance thermique faible. (cf. section 5.2). Les modèles de températures duales dans les Figures 7 et 8 montrent plusieurs maximums de sensibilité des paramètres à différents instants  $t$ . Les tendances de corrélations sont ainsi atténuées en combinant l'information de deux différents points de mesure dans une même fonctionnelle.

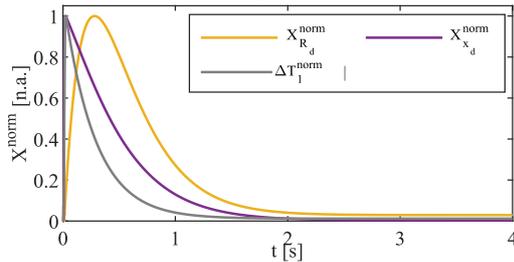


Figure 5. Sensibilités normées méthode mono face avant  $\Delta T_1$  (éq. 9)

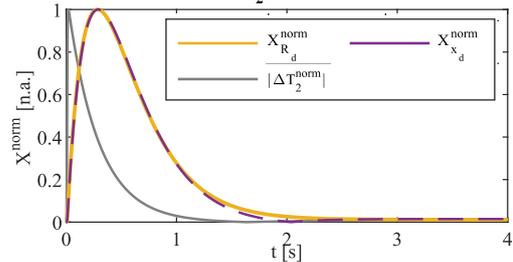


Figure 6. Sensibilités normées méthode mono face arrière  $\Delta T_2$  (éq. 9)

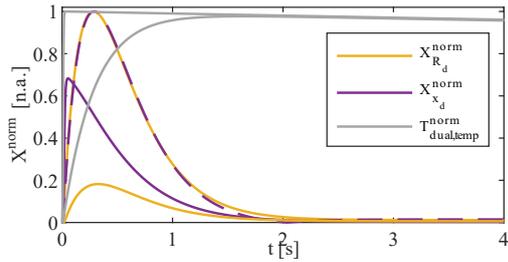


Figure 7. Sensibilités normées méthode biface température-température duale  $T_{dual,temp}$  (éq. 8)

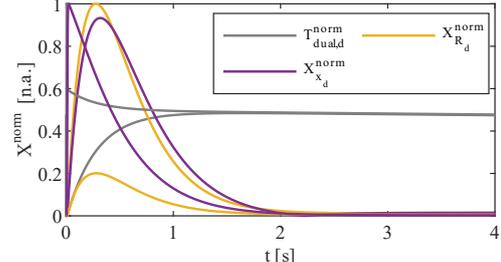


Figure 8. Sensibilités normées méthode biface de températures duales  $T_{dual,a}$  (éq. 8)

#### 4. Méthode d'estimation

Le problème inverse est basé sur une méthode de moindres carrés qui consiste à trouver la solution optimale permettant de minimiser la fonctionnelle :

$$S(\boldsymbol{\beta}) = \sum_{i=1}^M (T_i^{exp} - T_i^{th}(\boldsymbol{\beta}))^2; T_i^{exp} \equiv T^{exp}(t_i) \quad (10)$$

où  $T_i^{exp}$  désigne les températures mesurées aux temps  $t_i$ ,  $T_i^{th}$  les températures calculées aux temps  $t_i$  à l'aide des modèles de transfert de chaleur présentés dans la Section 3.2 avec  $\boldsymbol{\beta}$  le vecteur de  $j$  paramètres à estimer et  $M$  le nombre de points de mesures. On définit  $\boldsymbol{\beta}$

- dans la zone saine

$$\left\{ \begin{array}{l} \boldsymbol{\beta} = \left[ \frac{\varphi_{max}}{\rho c_p e_0}; a; h \right] \text{ pour } T_1, T_2, T_{dual} \\ \boldsymbol{\beta} = [a; h] \text{ pour le modèle } T_{2,temp} \end{array} \right.$$

- dans la zone avec défaut

$$\left\{ \begin{array}{l} \boldsymbol{\beta} = \left[ \frac{\varphi_{max}}{\rho c_p e_0}; h; R_d; x_d \right] \text{ pour } T_{1d}, T_{2d}, T_{dual,d}, \Delta T_1 \text{ et } \Delta T_2 \\ \boldsymbol{\beta} = [h; R_d; x_d] \text{ pour le modèle } T_{dual,temp} \end{array} \right.$$

Dans la procédure d'estimation, la diffusivité thermique est estimée à partir des modèles de la zone saine et est supposée connue pour l'estimation des propriétés du défaut. Dans cette étude la valeur de  $\rho c_p$  peut être fixée en considérant que la capacité thermique est estimée grâce à une méthode de calorimétrie dans une expérience indépendante ( $\rho c_p = 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ ).

La fonction coût  $S$  est minimisée à l'aide d'un algorithme de type Levenberg-Marquardt régularisé [9]. L'estimation est faite à partir de  $M = 1000$  mesures sur une durée  $t_{max} = t_{tcd} + t_{rd}$  avec  $t_{cd} = e_0^2/a$  le temps de diffusion de la chaleur et  $t_{rd} = \rho c_p e_0 R_d$ . Les données expérimentales synthétiques utilisées pour l'estimation sont issues des résultats des modèles présentés dans la section 3.2 auxquels est ajouté un bruit numérique gaussien de moyenne nulle et d'écart type  $\sigma_B$  calculé à  $m\%$  de l'amplitude maximale du signal mesuré en face arrière. Les propriétés statistiques (moyenne et d'écart-types  $\sigma_{MC}$ ) sont étudiées par une méthode de Monte Carlo pour un nombre de mesures  $N = 100$ .

## 5. Résultats

Cette partie confronte des méthodes mono et bifaces utilisées pour la caractérisation thermique de la zone saine (section 5.1) et la détection quantitative de défaut (section 5.2). L'estimation de paramètre (en particulier  $a$ ,  $x_d$  et  $R_d$ ) est réalisée dans plusieurs configurations répertoriées dans le Tableau 1 en fixant la conductivité thermique de l'échantillon à  $\lambda = 150 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ , pour tester la robustesse des méthodes.

Paramètre	Symbole	Unité	Valeur
Bruit	$m$	%	[0 ; 1 ; 2 ; 5]
Épaisseur d'échantillon	$e_0$	m	[0.001 ; 0.002 ; 0.01]
Résistance thermique du défaut	$R_d$	$\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$	[ $10^{-2}$ ; $10^{-3}$ ; $10^{-4}$ ; $10^{-5}$ ; $10^{-6}$ ]
Profondeur du défaut	$x_d$	m	[1/6 ; 1/3 ; 1/2 ; 2/3 ; 5/6] * $e_0$

Tableau 1. Valeurs des paramètres de simulation

### 5.1 Estimation de la diffusivité thermique de la zone saine

Dans le but d'estimer les propriétés thermiques de la zone saine on met en œuvre deux méthodes mono-face, issues des modèles  $T_1$ ,  $T_2$  (cf. éq. (4)) et bifaces, en utilisant les modèles  $T_{2,temp}$ ,  $T_{dual}$  (respectivement cf. éq. (6) et (8)). Les erreurs relatives calculées par rapport à l'estimation de la diffusivité thermique avec les différents modèles sont présentées dans le Tableau 2. Dans chaque configuration les résultats les plus probants sont surligné en gras.

$$a = 1.5 * 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

Modèles		$T_1$		$T_2$		$T_{2,temp}$		$T_{dual}$	
$e_0$ [mm]	$m$ [%]	$\epsilon_{rel}$ [%]	$\sigma_{MC}$ [%]	$\epsilon_{rel}$ [%]	$\sigma_{MC}$ [%]	$\epsilon_{rel}$ [%]	$\sigma_{MC}$ [%]	$\epsilon_{rel}$ [%]	$\sigma_{MC}$ [%]
1	0	0.05	0.00	<b>3.10<sup>-5</sup></b>	0.00	9.10 <sup>-5</sup>	0.00	0.02	0.00
	1	0.06	0.05	0.01	0.09	<b>1.10<sup>-4</sup></b>	0.02	0.03	<b>0.01</b>
	2	0.06	0.05	<b>1.10<sup>-3</sup></b>	0.14	3.10 <sup>-3</sup>	0.04	0.03	<b>0.02</b>
	5	0.05	0.10	<b>2.10<sup>-4</sup></b>	0.41	0.01	0.08	0.02	<b>0.05</b>
2	0	0.03	0.00	<b>4.10<sup>-5</sup></b>	0.00	4.10 <sup>-4</sup>	0.00	0.03	0.00
	1	0.04	0.03	<b>2.10<sup>-4</sup></b>	0.02	4.10 <sup>-4</sup>	<b>0.01</b>	0.03	<b>0.01</b>
	2	0.04	0.03	<b>1.10<sup>-3</sup></b>	0.05	2.10 <sup>-3</sup>	<b>0.02</b>	0.03	<b>0.02</b>
	5	0.04	0.07	5.10 <sup>-3</sup>	0.13	<b>3.10<sup>-3</sup></b>	0.05	0.03	<b>0.04</b>
10	0	0.02	0.00	<b>4.10<sup>-7</sup></b>	0.00	2.10 <sup>-3</sup>	0.00	9.10 <sup>-4</sup>	0.00
	1	0.18	0.10	<b>2.10<sup>-4</sup></b>	0.02	1.10 <sup>-3</sup>	<b>0.01</b>	0.03	0.03
	2	0.24	0.14	2.10 <sup>-3</sup>	0.04	<b>1.10<sup>-3</sup></b>	<b>0.02</b>	0.06	0.05
	5	0.39	0.26	7.10 <sup>-3</sup>	0.10	<b>6.10<sup>-3</sup></b>	<b>0.05</b>	0.09	0.08

Tableau 2. Résultats d'estimation de la diffusivité thermique avec les modèles  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_{2,temp}$  et  $T_{dual}$  pour différentes épaisseurs d'échantillon et niveau de bruit de mesure

Le modèle mono face avant aboutit aux résultats les moins précis. En combinant les signaux en face avant et arrière, l'écart type statistique de l'estimation est le plus faible pour les plus petites épaisseurs d'échantillon. Les erreurs d'estimations du modèle  $T_{2,temp}$  sont globalement du même ordre de grandeur que celles du modèle mono face arrière  $T_2$  et montre une dispersion plus faible des résultats d'estimation. En considérant les faibles valeurs d'incertitudes et d'écart type, les quatre méthodes étudiées permettent d'obtenir des résultats acceptables pour estimer la diffusivité thermique dans une zone saine. Pour plus de précision et de robustesse méthode  $T_{2,temp}$  donne globalement les meilleurs résultats.

## 5.2 Estimation des propriétés du défaut

En tenant compte des résultats d'estimation du Tableau 2, les valeurs de diffusivités thermiques calculées dans les différentes configurations avec les modèles en zone saine sont supposées connues dans les modèles correspondants de zone avec défaut. Les méthodes mono face de contraste avant  $\Delta T_1$  et arrière  $\Delta T_2$ , se basent respectivement sur l'estimation de la diffusivité avec  $T_1$ ,  $T_2$ . De même pour les méthodes bifaces  $T_{dual,temp}$  et  $T_{dual,d}$  qui utilisent les résultats issus de  $T_{2,temp}$  et  $T_{dual}$ . Les erreurs d'estimations commises sur  $a$  sont volontairement prises en compte dans le but de tester les performances des méthodes de CND dans leur intégralité. De cette façon on s'intéresse plus particulièrement à l'estimation de la profondeur du défaut  $x_d$  et à sa résistance thermique  $R_d$ . Les résultats d'estimations obtenus avec des méthodes mono face sur des données bruitées à 1%, dans le cas d'un échantillon d'épaisseur  $e_0 = 2 \text{ mm}$  sont présentées sur les Figures 11 et 12. La position du défaut estimée est tracée en fonction de la résistance thermique estimée par les modèles de contraste  $\Delta T_1$  et  $\Delta T_2$ . L'intersection des lignes grises symbolisent les valeurs cibles des paramètres. Les données représentées sans surlignage de couleur sont estimées avec une erreur relative inférieure à 1%.

Le faible rapport signal sur bruit ajouté aux tendances de corrélation entre les paramètres (cf. Figure 5) peuvent conduire à des erreurs d'estimations et des écarts types importants avec la méthode de contraste avant (cf. Figure 11), lorsque le défaut est positionné loin de la face où est effectuée la mesure, ou que sa résistance thermique est petite. Avec la méthode mono face arrière, dont les résultats sont représentés sur la Figure 12, il est difficile (voire impossible) de définir avec certitude la profondeur du défaut par rapport au centre de l'échantillon (problème de symétrie dans les équations) bien qu'il soit détectable dans la majorité des cas.

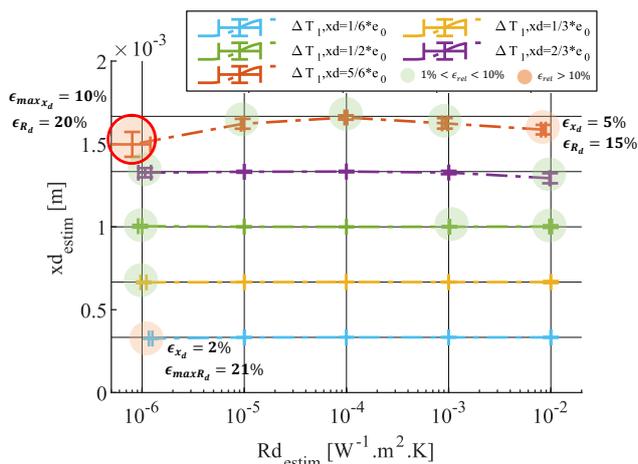


Figure 11. Résultats d'estimation des propriétés du défaut avec la méthode  $\Delta T_1$  ( $m=1\%$ ) (éq. 9)

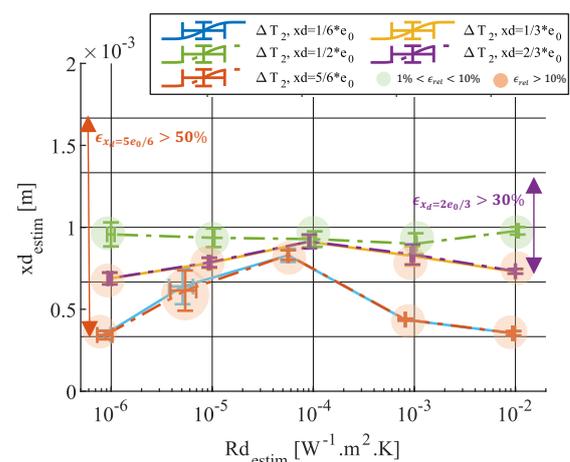


Figure 12. Résultats d'estimation des propriétés du défaut avec la méthode  $\Delta T_2$  ( $m=1\%$ ) (éq. 9)

Les résultats d'estimations obtenus avec les méthodes bifaces sur des données bruitées à 1%, dans le cas d'un échantillon d'épaisseur  $e_0 = 2 \text{ mm}$  sont présentées sur les Figures 13 et 14. La position du défaut estimée est tracée en fonction de la résistance thermique estimée par les

modèles "température-température"  $T_{dual,temp}$  et températures duales  $T_{dual,d}$ . Les méthodes de températures duales semblent plus performantes que les méthodes classiques de contraste avant et arrière (écarts types et erreurs relative maximale plus faibles). Des erreurs plus faibles sont également obtenues lorsqu'on considère des conditions expérimentales défavorables (signal avec un bruit de grande amplitude :  $m=5\%$  non représenté ici pour une questions de place) : les erreurs maximales commises sur  $x_d$  et  $R_d$  avec  $T_{dual,d}$  sont respectivement de 4% et 13%, et de 3% et 7% avec  $T_{dual,temp}$ . Le modèle biface "température-température" duale permet d'estimer un nombre réduit de paramètres par rapport à  $T_{dual,d}$  tout en combinant les informations issues de plusieurs thermogrammes (éq. 8), rendant ainsi la caractérisation quantitative des défauts plus précise dans des cas limites. Cependant, cette méthode est moins performante lorsqu'il s'agit de localiser un défaut thermiquement épais.

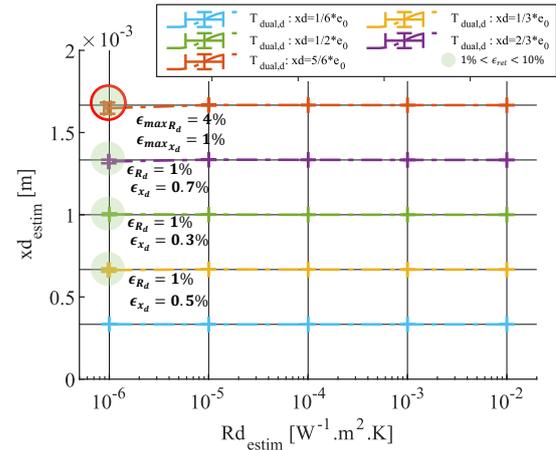
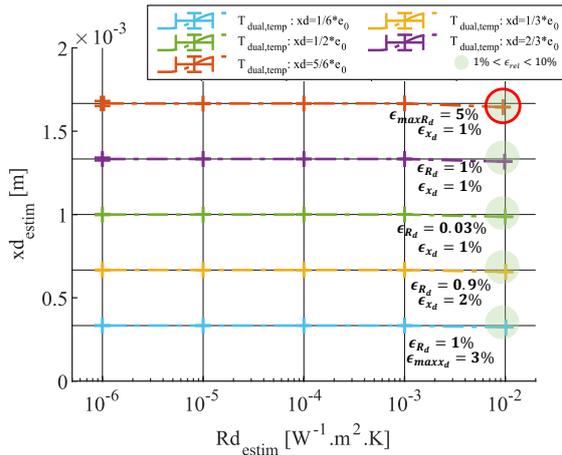


Figure 13. Résultats d'estimation des propriétés du défaut avec la méthode  $T_{dual,temp}$  ( $m=1\%$ ) (éq. 8) Figure 14. Résultats d'estimation des propriétés du défaut avec la méthode  $T_{dual,d}$  ( $m=1\%$ ) (éq. 8)

## 6. Conclusion

Il a été montré que l'estimation de la diffusivité thermique dans la zone saine d'un échantillon peut être obtenue de façon précise à partir de méthodes bifaces et mono face avant et arrière. En utilisant une fonctionnelle de températures duales (cf. éq (8)), combinant deux thermogrammes mesurés simultanément en différents points d'un échantillon, pour caractériser les propriétés du défaut, de meilleures performances sont obtenues par rapport aux méthodes mono face de contraste. En associant au concept les avantages d'un modèle "température-température" (cf.  $T_{dual,temp}$  éq. (8)), qui ne dépend pas des paramètres de l'excitation thermique, la méthode peut permettre d'améliorer la précision et la robustesse de l'estimation. Globalement la meilleure méthode pour caractériser à la fois les propriétés de la zone saine et du défaut dans les configurations étudiées semble être celle des modèles bifaces "température-température" (cf. éq. (6) et  $T_{dual,temp}$  éq. (8)).

## Références

- [1] C. Ibarra-Castanedo *et al.*, Active infrared thermography techniques for the nondestructive testing of materials. *Ultrason. Adv. Methods Nondestruct. Test. Mater.* (2007).
- [2] C. Ibarra-Castanedo *et al.*, Nondestructive testing with thermography. *Eur. J. Phys.* (2013).
- [3] D. Maillat *et al.*, Problèmes inverses en diffusion thermique - Formulation et résolution du problème des moindres carrés. 'Physique énergétique' (2018).
- [4] V. P. Vavilov *et al.*, Review of pulsed thermal NDT: Physical principles, theory and data processing. *NDT E Int.* (2015).
- [5] D. Maillat *et al.*, Thermal Quadrupoles: An Efficient Method for Solving the Heat Equation Through Integral Transform. *John Wiley Sons* (2000).
- [6] D. Maillat *et al.*, Analysis of the estimation error in a parsimonious temperature-temperature characterization technique. *Int. J. Heat Mass Transf.* (2013).
- [7] D. Maillat *et al.*, Non-destructive thermal evaluation of delaminations in a laminate: Part I—Identification by measurement of thermal contrast. *Compos. Sci. Technol.* (1993).
- [8] F. R. de Hoog *et al.*, An Improved Method for Numerical Inversion of Laplace Transforms. *SIAM* (1982).
- [9] P. E. Gill *et al.*, Algorithms for the Solution of the Nonlinear Least-Squares Problem. (1978).

## Thème 6

# Thermique appliquée

---

Etude numérique du stockage latent d'énergie thermique dans un échangeur-stockeur innovant pour l'amélioration des performances énergétiques des bâtiments . . . . .	453
Évaluation expérimentale du potentiel de la climatisation par eau de mer (SWAC) en climat tropical	461
Etude de la cuisson par contact d'un produit céréalier . . . . .	469
Étude d'une mousse métallique associée à un réseau de caloducs pour améliorer le contrôle thermique de moules d'injection . . . . .	477
Méthodologie de dimensionnement d'un dissipateur thermique pour les dernières générations de convertisseurs de puissance . . . . .	485
Modèle semi-analytique d'un caloduc capillaire cylindrique en régime transitoire avec conditions aux limites de flux imposés . . . . .	493
Influence d'un écoulement souterrain sur les performances d'un système de fondations géothermiques . . . . .	501
Optimisation multicritère d'un système solaire thermique avec un stockage inter-saisonnier . . . . .	511
Étude expérimentale à échelle réduite d'un bassin de toit – performance de rafraîchissement en climat océanique . . . . .	519
Quench water quality thermal impact estimation . . . . .	527
Approche expérimentale du phénomène d'adhésion lors de la mise en forme de produits verriers : étude de l'échange thermique et détermination de l'effort de retrait . . . . .	535
Etude de la combinaison de panneaux aérovoltaiques améliorés et d'un bâtiment énergétiquement performant . . . . .	543
Développement d'un dispositif expérimental de surmoulage permettant la mesure de la résistance thermique de contact pièce polymère/pièce polymère en conditions industrielles . . . . .	551
Prise en compte du confort des usagers dans les projets de réhabilitation . . . . .	559
Analysis on applicability of phase change material glazing unit in different climate conditions . . . . .	567
Efficacité énergétique et consommation d'eau associés à différentes techniques de refroidissement évaporatif appliquées à un condenseur de climatisation . . . . .	575
Correlation between field-test and laboratory results for a Proton Exchange Membrane Fuel Cell (PEMFC) used as a residential cogeneration system . . . . .	583
3E analysis of a hybrid renewable energy system . . . . .	591
Analyse du risque sanitaire provoqué par l'utilisation d'un échangeur air-sol (EAHE) . . . . .	599
Etude expérimentale des performances thermiques d'un mur Trombe . . . . .	607

---



# Etude numérique du stockage latent d'énergie thermique dans un échangeur-stockeur innovant pour l'amélioration des performances énergétiques des bâtiments

Hamid BELLACHE<sup>1</sup>, Jules Voguelin SIMO TALA<sup>1\*</sup>, Daniel BOUGEARD<sup>1</sup>, Zohir YOUNSI<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institut Mines-Télécom Nord Europe, EI, F-59508 Douai, France

<sup>2</sup> JUNIA-HEI, 13 Rue de Toul, F-59000 Lille, France

\*(auteur correspondant : jules-voguelin.simo.tala@imt-nord-europe.fr)

**Résumé** La présente étude s'intéresse à l'analyse de l'impact de l'intensification des échanges thermiques sur les cinétiques de fusion-solidification d'un MCP. Cette étude montre qu'à iso-surface d'échange, compacité et volume de MCP, l'intensification des échanges thermiques par manipulation passive de l'écoulement du fluide caloporteur permet d'accroître les cinétiques de stockage-déstockage d'énergie thermique de près de 91% par rapport au cas de base. Le concept développé produit une amélioration remarquable du confort thermique estival et hivernal pour une application dans le secteur de l'habitat.

## Nomenclature

$a$	Longueur de l'ailette Delta, $m$	$PEC$	Facteur d'intensification, $\frac{Nu}{Nu_0} \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-\frac{1}{3}}$
$A$	Coefficient de Carman-Kozeny	$Re_a$	Nombre de Reynolds, $\frac{\rho U d}{\mu}$ , -
$b$	Hauteur de l'ailette Delta, $m$	$T$	Température, $K$
$C_p$	Capacité calorifique, $Jkg^{-1}K^{-1}$	$U, V$	Vitesse, $ms^{-1}$
$d, D$	Diamètre du tube/calandre, $m$		Symboles grecques :
$e$	Epaisseur, $m$	$\alpha$	Angle d'attaque de l'ailette, $^\circ$
$f$	Facteur de friction, $\frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 \frac{4l}{d}}$ , -	$\beta$	Angle de roulis de l'ailette, $^\circ$
$g$	Accélération de la pesanteur, $ms^{-2}$	$\beta_e$	Coefficient d'expansion isobare, $K^{-1}$
$h$	Coefficient d'échange, $Wm^{-2}K^{-1}$	$\rho$	Masse volumique, $kgm^{-3}$
$h_s$	Enthalpie sensible massique, $Jkg^{-1}$	$\mu$	Viscosité dynamique, $kgm^{-1}s^{-1}$
$H$	Enthalpie totale massique, $Jkg^{-1}$	$\lambda$	Conductivité thermique, $Wm^{-1}K^{-1}$
$L$	Enthalpie de fusion, $Jkg^{-1}$		Indices et exposants
$l$	Longueur d'un compartiment, $m$	$0/a/l/s$	entrée/air/liquide/solide
$Nu$	Nombre de Nusselt, $\frac{hd}{\lambda}$ , -	$ref/f/mf$	référence/film/moyenne de fusion
$p$	Pression, $Pa$		Solidus/Liquidus de solidification/de fusion

## 1. Introduction

La récupération, le stockage d'énergie thermique et sa revalorisation fait partie des stratégies déployées dans le cadre de la transition énergétique. C'est une méthode qui permet de différer l'utilisation de l'énergie thermique dans les procédés et systèmes en fonctionnement dynamique (chauffage, solaire thermodynamique, serriculture, etc.). Le stockage d'énergie thermique peut se faire sous forme sensible, latente ou mixte. En raison de leur grande densité énergétique par unité de volume, le stockage latent dans des matériaux à changement de phase (MCP) est supérieur au stockage sensible. Il s'effectue généralement dans des modules et unités de stockage mettant en œuvre un fluide caloporteur et un milieu de stockage constitué de MCP. Différentes configurations de module de stockage ont été étudiées dans la littérature, la configuration de type tube aileté et calandre étant la plus analysée [1-4].

Erek et al [1] ont numériquement et expérimentalement étudié la solidification de l'eau dans un module de stockage de type tube à ailettes radiales et calandre horizontale. Une étude paramétrique de l'intensification des échanges thermiques coté MCP a montré que les performances de stockage augmentent avec le rayon des ailettes et diminuent avec l'espacement inter-ailettes. Pu et al. [2] ont numériquement étudié le processus de fusion de la paraffine RT35 dans un module de stockage de type tube à ailettes radiales et calandre. L'étude a montré que l'ajout d'ailettes de géométrie arithmétique conduisait à des meilleures performances de stockage. Yang et al. [3] a également effectué une optimisation de la forme et du nombre d'ailettes dans un module de stockage similaire en utilisant le même MCP. Cette étude a permis de trouver un jeu de paramètres optimaux permettant de maximiser les performances de stockage du module. Récemment, Dekhil et al [4] ont étudié l'effet de l'orientation des ailettes sur l'intensification des échanges thermiques coté MCP dans un échangeur stockeur de type tube et calandre horizontal. L'étude effectuée à iso-compacité, surface d'échange et volume de MCP a mis en évidence les meilleures performances de stockage des ailettes longitudinales par rapport aux ailettes radiales.

L'analyse de la littérature met en évidence une bonne documentation sur l'intensification des transferts thermiques coté calandre (MCP) mais, à notre connaissance, aucune étude ne s'est jusqu'à présent intéressée à l'analyse de l'impact de l'intensification des échanges thermiques dans le fluide caloporteur sur les cinétiques de stockage-déstockage d'énergie thermique dans les unités de stockage de type tube et calandre. La présente étude s'intéresse au développement d'un échangeur-stockeur de chaleur tube et calandre intégrant des MCP et une intensification des échanges thermiques dans le fluide caloporteur. Elle a pour objectif d'analyser l'effet de cette intensification sur la cinétique de fusion-solidification du MCP. La première partie de l'étude consiste à utiliser des générateurs de vortex (VG) pour intensifier les transferts thermiques dans un écoulement stationnaire d'air circulant un tube cylindrique chauffé. La seconde partie de l'étude est consacrée au développement, à partir de la précédente géométrie de tube cylindrique intensifié, d'un échangeur-stockeur tube et calandre.

## 2. Formulation mathématique, domaine de calcul et procédure numérique

### 2.1. Formulation mathématique

L'écoulement du fluide caloporteur est modélisé par les équations de conservation (masse, quantité de mouvement) en régime laminaire. Le fluide caloporteur est de l'air supposé incompressible et visqueux. Les transferts de chaleur sont modélisés par l'équation d'énergie dans le fluide caloporteur, couplée à la diffusion thermique dans la masse du tube fait de cuivre. Les transferts thermiques conductifs dans le tube sont couplés aux transferts de chaleur dans les différents compartiments de la calandre remplie d'un MCP de type paraffinique RT26. Le phénomène de fusion-solidification au sein du MCP est modélisé à travers la formulation enthalpique [5], le phénomène de convection naturelle étant pris en compte. Les équations de conservation, limitées au MCP que l'on considère incompressible et visqueux, s'écrivent, en négligeant l'échauffement visqueux et en régime laminaire, comme suit :

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \rho \vec{V} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{V} + \rho_{ref} \vec{g} \beta (T - T_{ref}) + A \vec{V} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} h_s) = \nabla \cdot \left( \frac{\lambda}{c_p} \nabla h_s \right) \quad (3)$$

$$H = h_s + \Delta H \quad (4)$$

$$h_s = \int_{T_{ref}}^T c_p dT \quad (5)$$

$$\Delta H = f_l L \quad (6)$$

$$f_l = \begin{cases} 0 & ; T < T_{solidus} \\ \frac{T - T_{solidus}}{T_{liquidus} - T_{solidus}} & ; T_{solidus} < T < T_{liquidus} \\ 1 & ; T > T_{liquidus} \end{cases} \quad (7)$$

$$A = -C \frac{(1-f_l)^2}{f_l^3 + q} \quad (8)$$

Dans ces équations,  $f_l$  la fraction liquide et  $A$  est le terme de Carman-Kozeny qui permet d'annuler le champ de vitesse dans le MCP solidifié en laissant s'écouler librement la phase liquide. Le paramètre «  $q$  » est une valeur faible utilisée pour éviter toute division par 0 et  $C$  une constante qui est fonction de la morphologie de la zone tampon. La valeur de l'espace entre les dendrites secondaires utilisée dans cette étude correspondant à une valeur de constante  $C = 10^6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  pour le MCP choisi (RT26) [5]. Les propriétés thermophysiques du RT26 utilisés sont données par:  $T_{\text{liquidus}} = 26^\circ\text{C}$ ;  $T_{\text{solidus}} = 25^\circ\text{C}$ ;  $\rho_l = 750 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ;  $\mu = 0,01974 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ;  $\lambda_l = \lambda_s = 0,2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ;  $C_{pl} = C_{ps} = 2000 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ;  $L = 180000 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ;  $\beta_e = 0,00125 \text{ K}^{-1}$ . Les propriétés thermophysiques de l'air sont évaluées à la température de film  $T_f = \frac{T_{mf} + T_0}{2}$  où  $T_{mf} = 26^\circ\text{C}$  est la température moyenne de fusion du MCP et  $T_0$  la température d'entrée de l'air.

## 2.2. Domaine de calcul et conditions aux limites

### 2.2.1. Domaines de calcul

L'échangeur stockeur est constitué d'un tube central de diamètre intérieur  $d = 20 \text{ mm}$  et d'épaisseur  $e_t = 1 \text{ mm}$  dans lequel circule le fluide caloporteur (air). Cinq ailettes radiales faites de cuivre d'épaisseur  $e_{ail} = 0,5 \text{ mm}$  sont utilisées pour diviser la calandre en quatre compartiments de longueur identique  $l = 75 \text{ mm}$  et de diamètre  $D = 95 \text{ mm}$

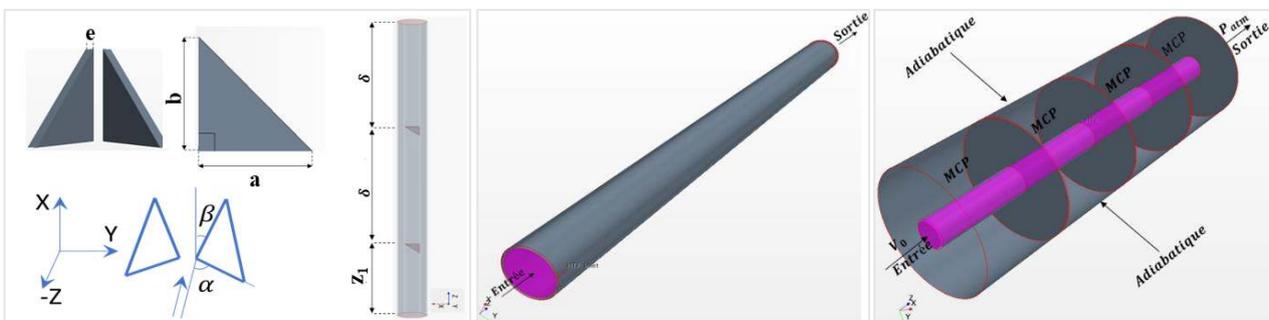


Figure 1 : Domaine d'étude et conditions aux limites

Le but de l'étude étant l'analyse de l'influence de l'intensification des échanges thermiques coté fluide caloporteur sur les cinétiques de fusion-solidification du MCP, le tube central est équipé de deux paires de VG de type ailettes Delta de longueur  $a = 10 \text{ mm}$  de hauteur  $b = 10 \text{ mm}$  et avec des orientations angulaires  $\alpha$  (angle d'attaque) et  $\beta$  (angle de roulis) respectivement par rapport à l'axe du tube et par rapport à l'axe portée par la base du VG. Deux rangées de VG sont disposées dans le tube caloporteur respectivement aux positions  $\frac{z_1}{d} = 3,6$ ; et  $\frac{z_2}{d} = 9,6$  par rapport à l'entrée du tube ( $\frac{\delta}{d} = 6$ ). Compte tenu du fait que le phénomène de fusion est relativement lent et que le MCP choisi change d'état dans une plage de température relativement étroite, le problème global a été simplifié en effectuant une optimisation des performances thermoaérauliques du fluide caloporteur seul en régime stationnaire puis en équipant la géométrie issue de l'optimisation d'une calandre compartimentée pour effectuer les simulations transitoires de l'étude des cinétiques de fusion-solidification du MCP.

### 2.2.2. Conditions aux limites

- Les conditions aux limites utilisées pour l'optimisation des performances thermoaérauliques du fluide caloporteur en régime stationnaire sont illustrées sur la figure 1 ci-dessus. En entrée, un profil de vitesse de Poiseuille correspondant à un nombre de Reynolds  $Re_d = 1500$  et une température d'entrée  $T_0 = 15^\circ\text{C}$ , en sortie une condition de pression relative nulle, sur la paroi extérieure une condition de température correspondant à la température de transition du MCP et à l'interface entre le tube et le fluide caloporteur un couplage conducto-convectif. Toutes les parois des ailettes Delta sont adiabatiques.

- Les conditions aux limites utilisées pour la simulation des processus de fusion-solidification en régime transitoire sont illustrées sur la figure 1. En entrée, un profil de vitesse de Poiseuille ( $Re_d = 1500$ ) et température  $T_0 = 37^\circ\text{C}$  en fusion et  $T_0 = 13^\circ\text{C}$  en solidification et en sortie une condition de pression relative nulle sont considérées. Aux interfaces tube-fluide caloporteur, tube-MCP et ailettes-

MCP, un couplage conducto-convectif est considéré. La paroi extérieure de la calandre, les parois externes des ailettes et les parois des ailettes Delta sont considérées adiabatiques.

### 2.2.3. Conditions initiales

En régime transitoire, les conditions initiales appliquées sont les suivantes : Pendant la fusion, à l'instant initial  $t_0=0$  s, tout l'échangeur stockeur est à une température uniforme  $T_i(x, y, z, 0) = 24^\circ\text{C}$ . Pendant la solidification, tout l'échangeur stockeur est à une température uniforme  $T_i(x, y, z, 0) = 27^\circ\text{C}$ .

## 3. Procédure numérique

Le code commercial STAR-CCM + V15.04 [5] a été utilisé pour résoudre les équations de conservation ci-dessus basées sur une méthode de discrétisation en volumes finis. Les équations de conservation ont été résolues séquentiellement à l'aide du solveur algébrique AMG et de l'algorithme SIMPLE pour le couplage pression-vitesse. Une discrétisation du second ordre a été choisie pour les termes convectifs des équations de quantité de mouvement et d'énergie ainsi que pour la discrétisation temporelle. Afin de valider la capacité du code CFD à modéliser le changement de phase, une simulation numérique préliminaire du processus de fusion de l'étain dans une cavité carrée chauffée par le côté a été réalisée et comparée au benchmark bien connu de Hannoun et al. [6]. La comparaison de l'évolution du front de fusion et de la fraction liquide a montré une très bonne concordance avec un écart maximum de 0,86 % entre les deux études. Aussi, une étude de sensibilité au maillage et au pas de temps a été réalisée pendant le processus de solidification. Cette étude a conduit à l'utilisation d'un maillage optimal ayant 1,32 millions de cellules hexaédriques. Enfin, la précision des résultats étant intimement liée au pas de temps choisi pour les calculs instationnaires, une étude de sensibilité au pas de temps a été réalisée en utilisant le maillage optimal ci-dessus. Quatre simulations ont été réalisées avec les pas de temps respectifs  $\Delta t = 1s; 0,5s; 0,2s$  et  $0,1s$ . En analysant les évolutions des flux thermiques et fraction liquide, il a été décidé d'utiliser un pas de temps adaptatif  $\Delta t = 0,05s$  pour  $0s \leq t < 1s$ ,  $\Delta t = 0,1s$  pour  $1s \leq t < 2s$ ,  $\Delta t = 0,2s$  pour  $2s \leq t < 6s$  et  $\Delta t = 0,5s$  pour  $t > 6s$ . Cette stratégie permet de bien capter les gradients initiaux avec un bon compromis entre coût numérique et précision de calcul.

## 4. Résultats

Dans cette section, les résultats des différentes simulations sont présentés et discutés. Comme évoqué plus haut, la première partie de ces résultats se focalisera sur l'intensification des échanges thermiques dans un écoulement de canal circulaire par manipulation passive de l'écoulement via l'insertion de deux paires de VG de type ailettes Delta. Une étude d'optimisation des performances thermoaérauliques de l'écoulement d'air sera effectuée. La géométrie optimale obtenue sera utilisée par la suite pour développer en régime transitoire l'échangeur-stockeur intégrant un MCP de type paraffinique RT26 dans une calandre compartimentée.

### 4.1. Etude stationnaire : Optimisation des performances thermoaérauliques d'un écoulement dans un canal circulaire

Les résultats de l'étude d'optimisation sont présentés dans cette partie sous forme globale en analysant le facteur de friction, de Colburn, et le facteur d'intensification  $PEC$ , puis sous forme locale en analysant les mécanismes d'intensification dans la géométrie optimale. Les paramètres variables dans cette optimisation sont l'angle d'attaque  $\alpha$  et de roulis  $\beta$  des perturbateurs.

#### 4.1.1. Analyse globale

Le facteur d'intensification des transferts thermiques  $PEC$  est construit en rapportant le Nombre de Nusselt et le facteur de friction de l'écoulement dans le tube muni de VG normalisé par ceux du tube lisse. La figure 2 présente l'évolution du facteur de friction  $\frac{f}{f_0}$  et du nombre de Nusselt  $\frac{Nu}{Nu_0}$  du tube intensifié normalisé par ceux du tube lisse ainsi que celle du  $PEC$  en fonction de l'angle d'attaque et de roulis dans le plan factoriel complet d'optimisation  $[\alpha, \beta] = [0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ] \times [0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$ . L'analyse de cette figure montre que le nombre de Nusselt et le facteur de friction normalisés ont des évolutions en fonction de l'angle d'attaque délimitées par deux courbes

enveloppes correspondant aux valeurs extrêmes d'angle de roulis. Les plus petites valeurs d'angle de roulis produisent les plus grandes valeurs de facteurs de friction normalisée comprises entre 1,8 soit 80% et 4,6 soit 360% d'augmentation des pertes de charge par rapport au tube lisse (figure2a). Corrélativement, ceci correspond aux plus fortes valeurs de Nombre de Nusselt normalisée comprises entre 1,28 soit 28% et 1,85 soit 85% d'augmentation du coefficient d'échange (figure2b). Le contraire est observé aux plus fortes valeurs d'angle de roulis. Entre ces deux courbes enveloppes, des comportements intermédiaires sont observés.

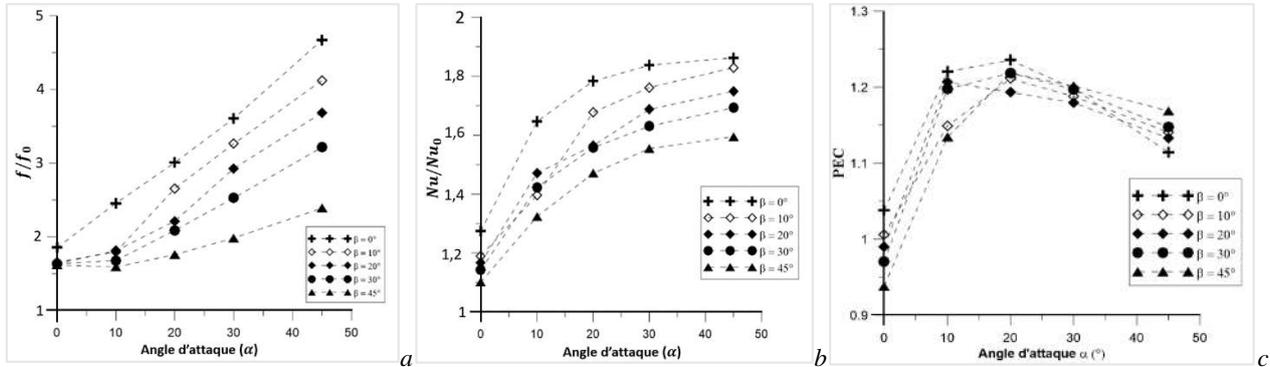


Figure 2 : Evolution du facteur de friction (a), du nombre de Nusselt (b) et du facteur d'intensification (c) en fonction de l'angle d'attaque et de roulis

L'analyse du facteur d'intensification des échanges montre qu'à angle de roulis fixé, l'intensification augmente des faibles valeurs d'angle d'attaque, passe par un maximum et décroît aux fortes valeurs. Ceci est lié au fait qu'au-delà d'un seuil d'angle d'attaque, les tourbillons générés par les VG perdent en intensité pour une traînée de forme de ces VG qui continue d'augmenter. On peut voir clairement que la courbe correspondant à l'angle de roulis  $\beta = 0^\circ$  (VG vertical) produit la plus forte valeur de facteur d'intensification de 1,24 à un angle d'attaque optimal de  $\alpha = 20^\circ$ . Par conséquent, les paramètres optimaux définissant le tube intensifié sont :  $\alpha = 20^\circ$  et  $\beta = 0^\circ$

#### 4.1.2. Analyse locale

Afin d'analyser les mécanismes d'intensification des échanges thermiques liés aux VG, les champs d'hélicité superposés aux lignes de courant et les champs de température sont représentés sur la figure 3 à l'aval de la première paire de VG dans les plans transversaux successifs  $\frac{z}{d} = 3,6$ ; 4,6 et 5,6. Ces champs sont représentés pour la géométrie optimale avec VG orientés à  $\alpha = 20^\circ$  et  $\beta = 0^\circ$ .

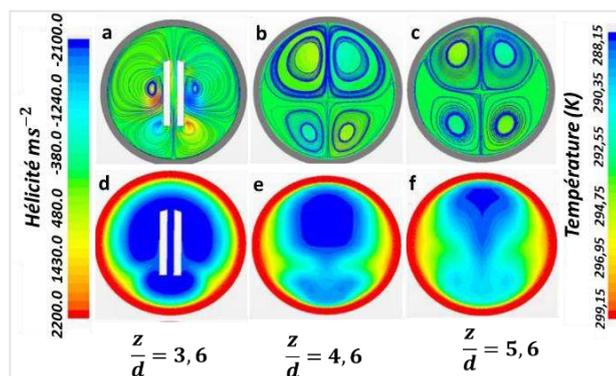


Figure 3 : Structure de l'écoulement, champs d'hélicité (a,b,c) et de température (d,e,f) entre la géométrie à PEC maximal à l'aval de la première paire de VG

L'analyse de cette figure montre que sur le premier plan  $\frac{z}{d} = 3,6$  (bord de fuite de la première paire de VG) l'intensité de l'hélicité générée est la plus élevée et diminue progressivement à travers les deux autres plans en aval  $\frac{z}{d} = 4,6$  et  $4,6$  ce qui traduit la présence de vortex puissants qui se forment et se dissipent au fur et à mesure de leur advection le long du tube. L'analyse des lignes de courant permet de visualiser quatre vortex générés d'abord au centre du canal juste derrière la paire de VG qui se dirigent par la suite vers les parois. La formation, l'évolution vers les parois de ces vortex permet d'écraser la

couche limite thermique que l'on observe sur les cartographies de température ce qui conduit à un meilleur brassage de l'écoulement, donc un meilleur échange thermique avec les parois.

## 4.2. Etude transitoire : Développement d'un échangeur stockeur intensifié et optimisé

Les résultats des simulations transitoires des processus de fusion-solidification du MCP dans l'échangeur stockeur à tube lisse et à tube intensifié issue de la précédente étude d'optimisation sont présentés dans cette section. Une première partie de l'analyse s'effectue au niveau local et se focalise sur l'impact de l'intensification des échanges convectifs dans le tube caloporteur sur les cinétiques de fusion-solidification du MCP puis, une deuxième partie se focalise sur l'analyse globale des performances de stockage-déstockage et l'impact sur la température de sortie du fluide caloporteur.

### 4.2.1. Analyse qualitative locale

Pendant le processus de solidification du MCP (charge), le fluide caloporteur entre dans le domaine d'étude avec une température de 13°C, tout l'échangeur stockeur étant à une température initiale de 27°C. La calandre contient un MCP en phase liquide ( $T_{\text{liquidus}}=26^\circ\text{C}$ ). Le gradient thermique imposé au sein de l'échangeur (froid) par l'écoulement du fluide caloporteur (chaud) génère un phénomène de convection naturelle. Afin d'étudier le développement de cette convection naturelle pendant le processus de solidification, les champs du module de vitesse pour l'échangeur stockeur intensifié et celui à tube lisse, sont présentés pour les instants  $t = 100, 360, 720, 1440, 2880, 4680$  et  $6840$  s sur la figure 4. On observe que pour les deux échangeurs, le module de vitesse du MCP est maximal aux premiers instants, puis au fil du temps, cette vitesse diminue jusqu'à s'annuler ( $t=4680$  s).

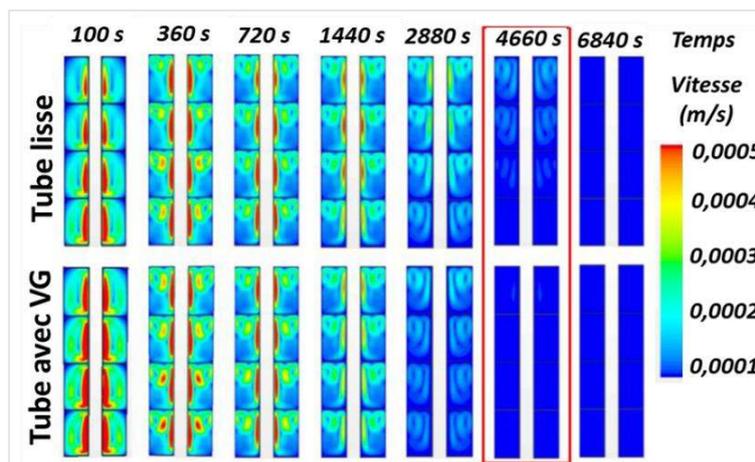


Figure 4 : Cartographie de module de vitesse mettant en évidence le développement de la convection naturelle dans le MCP pendant la solidification pour la configuration à tube lisse et munie VG

Ceci est lié à la diminution des gradients de températures dans le fluide au fur et à mesure de la solidification du MCP, ce qui affaiblit progressivement le mouvement de convection naturelle. On observe également qu'à chaque instant, le maximum de vitesse dans les compartiments analogues des deux échangeurs est clairement plus élevé dans la configuration intensifiée que dans celui à tube lisse. Par conséquent, le transfert convectif dans l'échangeur à tube muni de VG est plus intense que dans celui à tube lisse. Ceci n'est rien d'autre que l'effet notoire de l'intensification des échanges thermiques dans le tube caloporteur muni de VG qui permet d'accroître le coefficient d'échange et donc le transfert thermique par rapport au tube lisse.

Afin de confirmer cet effet positif de l'intensification des transferts thermiques sur l'accroissement du coefficient d'échange, la figure 5 présente la distribution locale du coefficient d'échange sur le tube lisse et le tube muni de VG ainsi que la cartographie de la fraction liquide dans un plan longitudinal à l'instant  $t=11880$  s. On voit clairement que le tube muni de VG présente des zones de forte augmentation du coefficient d'échange aux endroits où sont positionnés les VG contrairement au tube lisse. L'analyse du processus de solidification montre qualitativement la présence à cet instant dans les compartiments analogues des deux échangeurs d'une couche de MCP solidifiée nettement plus épaisse dans la configuration d'échangeur intensifié que dans celle à tube lisse. Un constat similaire a été observé lors de la fusion pour ce qui concerne la fraction solide  $f_s = 1 - f_l$ .

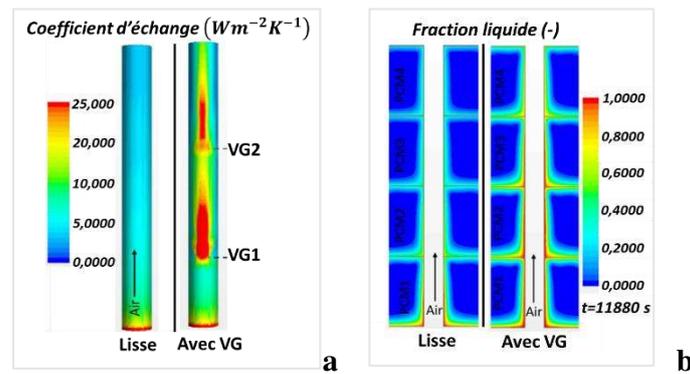


Figure 5 : Cartographie de coefficient d'échange (a) de fraction liquide (b) entre la géométrie à tube lisse et celle munie de VG

#### 4.2.2. Analyse quantitative globale

Afin d'effectuer une analyse quantitative globale des performances de l'échangeur-stockeur, les figures 6a et b ci-dessous représentent l'évolution de la fraction liquide moyenne, respectivement lors de la fusion et lors de la solidification, pour chaque compartiment et pour l'ensemble. Les simulations ont été effectuées seulement sur 12000 s compte tenu du caractère chronophage des processus de fusion-solidification. On peut observer sur la figure 6a que la fraction liquide totale de l'échangeur-stockeur à VG atteint 10,5 % à  $t=12000$  s alors que celle de l'échangeur-stockeur à tube lisse n'est qu'à 5,5 % à cet instant. Un constat similaire peut être effectué lors de la solidification pour ce qui concerne la fraction solide  $f_s = 1 - f_l$  (figure 6b). On en déduit que l'insertion des VG dans le tube permet d'accélérer les processus de fusion et de solidification de près de 91% par rapport au tube lisse.

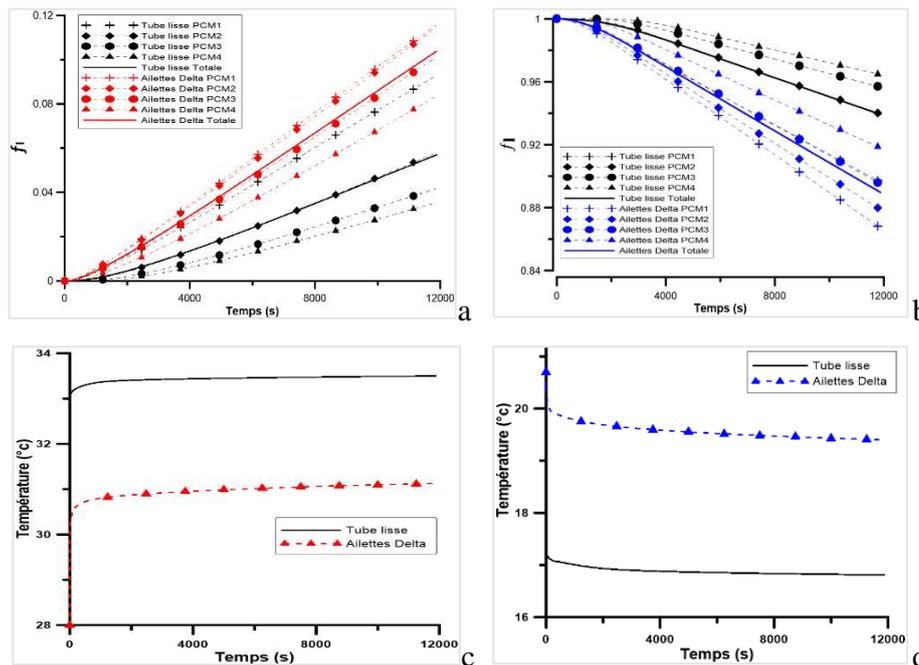


Figure 6 : Profil temporel de fraction liquide pendant la fusion (a), la solidification (b) et température de sortie du fluide caloporteur pendant la fusion (c) et la solidification (d)

Dans la géométrie à tube lisse, on peut constater que le compartiment PCM1 qui est situé au niveau de l'entrée dispose de la fraction liquide la plus élevée (9 %) par rapports aux autres (figure 6a). Ceci est directement liée au coefficient d'échange local qui est élevé dans la zone d'entrée du tube (figure 5a), en raison de la présence d'une couche limite thermique non développée dans cette zone. Plus on s'éloigne de l'entrée du tube, plus la fraction liquide des compartiments diminue, le compartiment PCM4 disposant de la plus faible valeur de fraction liquide (3,5%). Par contre, pour l'échangeur stockeur à tube muni de VG, on remarque que la fraction liquide dans les compartiments PCM1 et PCM2 sont quasi-égaux (11,5%) à  $t=12000$  s (figure 6a). Ceci est directement corrélé à l'effet du VG positionné à  $\frac{z_1}{a} =$

3,6 près de l'entrée qui permet de brasser le fluide caloporteur augmentant ainsi les échanges thermiques et la fraction liquide. Cet effet est également observable au niveau du troisième compartiment PCM3. Une analyse similaire pendant la solidification permet d'aboutir aux mêmes conclusions pendant la solidification (figure 6b). On montre ainsi l'effet notoire de l'intensification au niveau du fluide caloporteur sur la cinétique de fusion-solidification du MCP. Il est important de rappeler que cet échangeur-stockeur est développé pour une application dans l'habitat et sert à préchauffer un air froid pendant l'hiver ou à écrêter les pics de canicule pendant l'été. Afin d'analyser le potentiel de cet échangeur pour une telle application, les figures 6c et d représentent les profils de la température de sortie du fluide caloporteur (air) pour chaque configuration dans le cas de la fusion et de la solidification. Sur la figure 6c, on peut remarquer que l'échangeur-stockeur avec VG permet de refroidir le fluide caloporteur de façon plus importante que dans la configuration à tube lisse. La température du fluide caloporteur pour la configuration intensifiée est réduite de 6°C par rapport à l'entrée (qui est à 37°C) alors que pour la configuration à tube lisse, cette réduction n'est que de 3,5 °C ce qui traduit un meilleur écrêtement des pics de température caniculaires pour la géométrie intensifiée. On aboutit à la même conclusion dans le cas de la solidification (figure 6d). En effet, on observe clairement que la température de sortie du fluide caloporteur pour la configuration intensifiée augmente de 6,5 °C par rapport à l'entrée (à 13°C) alors que cette augmentation n'est que de 3°C pour la géométrie à tube lisse ce qui traduit un meilleur préchauffage de l'air pendant la période hivernale.

## 5. Conclusions

La présente étude avait pour objectif d'analyser l'impact de l'intensification des échanges thermiques coté fluide caloporteur sur les cinétiques de fusion-solidification d'un MCP dans le but de développer un échangeur-stockeur de chaleur de type tube et calandre pour une application à l'amélioration du confort thermique des bâtiments. Les principaux résultats issus de cette étude sont les suivants :

- Les ailettes Delta à angle de roulis nul produisent en canal cylindrique des performances thermoaérauliques maximales pour un angle d'attaque modéré.
- A iso-surface d'échange, compacité et volume de MCP, l'intensification des échanges thermiques par l'insertion de paires d'ailettes Delta dans le tube caloporteur permet d'accroître la cinétique de stockage-déstockage d'énergie thermique de près de 91% par rapport à un tube lisse.
- L'échangeur-stockeur intensifié a une incidence remarquable sur l'amélioration du confort thermique en préchauffant l'air frais hivernal et en écrêtement les pics de température caniculaires.

Des travaux complémentaires sont en cours afin de caractériser les performances de l'échangeur-stockeur pour plusieurs MCP ayant une température de changement de phase dans la plage du confort thermique et valider les résultats sur une installation expérimentale.

## Références

- [1] A. Erek, Z. Ilken, M. Ali Acar, Experimental and numerical investigation of thermal energy storage with a finned tube, *International journal of energy research*, volume 29, 2005, Pages 283-301.
- [2] L. Pu, S. Zhang, L. Xu, Y. Li, Thermal performance optimization and evaluation of a radial finned shell-and-tube latent heat thermal energy storage unit, *App. Therm. Eng.*, Vol. 166, 2020, 114753.
- [3] X. Yang, Z. Lu, Q. Bai, Q. Zhang, L. Jin, J. Yan, Thermal performance of a shell-and-tube latent heat thermal energy storage unit: Role of annular fins, *App. Energy*, Vol. 202, 2017, pp. 558-570.
- [4] M.A. Dekhil, J.V. Simo Tala, O. Bulliard-Sauret, D. Bougeard, Numerical analysis of the performance enhancement of a latent heat storage shell and tube unit using finned tubes during melting and solidification, *App. Therm. Eng.*, Vol. 192, 2021, 116866.
- [5] CD-Adapco. Star CCM+ v15.04 user guide. User guide, 2020.
- [6] N. Hannoun, V. Alexiades, T.Z. Mai, A reference solution for phase change with convection, *International journal for numerical methods in fluids*, Volume 48, 2005, Pages 1283-1308.

## Remerciements

Cette étude a été réalisée avec le soutien financier de l'Institut Mines Télécom Nord Europe (IMT Nord Europe) à qui nous adressons nos sincères remerciements.

# Évaluation expérimentale du potentiel de la climatisation par eau de mer (SWAC) en climat tropical

Kanhan SANJIVY<sup>1,2\*</sup>, Olivier MARC<sup>3</sup>, Neil DAVIES<sup>4,5</sup>, Franck LUCAS<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Géosciences du Pacifique Sud (GEPASUD) : Université de la Polynésie française

<sup>2</sup>Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Énergie (ADEME), 20 avenue du Grésillé- BP 90406 49004 Angers Cedex 01 France

<sup>3</sup>Laboratoire Physique et Ingénierie Mathématique pour l'Énergie, l'environnement et le bâtiment (PIMENT) : Université de la Réunion, 15 Avenue René Cassin, Sainte-Clotilde 97715, La Réunion

<sup>4</sup>Gump South Pacific Research Station : University of California, Moorea, French Polynesia

<sup>5</sup>Berkeley Institute for Data Science : University of California Berkeley, USA

\* (auteur correspondant : kanhan.sanjivy@doctorant.upf.pf)

**Résumé** - La technologie SWAC (Sea Water Air Conditioning) utilise de l'eau de mer froide située dans les profondeurs pour refroidir les bâtiments. C'est une source d'énergie thermique renouvelable non-intermittente utilisée sans aucune transformation. Dans cet article, nous présentons les performances d'un système SWAC de 2,4 MW installé à l'hôtel The Brando sur l'atoll de Tetiaroa en Polynésie française. Fonctionnant en climat tropical, les résultats expérimentaux montrent que le ratio d'efficacité énergétique (EER) d'un système SWAC peut atteindre des valeurs comprises entre 20 et 150 en fonction de la longueur de la boucle de distribution de froid.

## Nomenclature

$cp$	Capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
$P$	Pression, bar	$\eta$	Rendement
$\dot{Q}$	Puissance thermique, W	$\rho$	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
$qv$	Débit, $m^3.s^{-1}$	<i>Indices</i>	
$T$	Température, °C	1	Pompe/Échangeur n°1
$\dot{W}$	Puissance électrique, W	2	Pompe/Échangeur n°2
<i>Acronymes</i>		3	Pompe/Échangeur n°3
DC	<i>District Cooling</i>	CW	Eau glacée
EER	<i>Energy Efficiency Ratio</i>	glob	Global
HFCs	<i>Hydrofluorocarbones</i>	HEX	Échangeur de chaleur
OTEC	<i>Ocean Thermal Energy Conversion</i>	in	Entrée
PEHD	<i>Polyéthylène Haute Densité</i>	out	Sortie
SWAC	<i>Sea Water Air Conditioning</i>	prim	Primaire
		SW	Eau de mer

## 1. Introduction

La climatisation conventionnelle s'est largement implantée dans les pays développés depuis la fin du 20ème siècle. Aujourd'hui, son essor s'étend progressivement aux pays en développement comme l'Inde et la Chine, qui combine climat chaud et forte démographie [1]. Selon le rapport de l'agence internationale de l'énergie (IEA) [2], la consommation énergétique liée au rafraîchissement des bâtiments a triplé entre 1990 et 2016, devenant ainsi le poste de consommation d'énergie finale qui a le plus augmenté ces dernières années. Et elle devrait, entre 2010 et 2050, être multipliée par 1,3 pour les pays membres de l'Organisation de Coopération et de Développement Économiques (OCDE) et par 4,5 pour les pays non-membres [3].

Cette demande en constante augmentation exerce des contraintes fortes sur le réseau électrique des zones tropicales car elle est responsable de 70 % du pic de puissance électrique appelé par les bâtiments. De plus, la climatisation a aussi un très fort impact sur l'environnement avec des émissions de CO<sub>2</sub> qui ont également triplé depuis 1990, atteignant les 1130 millions de tonnes par an. La climatisation conventionnelle utilise des gaz HFCs comme fluides frigorigènes qui ont un haut potentiel de réchauffement global [4].

La technologie SWAC (Sea Water Air Conditioning) s'inscrit dans une démarche d'efficacité énergétique en proposant une alternative très performante à la climatisation conventionnelle pour les zones côtières dans la mesure où la mer est une source de froid inépuisable. L'objectif du travail présenté dans cet article est de réaliser un retour d'expérience détaillé permettant de déterminer précisément les performances d'une installation SWAC fonctionnelle depuis plusieurs années, ce qui n'a jusqu'à présent jamais été fait.

## 2. La technologie SWAC

### 2.1. Principe de fonctionnement

La technologie SWAC consiste à pomper de l'eau de mer naturellement froide située en profondeur via un pipeline posé sur le fond marin. L'eau profonde passe dans un échangeur thermique pour transmettre cette puissance frigorifique à un réseau d'eau glacée en boucle fermée qui assurera la distribution du froid dans l'ensemble des bâtiments à climatiser. Ce procédé échappe aux limites des cycles thermodynamiques habituels car il repose sur le transport d'un fluide froid en phase liquide et non sur le pompage de chaleur d'une source froide vers une source chaude dont les performances sont limitées par l'efficacité de Carnot.

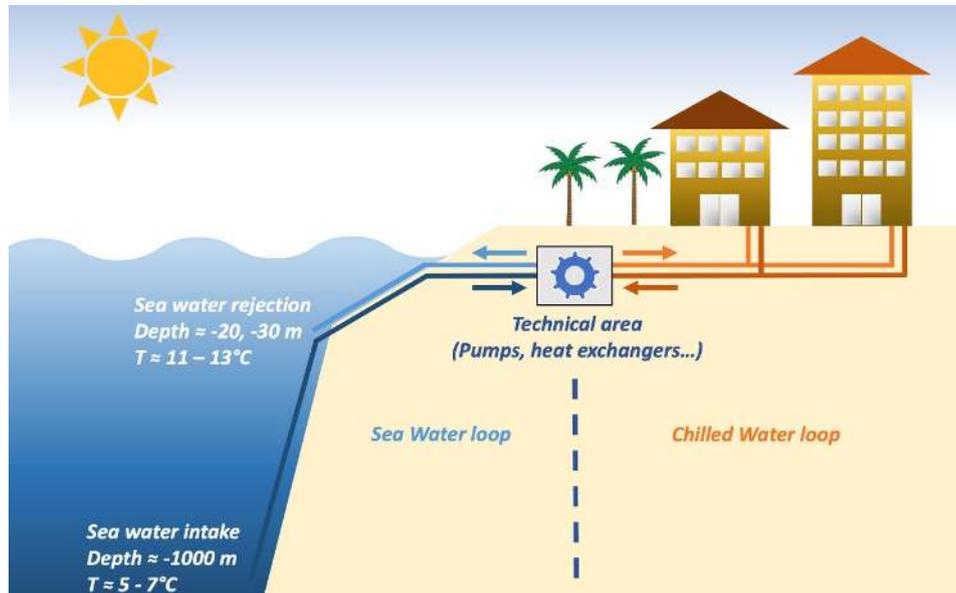


Figure 1 : Schéma du principe de fonctionnement du système SWAC

Le système SWAC se décompose en 3 parties (Figure 1) :

- La boucle SW (Sea Water Loop) dite primaire comprenant une canalisation de puisage descendant à environ 1000 m de profondeur et une canalisation de rejet à 20 m. L'eau de mer est d'environ 5 à 7°C en entrée et est rejetée à une température entre 11 et 13°C [5]. Le point de rejet est défini de manière à rejeter l'eau de mer à une température proche du milieu pour ne pas impacter la faune et la flore marine environnante, cette température de rejet n'est cependant pas soumise à des réglementations spécifiques.

- La boucle CW (Chilled Water Loop) dite secondaire servant de réseau de distribution de froid dans le bâtiment. La température de l'eau glacée est généralement fixée à 7°C pour le départ et 12°C pour le retour.
- Le local technique comprenant une ou plusieurs pompes pour chacune des deux boucles, ainsi que les échangeurs permettant le transfert du froid de la boucle SW vers la boucle CW. Les débits des pompes dépendent du besoin froid, ils sont de 210 m<sup>3</sup>/h par pompe dans chacune des boucles en fonctionnement nominal (2 pompes simultanément pour 2,4 MWf) pour le SWAC de Tetiaroa.

## 2.2. L'installation SWAC de l'hôtel The Brando

L'hôtel The Brando est situé sur l'atoll de Tetiaroa. Cet atoll, d'une superficie de 6 km<sup>2</sup> répartie sur 12 îlots, fait partie de l'archipel de la Société et est localisée à 53 km au Nord de Tahiti. L'installation SWAC de Tetiaroa se présente comme ceci (Figure 2) :

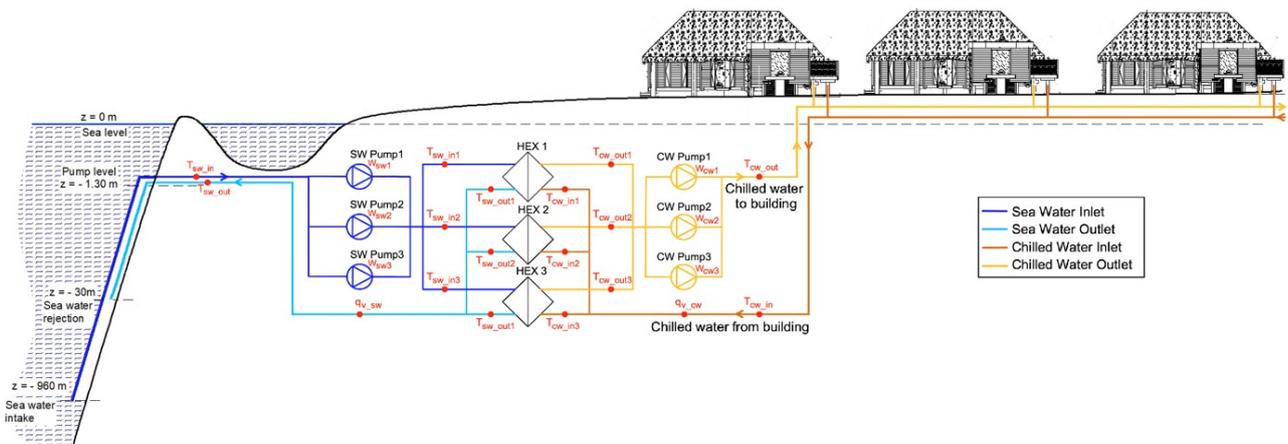


Figure 2 : Schéma de principe détaillé du SWAC de Tetiaroa et son instrumentation

Elle comporte deux pipelines en PEHD, trois pompes primaires, trois échangeurs de chaleur, trois pompes secondaires et un District Cooling alimentant l'hôtel.

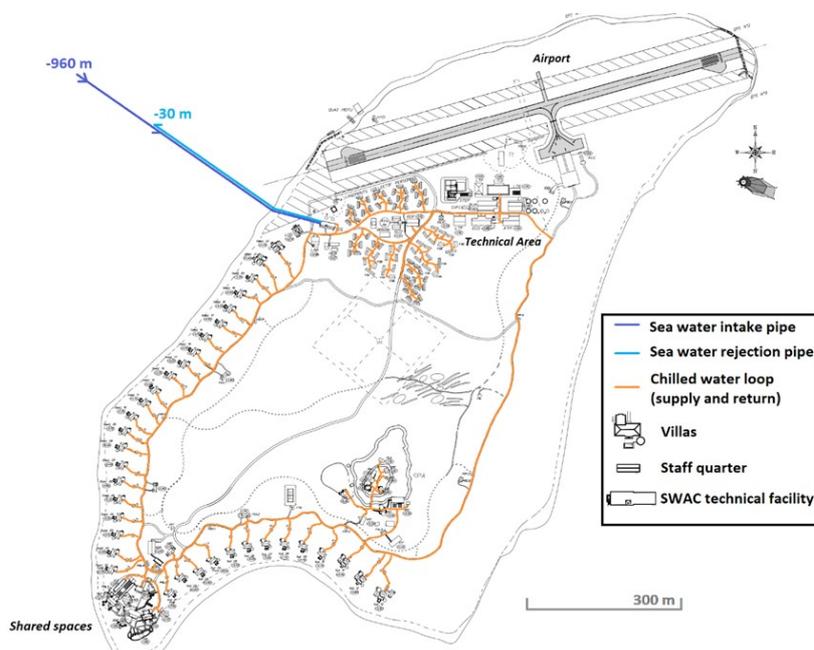


Figure 3 : Plan de masse du réseau de distribution de froid du Brando

La boucle d'eau glacée (District Cooling) mesure environ 3 km de long (Figure 3). Elle fournit du froid à l'ensemble de l'hôtel qui équivaut à une surface climatisée totale d'environ 7000 m<sup>2</sup>. Il est à noter que la totalité des bungalows n'est pas encore construite, leur construction doit se poursuivre sur la côte Est le long du réseau d'eau glacée pour s'y raccorder. Le SWAC est donc, pour l'instant, surdimensionné car il a été conçu pour répondre aux besoins de l'hôtel complet en fin de construction. Un réseau de distribution aussi étendu génère d'importantes pertes thermiques et pertes de charges (bien plus élevées que celle de la boucle primaire), l'impact de celles-ci sur le système se manifeste par l'écart entre l'EER primaire et global.

### 3. Résultats expérimentaux

#### 3.1. Analyse expérimentale sur une courte période

Pour illustrer le fonctionnement de l'installation SWAC, les résultats expérimentaux sur une courte période allant du 10 au 21 juin 2021 sont présentés et analysés. L'objectif est de réaliser une étude expérimentale détaillée des différents composants de l'installation, de vérifier la fiabilité de l'instrumentation mise en place et de calculer les coefficients de performance du système SWAC.

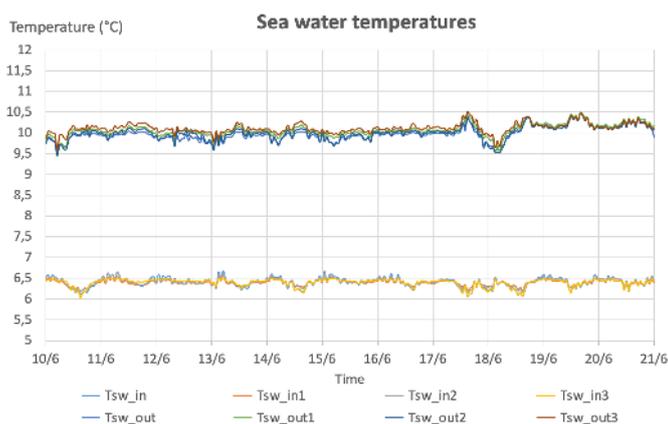


Figure 4 : Évolution des températures côté eau de mer

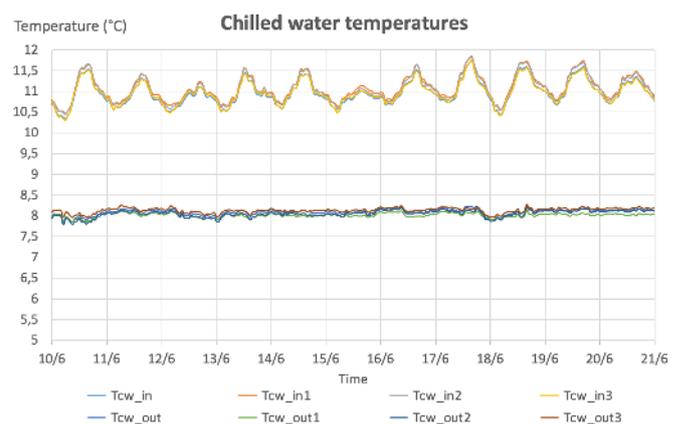


Figure 5 : Évolution des températures côté eau glacée

Les quatre températures de l'eau de mer à l'entrée des échangeurs de chaleur (Figure 4 : Tsw\_in, Tsw\_in\_1, Tsw\_in\_2, Tsw\_in\_3) suivent sensiblement la même évolution avec des valeurs assez stables comprises entre 6 et 6,5°C tout au long de la période étudiée. Les températures de l'eau de mer à la sortie des échangeurs de chaleur (Figure 4 : Tsw\_out, Tsw\_out\_1, Tsw\_out\_2, Tsw\_out\_3) quant à elles oscillent autour de 10°C et restent comprises entre 9,5 et 10,5°C sur la période étudiée.

En ce qui concerne les températures de l'eau glacée à la sortie des échangeurs (Figure 5 : Tcw\_out, Tcw\_out\_1, Tcw\_out\_2, Tcw\_out\_3), elles restent très proche de 8°C et ne varient pratiquement pas dans le temps. En effet, cette température est régulée par la variation de débit d'eau de mer via un variateur de fréquence branché sur les pompes d'eau de mer, afin de rester au plus proche de sa consigne fixée à 8°C (bien que l'installation soit dimensionnée pour un régime 7/12°C) qui est la température de départ du réseau d'eau glacée qui n'est pas indexée sur la température extérieure. En revanche, les températures de l'eau glacée à l'entrée des échangeurs (Figure 5 : Tcw\_in, Tcw\_in\_1, Tcw\_in\_2, Tcw\_in\_3) et donc la température de retour du réseau d'eau glacée, varient de manière plus significative, allant de 10,3 à 11,8°C. Ceci est dû à la demande en froid du réseau d'eau glacée (Figure 6 :  $\dot{Q}_{cw}$ ) qui est plus

importante la journée avec un pic à 850 kW, entraînant une augmentation de la température de retour du réseau d'eau glacée. En effet, lors de la période expérimentale étudiée, l'occupation des bâtiments climatisés était quasi-constante ce qui implique une variation des besoins en froid du réseau d'eau glacée périodiquement stable allant de 550 kW la nuit à 850kW le jour.

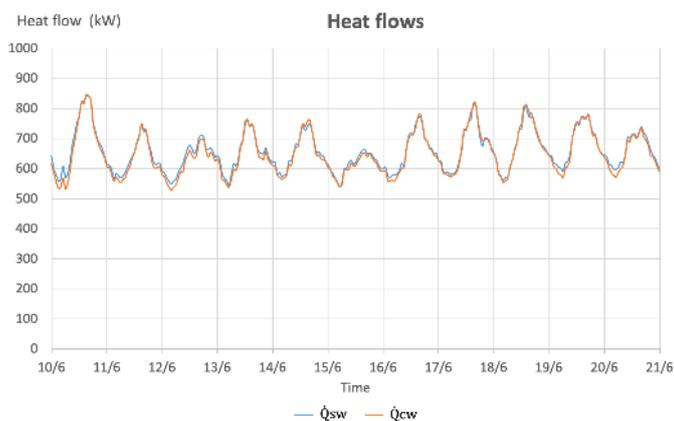


Figure 6 : Évolution des puissances thermiques primaire et secondaire

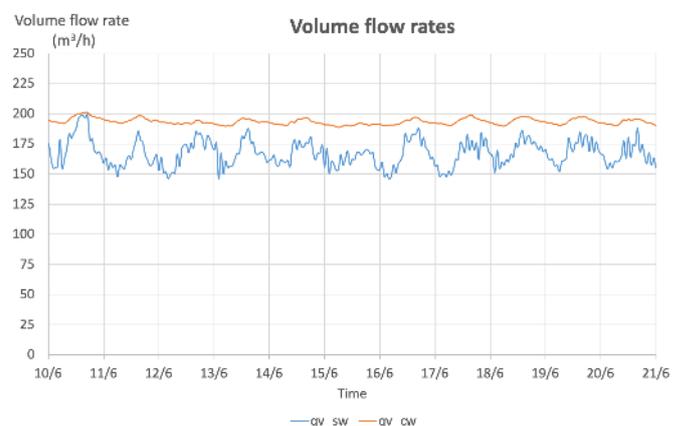


Figure 7 : Évolution des débits d'eau de mer et d'eau glacée

Les flux de chaleur échangés côté eau de mer ( $\dot{Q}_{sw}$ ) et côté eau glacée ( $\dot{Q}_{cw}$ ), présentés sur la Figure 6, sont calculés selon l'équation (1). De plus, les propriétés thermo-physiques de l'eau de mer dans l'équation (1) sont déterminés à partir des travaux de Sharqawy et al. [6] et de Nayar et al [7].

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{sw} &= \rho_{sw} \cdot qv_{sw} \cdot cp_{sw} \cdot (T_{out,sw} - T_{in,sw}) \\ \dot{Q}_{cw} &= \rho_{cw} \cdot qv_{cw} \cdot cp_{cw} \cdot (T_{in,cw} - T_{out,cw})\end{aligned}\quad (1)$$

On remarque que le flux de chaleur échangé côté eau de mer ( $\dot{Q}_{sw}$ ) reste très proche de celui échangé côté réseau d'eau glacée ( $\dot{Q}_{cw}$ ) ce qui est tout à fait normal puisque les pertes thermiques des échangeurs sont minimales (échangeurs à plaques en titane équipés de coque calorifuge) par rapport aux puissances thermiques mises en jeu (entre 550 et 850 kW). De la même manière, les débits d'eau de mer et d'eau glacée (Figure 7) suivent la même dynamique périodiquement stable et sont compris entre 150 et 200 m<sup>3</sup>/h pour le premier et 190 et 200 m<sup>3</sup>/h pour le second. Le débit d'eau de mer varie donc de manière plus significative pour compenser la baisse de puissance frigorifique appelée par le réseau d'eau glacée la nuit et stabiliser sa température de départ à sa consigne de 8°C.

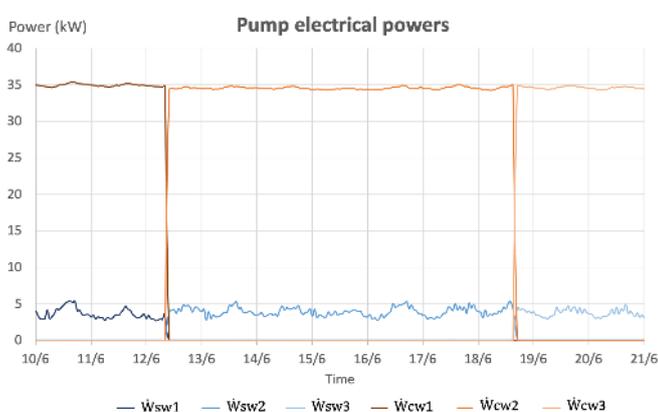


Figure 8 : Évolution des puissances électriques des pompes

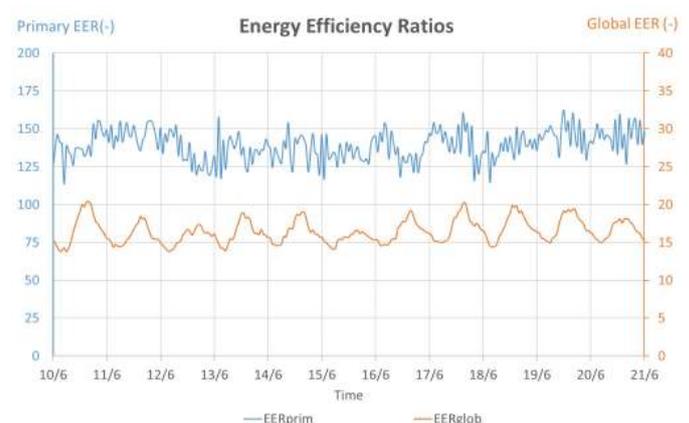


Figure 9 : Évolution des EER primaire et global

Les puissances électriques instantanées des pompes d'eau de mer et d'eau glacée sont présentées sur la Figure 8. Étant donné le besoin frigorifique sur la période étudiée ( $\dot{Q}_{cw} \approx 15000$  kWh/jour), une seule pompe d'eau de mer et d'eau glacée est requise durant toute la séquence expérimentale. Lorsque la pompe n°1 d'eau de mer est allumée (du 10 au 12 juin), la pompe n°1 d'eau glacée l'est aussi, il en va de même pour les pompes n°2 (du 12 au 18 juin) et n°3 (du 18 au 21 juin). Toutes les semaines, l'opérateur change de pompes pour équilibrer leur temps de fonctionnement à l'échelle de l'année. La puissance électrique absorbée par les pompes du réseau d'eau glacée reste stable à environ 35 kW alors que celle absorbée par les pompes d'eau de mer varie entre 3 et 5 kW pour assurer la puissance frigorifique requise (Figure 6 :  $\dot{Q}_{cw}$ ). Le réseau de distribution représente donc 87,5% de l'électricité consommée par l'installation SWAC contre 12,5% pour le réseau d'eau de mer.

Les indicateurs de performances de l'installation à savoir l'EER primaire et l'EER global sont présentés sur la Figure 9. Les EER primaire et global sont calculés grâce à l'équation (2) où les flux de chaleur et les puissances électriques sont intégrés sur une période d'une heure :

$$EER_{prim} = \frac{\int_0^t \dot{Q}_{cw} \cdot dt}{\int_0^t \dot{W}_{sw} \cdot dt} \quad (2)$$

$$EER_{glob} = \frac{\int_0^t \dot{Q}_{cw} \cdot dt}{\int_0^t \dot{W}_{sw} \cdot dt + \int_0^t \dot{W}_{cw} \cdot dt}$$

### 3.2. Analyse expérimentale sur une longue période

Les évolutions des consommations électriques journalières des boucles primaire et secondaire, de l'énergie frigorifique quotidienne appelée par le réseau d'eau glacée et des EER primaire et secondaire d'avril 2018 à juillet 2021 sont présentées sur la Figure 10. Pour mieux comprendre le fonctionnement de l'installation et analyser ses performances, plusieurs séquences expérimentales (de A à E) ont été identifiées sur les Figures 10 et 11. Il est à noter que de mars à mai 2021, l'installation SWAC était en maintenance, entraînant une absence de données expérimentales (zone grisée sur les Figures 10 et 11).

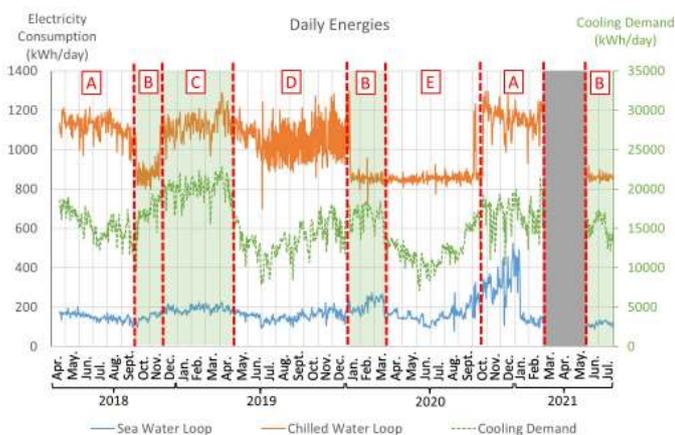


Figure 10 : Évolution des énergies journalières sur une longue période

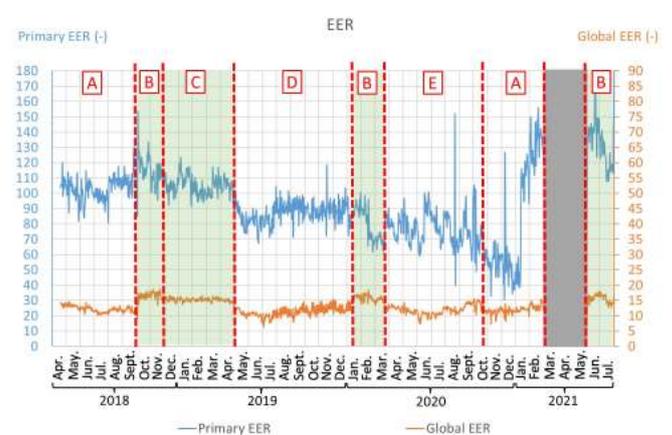


Figure 11 : Évolution des EER primaire et global sur une longue période

Lors de la première séquence expérimentale (A), une seule pompe fonctionne sur la boucle primaire et deux pompes fonctionnent simultanément sur la boucle secondaire conduisant à des consommations électriques journalières moyennes de 175 kWh/jour pour le primaire et 1150

kWh/jour pour le secondaire. Sur cette période, la demande en froid diminue progressivement pour passer de 18000 kWh/jour en avril 2018 à 13000 kWh/jour en septembre 2018. Cette diminution de la demande en froid entraîne une baisse de l'EER globale qui passe de 13,6 en avril à 10,3 en septembre avec une valeur moyenne de 12,2 sur la période. L'EER primaire quant à lui reste à peu près stable avec des valeurs comprises entre 90 et 110. Une séquence expérimentale assez similaire (A) est observée entre octobre 2020 et février 2021 où les EER globaux sont du même ordre de grandeur. Il est à noter que sur cette période la consommation des pompes primaires est plus importante due à un problème de régulation qui a conduit au fonctionnement simultané de 2 pompes primaires à très bas régime (50% du nominal) au lieu d'une seule en régime quasi-nominal, entraînant donc une surconsommation d'électricité. En effet, lorsqu'une pompe fonctionne à 50% de son régime nominal, ses performances peuvent chuter sensiblement [8].

Étant donnée la valeur de la demande en froid assez faible en septembre 2018 ( $\dot{Q}_{cw} < 13000$  kWh/jour), le mode de fonctionnement a été changé pour passer à une seule pompe de distribution d'eau glacée et toujours une pompe d'eau de mer, amenant à la séquence expérimentale B allant d'octobre à novembre 2018. Pendant cette période, la consommation électrique de la boucle secondaire se stabilise à une valeur moyenne de 830 kWh/jour et celle de la boucle primaire est d'environ 150 kWh/jour. La demande en froid augmente progressivement et passe de 15000 début octobre à 20000 kWh/jour fin novembre 2018. Dans ces conditions l'EER global augmente sensiblement par rapport à la séquence expérimentale précédente (A) pour atteindre une valeur moyenne d'environ 16,2. L'EER primaire quant à lui est d'environ 110. On retrouve ce même comportement (séquence expérimentale B) de janvier à mars 2020 ainsi qu'en juin et juillet 2021 avec des EER globaux supérieurs à 15.

Le fonctionnement avec une seule pompe sur le réseau d'eau glacée est donc plus efficace lorsque la demande en froid est inférieure à 20000 kWh/jour. Lorsque ce seuil est franchi, les deux pompes du secondaire démarrent simultanément ce qui est le cas en décembre 2018 (début de la séquence expérimentale C). Lors de cette séquence, de décembre 2018 à avril 2019, le besoin en froid se stabilise autour de 20000 kWh/jour et les consommations électriques moyennes sont de 190 kWh/jour pour la boucle primaire et 1100 kWh/jour pour le secondaire. Dans ces conditions, les performances de l'installation sont plutôt bonnes avec des EER autour de 105 pour le primaire et 15,5 pour le global.

En mai 2019, la demande en froid diminue fortement et descend en dessous de 10000 kWh/jour en juin 2019 comme on peut l'observer lors de la séquence expérimentale D (de mai à décembre 2019). Malheureusement, le régime de fonctionnement reste inchangé, les 2 pompes sur le réseau d'eau glacée sont toujours allumées entraînant une baisse assez importante des performances de l'installation avec des EER autour de 90 pour le primaire et de 10 pour le global ce qui reste toutefois largement supérieur à la climatisation conventionnelle (5). Il aurait été intéressant de basculer sur une seule pompe sur le secondaire pour maintenir de bonnes performances.

Enfin, lors de la dernière période étudiée d'avril à septembre 2020 (séquence E), la demande en froid est très faible. Ceci est dû à la crise du COVID-19 pendant laquelle l'hôtel était fermé. Dans ces conditions, une seule pompe était en fonctionnement sur le secondaire. Les EER sont compris entre 60 et 90 pour le primaire et entre 10 et 15 pour le global.

Séquence	A	B	C	D	E
Besoin froid	Moyen	Moyen	Fort	Faible	Faible
Pompes CW	2	1	2	2	1
EER global	12,2	16,2	15,5	10	11,9

Tableau 1 : Récapitulatif des séquences expérimentales étudiées

## 4. Conclusion

L'installation SWAC du Brando peut atteindre des EER de 140 à 150 pour le primaire et 15 à 20 en global. La différence entre ces deux EER s'explique par la consommation importante des pompes du réseau d'eau glacée, environ 7 fois plus grande que les pompes primaires, du fait de la configuration en District Cooling. Néanmoins, on observe que malgré la taille du réseau de distribution, les performances de l'installation SWAC restent très intéressantes comparées aux systèmes de climatisation classiques. La technologie SWAC a l'avantage de ne pas émettre de gaz fluorés dont l'impact environnemental est significatif. Elle se positionne donc comme une solution durable et efficace pour décarboner la production en froid dans le monde, en particulier dans les territoires ayant un facteur moyen d'émissions de CO<sub>2</sub> élevé (504 gCO<sub>2</sub>/kWh pour la Polynésie Française en 2019 [9]).

Des améliorations et optimisations sont possibles et pourront être déterminés par une analyse de sensibilité paramétrique, principalement sur le diamètre de la conduite et le régime de température pour un point de puisage donné. Cependant la mise en place d'une conduite de puisage nécessite de disposer d'une bathymétrie favorable, c'est-à-dire d'une grande profondeur à proximité des côtes comme celle des îles polynésiennes, afin que la longueur de celle-ci reste raisonnable. En effet, la majeure partie du coût d'investissement d'un SWAC est dû à ce pipeline. Une solution pour exporter la technologie SWAC à des zones côtières moins propices comme en France, seraient de décaler le régime de température du secondaire, 11/17°C plutôt que 8/11°C, permettant ainsi de fonctionner avec un point de puisage moins profond et donc une conduite plus courte. La longueur de celle-ci étant un paramètre de dimensionnement fort du coût de l'installation et de son fonctionnement.

## Références

- [1] Goetzler W, Guernsey M, Young J, Fujrman J and Abdelaziz A 2016 *The Future of Air Conditioning for Buildings*
- [2] International Energy Agency (IEA) 2018 *The Future of Cooling* 92
- [3] International Energy Agency 2013 *Transition to sustainable buildings: strategies and opportunities to 2050* (Paris: IEA Publ)
- [4] International Energy Agency (IEA) 2020 *Cooling Emissions and Policy Synthesis Report*
- [5] Makai Ocean Engineering, Inc and VanRyzin J 2004 *Seawater Air Conditioning: A Basic Understanding* 12
- [6] Sharqawy M H, Lienhard J H and Zubair S M 2010 Thermophysical properties of seawater: a review of existing correlations and data *Desalination and Water Treatment* **16** 354–80
- [7] Nayar K G, Sharqawy M H, Banchik L D and Lienhard V J H 2016 Thermophysical properties of seawater: A review and new correlations that include pressure dependence *Desalination* **390** 1–24
- [8] Delgado J, Ferreira J P, Covas D I C and Avellan F 2019 Variable speed operation of centrifugal pumps running as turbines. Experimental investigation *Renewable Energy* **142** 437–50
- [9] Observatoire Polynésien de l'Energie and ADEME 2019 *Bilan Energetique de la Polynésie Française*

## Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier le groupe Pacific Beachcomber pour avoir permis l'exploitation des données du SWAC de l'hôtel The Brando. Son instrumentation a été financé dans le cadre du projet COPSWAC par l'ADEME et le gouvernement polynésien, que nous remercions également. Les auteurs remercient le soutien financier apporté par la Région Réunion et le Fonds européen de développement régional (FEDER) dans le cadre de la subvention POE-FEDER 2014-2020 (n°2020-2497-0027544) pour la mobilité du Dr Olivier MARC en Polynésie française.

# Étude de la cuisson par contact d'un produit céréalier

Pascal LE BIDEAU<sup>1\*</sup>, Jean-Pierre PLOTEAU<sup>1</sup>, Patrick GLOUANNEC<sup>1</sup>, Sylvain MARC<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Univ. Bretagne Sud, IRDL, UMR CNRS 6027, F-56100, Lorient, France

\*(auteur correspondant : pascal.le-bideau@univ-ubs.fr)

**Résumé** - Cette communication porte sur le développement d'un modèle numérique multiphysique destiné à mieux appréhender les transferts de chaleur et de masse ainsi que le gonflement rencontré lors de la cuisson par contact d'une pâte céréalière. Ce modèle numérique permet de simuler les températures, les teneurs en humidité, les distributions de pressions de gaz et le gonflement de la pâte provoqué par le dégagement de vapeur. Les résultats numériques sont analysés et comparés aux mesures obtenues à partir d'un dispositif expérimental instrumenté. Différentes conditions opératoires sont testées pour vérifier la robustesse des prédictions.

**Mots-clés** : Transferts couplés chaleur et masse ; Modélisation multiphysique ; Expérimentation ; milieux poreux déformable ;

## Nomenclature

$a_w$	activité, -	<i>Symboles grecs</i>	
$c_p$	chaleur spécifique, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	$\alpha_c$	coefficient de transfert de chaleur, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
$h$	enthalpie massique, $\text{J kg}^{-1}$	$\alpha_m$	coefficient de transfert de masse, $\text{m s}^{-1}$
$K_\phi$	coefficient d'amortissement relatif à la fraction volumique d'eau, $\text{J m}^{-3}$	$\alpha$	gravité, $\text{m s}^{-2}$
$K_T$	coefficient d'amortissement relatif à la température, $\text{J m}^{-3} \text{K}^{-1}$	$\beta$	coefficient d'advection, $\text{s}^2 \text{m}^{-2}$
$K_W$	coefficient d'amortissement relatif à la teneur en eau, $\text{J m}^{-3}$	$\epsilon$	émissivité, -
$K_{Pg}$	coefficient d'amortissement relatif à la pression de gaz, $\text{J m}^{-3} \text{Pa}^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
$L_v$	chaleur latente, $\text{J kg}^{-1}$	$\mu$	viscosité dynamique, $\text{Pa s}$
$M$	masse molaire, $\text{kg mol}^{-1}$	$\rho$	masse volumique, $\text{kg m}^{-3}$
$n$	flux massique, $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$P$	pression, $\text{Pa}$	$a$	air
$q$	densité de flux de chaleur, $\text{W m}^{-2}$	$atm$	atmosphérique
$R$	constante des gaz parfaits, $\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$	$eff$	effective
$RH$	humidité relative, -	$g$	gaz
$T$	température, $\text{K}$	$l$	liquide
$v$	vitesse, $\text{m s}^{-1}$	$ref$	reference
$W$	teneur en eau en base sèche, $\text{kg kg}^{-1}$	$s$	solide
		$sat$	saturation
		$surf$	surface
		$v$	vapeur

## 1. Introduction

De nombreuses études sont menées dans le domaine de la cuisson des produits céréaliers [1–4]. L'étape de cuisson est très consommatrice d'énergie et fait généralement intervenir différents mode d'apport de chaleur qui doivent être bien maîtrisés afin d'obtenir un produit de qualité. La cuisson des produits céréaliers est un processus complexe qui induit des transferts de chaleur

et de masse, des réactions chimiques (libération de gaz carbonique, gélatinisation de l'amidon, dénaturation des protéines, réaction de Maillard...), des contraintes mécaniques. De plus, la plupart de ces phénomènes physiques se produisent simultanément ce qui rend difficile l'interprétation de la contribution de chaque phénomène lors de l'étape de cuisson et l'impact sur la qualité du produit.

Les travaux présentés concernent la modélisation de la cuisson d'une pâte par une approche multiphysique. Les particularités de cette étude sont liées au mode d'application où la pâte est étalée, à l'état liquide, sur une plaque chauffante. Dans cette configuration, le contact entre la surface chaude et la pâte est imparfait et évolue lors des premiers instants de cuisson. L'hypothèse d'une température de contact ou d'une résistance de contact constante à l'interface pâte/plaque, souvent retenue dans les études de cuisson du pain ou de la pâtisserie, n'est pas pertinente comme le souligne Cernela et al. [5] ou Rocca-Poliméni et al. [6]]. C'est pourquoi le flux de chaleur échangé entre la plaque chauffante et la pâte est imposé dans cette étude. Le flux de chaleur est estimé par méthode inverse basée sur des mesures de température effectuées au sein de la plaque chauffante. Plus de détails sur la procédure d'estimation sont présentés dans Marc et al. [7].

## 2. Matériels et méthodes

### 2.1. Pâte céréalière

La pâte étudiée est composée de 36 % (pourcentage en poids) d'un mix industriel (Francine<sup>®</sup> : farine de blé, maïzena, œufs et sel) et 64 % de lait demi-écrémé. Le lait est ajouté lentement au mélange en fouettant constamment pour obtenir une pâte homogène prête à l'emploi. La teneur en eau initiale du produit ainsi formulé a été estimée à  $(1,52 \pm 0,05)$  kg kg<sup>-1</sup>.

### 2.2. Pilote expérimental et protocole de cuisson

Un dispositif expérimental de laboratoire a été développé afin d'acquérir en continu les températures, les pertes en eau et les déformations de la pâte lors de la cuisson par contact direct [7] (figure 1 (a)). Le dispositif est constitué d'un élément chauffant positionné sur une base thermiquement isolée. Dans cette configuration, la chaleur générée est transférée par rayonnement infrarouge vers un disque en fonte placé à 10 mm au-dessus. Ce disque de 23 cm de diamètre et 2 cm d'épaisseur est suspendu à une balance de précision ( $\pm 10$  mg). Cette configuration permet de suivre la masse de l'échantillon en continu. Un moule sans fond en PTFE (dimension intérieure : 140 x 115 x 20 mm) est ensuite placé sur le disque en fonte. Concernant l'instrumentation, trois thermocouples de type K sont noyés dans l'épaisseur du disque à 3 mm ( $T_3$ ), 12,5 mm ( $T_2$ ) et 15 mm ( $T_1$ ) de la surface (figure 1 (b)). Deux capteurs ( $T_4$  et  $T_5$ ) sont également collés en surface du disque. Pour suivre le comportement thermique de la pâte, deux thermocouples fixes ( $T_6$  et  $T_7$ ) sont tendus entre les parois du moule. Ainsi, la position des thermocouples est connue en continu même pendant la déformation du produit. Un appareil photo numérique suit cette déformation (c'est-à-dire les changements d'épaisseur). De plus, un pyromètre optique enregistre la température de surface de la pâte ( $T_S$ ) et un capteur hygro-thermomètre placé dans l'ambiance suit les conditions environnementales ( $T_a$  et  $RH_a$ ). La puissance électrique de l'élément chauffant est régulée en fonction d'une température positionnée dans le disque (à 3 mm ( $T_3$ ) de la surface). Plusieurs expériences de cuisson ont été réalisées suivant un protocole défini afin d'assurer la répétabilité des expériences. Le disque en fonte et le moule sans fond vide sont d'abord amenés en régime thermique stable. La pâte fraîche,  $(150 \pm 3)$  g à température ambiante, est ensuite versée soudainement dans le moule. À

la fin du processus de cuisson, c'est-à-dire après 20 minutes, la pâte est démoulée.

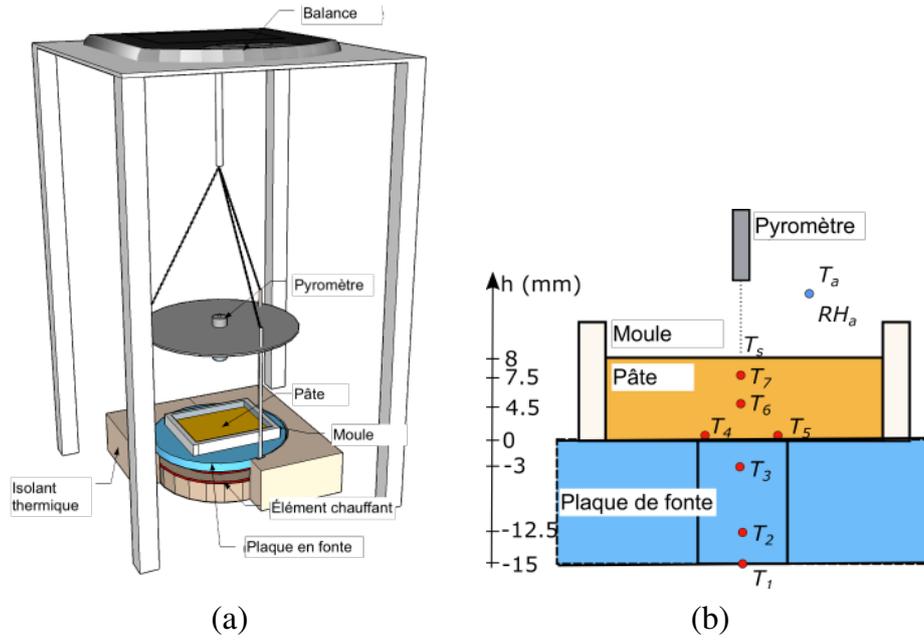


Figure 1: Pilote et instrumentation

### 3. Modélisation multiphasique de la cuisson

#### 3.1. Phénomènes physiques et hypothèses

La pâte est considérée comme un milieu poreux déformable constitué de quatre espèces réparties en trois phases : matière solide, eau liquide, vapeur d'eau et air. La phase gazeuse est constituée d'air et de vapeur d'eau et est supposée être un mélange idéal de gaz parfaits. L'équilibre thermodynamique local est supposé, ce qui implique que la température des différentes espèces est identique pour une position et un temps fixés. Concernant le comportement mécanique, la pâte est considérée comme un fluide visqueux (newtonien).

#### 3.2. Équations de conservation

Les équations régissant le transport multiphasique dans un milieu poreux sont développées sur la base de la conservation de la masse de chaque espèce. En combinant ces équations et en introduisant la teneur totale en eau  $W$  (liquide + vapeur) dans la base sèche, la conservation de l'eau s'exprime :

$$\rho_s \left( \frac{\partial W}{\partial t} + (\vec{v}_s \cdot \vec{\nabla}) W \right) = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{n}_l + \vec{n}_v) \quad (1)$$

Où  $v_s$  représente la vitesse de déformation de la phase solide pendant la cuisson.

De même, l'équation de pression de gaz est obtenue à partir de l'équation de conservation de l'air. Après développement, celle-ci est exprimée à partir de 4 variables d'état : la teneur en eau ( $W$ ), la température ( $T$ ), la pression de gaz ( $P_g^g$ ) and la fraction volumique d'eau ( $\phi = V_l/V_t + V_v/V_t$ ) :

$$K_{P_g^g} \frac{\partial P_g^g}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( \vec{v}_s^g (\beta_g P_g^g + \beta_v P_v^g) \right) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{n}_a - K_T \frac{\partial T}{\partial t} - K_W \frac{\partial W}{\partial t} - K_\phi \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (2)$$

Où  $P_v^g$  est la pression de vapeur calculée à partir de l'activité du produit et de la pression de vapeur saturante ( $P_v^g = a_w(W)P_{sat}(T)$ ).

A ces équations, s'ajoute l'équation relative à la conservation de la masse solide reformulée en fonction de la fraction volumique d'eau ( $\phi$ ) :

$$-\rho_s^s \frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_s^s (1 - \phi) \rho_s^s) = 0 \quad (3)$$

Où  $\rho_s^s$  est la masse volumique intrinsèque de la phase solide.

La conservation de l'énergie est formulée selon une approche enthalpique :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_s^s \rho h) = -\nabla \cdot (\vec{q} + \vec{n}_l h_l + \vec{n}_v h_v + \vec{n}_a h_a) \quad (4)$$

avec  $\rho h = \rho c_p (T - T_{ref}) + \rho_v L_v$ ,  $h_l = c_{p,l} (T - T_{ref})$ ,  $h_v = c_{p,v} (T - T_{ref}) + L_v (T_{ref}) = h_l + L_v (T)$ ,  $h_a = c_{p,a} (T - T_{ref})$  et  $\vec{q} = -\lambda_{eff} \vec{\nabla} T$ .

L'équation régissant la déformation de la pâte est basée sur la conservation de la quantité de mouvement définie pour un fluide newtonien visqueux. La surpression provoquée par l'augmentation de la pression du gaz à l'intérieur des bulles est la principale force contribuant à la déformation de la pâte. La force de gravité est également prise en compte dans ce modèle, ce qui tend à limiter le gonflement de la pâte.

$$\frac{\partial \rho \vec{v}_s^s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}_s^s \vec{v}_s^s) = \vec{\nabla} \cdot \vec{\sigma} + \rho \vec{\alpha} \quad (5)$$

avec  $\vec{\sigma} = - (P_g^g - P_{atm}) \mathbf{I} + \mu \left( \left( \vec{\nabla} \vec{v}_s^s + \nabla^t \vec{v}_s^s \right) - \frac{2}{3} \left( \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_s^s \right) \mathbf{I} \right)$

### 3.3. Conditions aux limites

A l'interface entre la pâte et le plateau chauffant, aucun flux massique n'est considéré pour la migration de l'eau. A la surface de la pâte, en  $z = h$ , les transferts d'eau dépendent de la différence de densités de vapeur entre le produit en surface et l'air ambiant :

$$n_v|_{z=h} + n_l|_{z=h} = \alpha_m (\rho_{v,surf} - \rho_{v,a}) = \frac{\alpha_m M_v}{R} \left( \frac{P_v^g}{T} - RH_a \frac{P_{sat}(T_a)}{T_a} \right) \quad (6)$$

Pour l'équation de la pression du gaz, la pression à la surface est imposée à la pression atmosphérique.

A l'interface entre la pâte et le plateau chauffant, un flux thermique dépendant du temps  $q(t)$  est ici imposé. Le flux de chaleur est estimé par méthode inverse basée sur des mesures de température effectuées dans la plaque [7]. En  $z = 0$ , on obtient :

$$-\lambda_{eff} \nabla T|_{z=0} + n_l|_{z=0} h_l + n_v|_{z=0} h_v + n_a|_{z=0} h_a = q(t) \quad (7)$$

A la surface supérieure de la pâte, les flux thermiques échangés par évaporation, convection et rayonnement infrarouge sont imposés.

Pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement, une vitesse nulle de déplacement est imposée à l'interface pâte / plateau. A la surface, une contrainte nulle est considérée.

### 3.4. Implémentation numérique

Le système d'équations aux dérivées partielles obtenu est implémenté dans un code d'éléments Finis. Ce système implique cinq variables d'état : la teneur en humidité totale  $W$ , la pression du gaz  $P_g$ , la fraction volumique d'eau  $\phi$ , la température  $T$  et la vitesse de déplacement  $v_s$ . Une approche 1D est adoptée. Une méthode ALE est utilisée pour prendre en considération la frontière mobile à l'interface pâte / air environnant. Le maillage unidimensionnel est composé de 166 éléments finis.

### 3.5. Propriétés thermophysiques

Ce modèle multiphysique nécessite une bonne connaissance des propriétés du produit (propriétés liées à l'humidité, propriétés thermiques et propriétés rhéologiques). Les valeurs ou relations considérées sont données dans le tableau 1. La conductivité thermique de la pâte non cuite a été mesurée par une méthode du fil chaud. Des mesures effectuées à plusieurs niveaux d'humidité ont montré une diminution de la conductivité thermique avec la diminution de l'humidité. Le modèle de Maxwell-Eucken est utilisé pour représenter les variations de conductivité thermique en fonction de la fraction liquide et de la fraction gazeuse à l'intérieur de la pâte [8]. Les capacités calorifiques de la pâte non cuite et de la pâte cuite ont été mesurées par calorimétrie différentielle. La capacité calorifique de la pâte est calculée avec une loi de mélange. L'activité de l'eau de la pâte initiale a été mesurée par un équipement de sorption dynamique de vapeur. Le modèle de Fontan a été utilisé pour ajuster la relation entre l'activité de l'eau et la teneur en humidité [9]. La variation dynamique de la viscosité est représentée par une fonction sigmoïde  $\gamma$  centrée sur une température de transition  $T_{trans}$  avec une plage de transition fixée à  $\Delta T_{trans}$  [1]. Une faible valeur  $\mu_{min}$  est fixée avant la réaction de gélification, ce qui confère à la pâte un comportement liquide. Une valeur élevée de viscosité dynamique  $\mu_{max}$  est imposée, une fois la réaction terminée, pour figer la géométrie en lui conférant un comportement solide. La plage de valeurs de viscosité dynamique et la température de transition sont ajustées en fonction des mesures de gonflement.

Tableau 1: Propriétés physiques de la pâte et conditions aux limites

Propriétés	Valeur / Expression	Propriétés	Valeur / Expression
$a_w$ (-)	$\frac{0.99}{e^{0.042W-1.11}}$	$L_v$ (kJ kg <sup>-1</sup> )	2450
$c_{p,l}$ (J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	4180	$\lambda_l$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	0.6
$c_{p,s}$ (J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	1800	$\lambda_s$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	0.2
$c_{p,v}$ (J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	1868	$\lambda_v$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	0.026
$c_{p,a}$ (J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	1007	$\lambda_a$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	0.026
$\rho_s^s$ (kg m <sup>-3</sup> )	1871	$\rho_l^l$ (kg m <sup>-3</sup> )	1003
$\lambda_d$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$\frac{\lambda_s \phi_s + \lambda_l \phi_l}{\phi_s + \phi_l}$	$\lambda_{eff}$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$\lambda_d \frac{2\lambda_d + \lambda_a - 2\phi_g (\lambda_d - \lambda_a)}{2\lambda_d + \lambda_a + \phi_g (\lambda_d - \lambda_a)}$
$\mu_{min}$ (Pa.s)	20	$\mu_{max}$ (Pa.s)	$1 \times 10^8$
$T_{trans}$ (K)	363.15	$\Delta T_{trans}$ (K)	10
$\epsilon$ (-)	0.93	$\alpha_c$ (W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> )	$1.32 \left( \frac{T - T_a}{L} \right)^{0.25}$

## 4. Résultats et discussions

### 4.1. Conditions expérimentales

Le premier test de cuisson est réalisé pour une température fixée à 200 °C. La figure 2 (a) présente le comportement thermique du disque en fonte lors de la cuisson à travers les variations moyennes de température enregistrées par les trois thermocouples noyés dans le disque ( $T_1, T_2$  et  $T_3$ ); la moyenne est basée sur trois tests. Des barres d'erreur représentant les variations de températures maximales et minimales obtenues sont tracées. Pendant les 3 premières minutes, la température du disque diminue fortement, de l'ordre de 15 °C. Cette baisse de température est due au transfert d'une grande quantité de chaleur à la pâte froide directement en contact avec la plaque chauffante tandis que la puissance dissipée par l'élément chauffant est maintenue constante. A partir des mesures de température à l'intérieur de la plaque chauffante et en utilisant une procédure de conduction thermique inverse décrite dans Marc et al. [7], le flux thermique directement transféré à la pâte est estimé. La figure 2 (a) montre le flux thermique moyen obtenu. Le flux de chaleur suit une fonction de décroissance exponentielle. Au moment du contact, le flux de chaleur atteint une valeur d'environ 35 kW m<sup>-2</sup> diminue fortement pendant les 5 premières minutes pour se stabiliser à environ 3,5 kW m<sup>-2</sup>. Afin de valider l'approche dans diverses conditions, un autre essai de cuisson est réalisé avec une température fixée à 170 °C au lieu de 200 °C. Dans cette configuration, le flux de chaleur transmis du disque à la pâte est plus faible que le cas précédent mais présente une tendance similaire (figure 2 (b)). Au moment du contact, le flux de chaleur atteint une valeur d'environ 30 kW m<sup>-2</sup> et diminue fortement pendant les 5 premières minutes pour se stabiliser à environ 3 kW m<sup>-2</sup>. Ces flux de chaleur estimés basés sur les températures sont utilisés comme données d'entrée pour le modèle numérique tel que défini par l'équation 7.

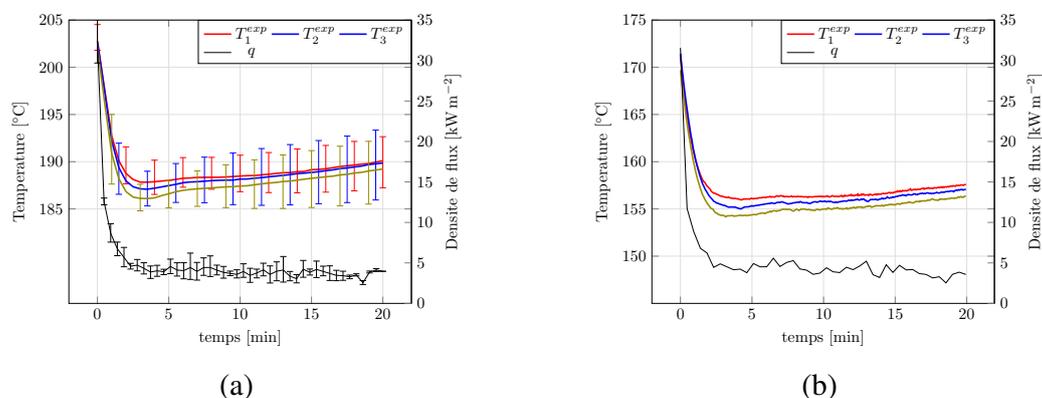


Figure 2: Mesures expérimentales des températures de la fonte et des densités de flux de chaleur estimées à 200 °C (a) et 170 °C (b)

### 4.2. Confrontation simulation / expérimentation

La figure 3 (a) compare les températures expérimentales (symboles) et simulées (traits pleins) de la pâte pour un test réalisé à 200 °C. Les barres d'erreur représentant le maximum et variations de températures minimales obtenues à partir des trois essais sont également tracés. Les températures simulées sont cohérentes avec les mesures. Les variations et les températures finales sont globalement bien représentées par le modèle numérique tandis que la température finale à la surface libre est légèrement sous-estimée. Dans les détails, une fois la pâte versée dans le moule, la température à l'interface pâte/disque de fonte (côté pâte) augmente brusquement pour atteindre une température proche de 100 °C en moins de 2 minutes. La température

de l'interface augmente ensuite lentement jusqu'à 135 °C. Dans la pâte et à sa surface libre, les variations de température ne présentent pas la même tendance qu'à l'interface. Les températures augmentent moins vite pour atteindre des plateaux. En fin de cuisson, les températures  $T_7$  et  $T_s$  sont voisines de 85 °C alors que la température  $T_6$  est supérieure à 90 °C. Ces différences de tendances s'expliquent, d'une part, par les variations des propriétés thermiques qui sont fortement dépendantes des taux d'humidité et, d'autre part, par le changement de phase liquide - vapeur à l'interface.

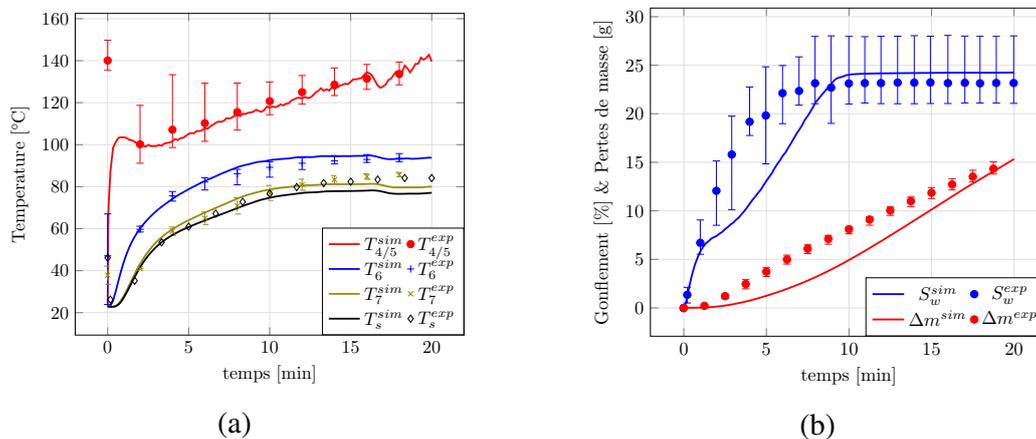


Figure 3: Confrontations simulation / expérimentation à 200 °C : températures de la pâte (a) et gonflement / pertes de masse (b)

Les mesures des pertes de masse et du gonflement de la pâte sont comparées à celles prédites par le modèle numérique de la figure 3 (b). Le gonflement est globalement sous-estimé par le modèle pendant les sept premières minutes mais la hauteur finale est bien appréhendée. Le gonflement de la pâte est provoqué par l'augmentation de la pression du gaz et en même temps, la viscosité de la pâte est suffisamment faible pour permettre ce gonflement. Après 10 min, la température élevée induit la gélatinisation de l'amidon qui conduit à une augmentation de la viscosité de la pâte. L'évolution de perte de masse simulée est sous-estimée en comparaison de celle expérimentale. En fin de cuisson, la perte de masse atteint 15 g et elle est bien prédite par le modèle numérique.

La figure 4 montre et compare les températures expérimentales (symboles) et simulées (traits pleins) de la pâte pour le test réalisé à 170 °C. Les variations de températures sont un peu moins brutales par rapport aux précédentes obtenues à 200 °C. Concernant les résultats simulés, un accord global des températures est observé avec de faibles écarts durant les 15 premières minutes. Les écarts deviennent plus importants en fin de cuisson et notables pour des températures proches de la surface libre. Le comportement global reste satisfaisant. La perte de masse simulée présente un relativement bon accord avec l'expérimentation. En fin de cuisson, la perte de masse atteint 13 g soit 2 g de moins que pour les essais réalisés à 200 °C.

## 5. Conclusion

Ce travail porte sur la modélisation du processus de cuisson d'un produit céréalier par conduction thermique directe. Une approche multiphase basée sur la conservation de l'énergie et de la masse est utilisée pour suivre le transport des phases individuelles à l'intérieur du milieu à l'échelle macroscopique. La déformation causée par l'augmentation de la pression du gaz est incluse. Ici, seule la cuisson unilatérale est étudiée. Des mesures effectuées sur un montage expérimental instrumenté permettent de valider le modèle développé. Ces mesures sont réalisées dans différentes conditions pour vérifier la robustesse de la modélisation. Les

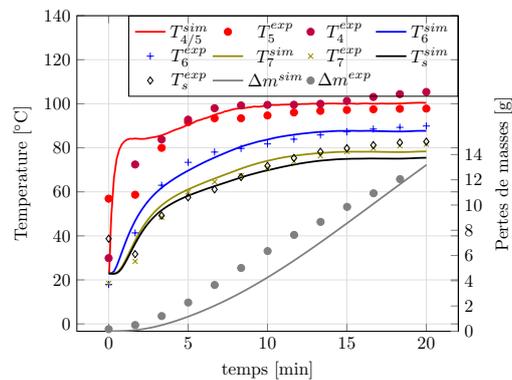


Figure 4: Confrontations simulation / expérimentation à 170 °C : températures de la pâte et pertes de masse

cinétiques simulées et mesurées sont globalement concordantes pour la température, la masse et la déformation.

### Références

- [1] V. Nicolas, P. Glouannec, J. P. Ploteau, P. Salagnac, V. Jury, Experiment and multiphysic simulation of dough baking by convection, infrared radiation and direct conduction, *International Journal of Thermal Sciences* 115 (2017) 65–78.
- [2] A. Mondal, A. K. Datta, Bread baking – A review, *Journal of Food Engineering* 86 (2008) 465–474.
- [3] M. Lostie, R. Peczalski, J. Andrieu, M. Laurent, Study of sponge cake batter baking process. Part I : Experimental data, *Journal of Food Engineering* 51 (2002) 131–137.
- [4] P. Jayapragasam, P. Le Bideau, T. Loulou, Approximation of heat and mass transport properties for one sided cake baking, *Journal of Food Engineering* 290 (2021) 110211.
- [5] J. Cernela, B. Heyd, S. Keller, J. L. Bailleul, M. N. Maillard, C. Bonazzi, B. Broyart, Experimental study of heat and mass transfer phenomena during the contact heating of solid food models, *Journal of Food Engineering* 146 (2015) 99–106.
- [6] R. Rocca-Poliméni, N. Zárata Vilet, S. Roux, J.-L. Bailleul, B. Broyart, Continuous measurement of contact heat flux during minced meat grilling, *Journal of Food Engineering* 242 (2019) 163–171.
- [7] S. Marc, J.-P. Ploteau, P. Le Bideau, P. Glouannec, Transient heat flux estimation during the baking of cereal batter by contact heating, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 155 (2020) 119848.
- [8] J. K. Carson, S. J. Lovatt, D. J. Tanner, A. C. Cleland, Thermal conductivity bounds for isotropic, porous materials, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 2150 – 2158.
- [9] C. F. Fontan, J. Chirife, E. Sancho, H. A. Iglesias, Analysis of a Model for Water Sorption Phenomena in Foods, *Journal of Food Science* 47 (1982) 1590–1594.

# Étude d'une mousse métallique associée à un réseau de caloducs pour améliorer le contrôle thermique de moules d'injection

Marie Levêque, Frédéric Lefèvre, Stéphane Lips, Valérie Sartre\*

Université de Lyon, CNRS, INSA-Lyon, CETHIL UMR 5008, F-69621, Villeurbanne, France

\*(auteur correspondant : valerie.sartre@insa-lyon.fr)

**Résumé** - Cette étude expérimentale analyse l'efficacité du refroidissement par convection d'air d'un moule d'injection composé d'une mousse métallique dans laquelle des caloducs sont insérés. L'ajout de caloducs n'est pas bénéfique si la convection est forcée et le niveau de température inférieur à 80 °C. En convection naturelle et pour des températures de l'ordre de 200 °C, l'efficacité thermique de la mousse peut être améliorée jusqu'à 25 %, à condition que les condenseurs soient refroidis efficacement et que le contact thermique mousse/caloducs soit minimisé.

## 1. Introduction

Dans le domaine de l'injection des pièces en polymère, la régulation thermique des moules est un enjeu fondamental dans le sens où la qualité des pièces et leur fréquence de production en dépend. Une réduction de l'inertie thermique du moule est souhaitée par les industriels du secteur afin de raccourcir la durée des cycles de moulage. Leur objectif est alors de remplacer les moules pleins par des moules "secs", qui intègrent dans leur paroi une mousse métallique. Actuellement, le refroidissement du moule plein est effectué à l'aide d'une circulation d'eau qui permet une excellente efficacité thermique [1] [2]. Cependant, en plus d'être consommatrice d'eau et coûteuse à produire, cette technologie induit un encrassement et une corrosion rapides des canaux [3]. Ce dernier aspect complique la maintenance des moules qui doivent être remplacés régulièrement et ne peuvent pas être stockés en vue d'une utilisation ultérieure. Pour répondre à cette problématique, cet article propose d'étudier les performances thermiques des mousses métalliques refroidies par air.

Les mousses métalliques sont utilisées dans de nombreuses applications : elles contribuent à l'allègement des pièces métalliques, tout en leur assurant une grande rigidité mécanique [4][5][6][7]. Cependant, par rapport à une pièce massive, l'efficacité du transfert de chaleur conductif dans une mousse est moindre, et il est difficile d'y intégrer des canaux de refroidissement. Il est cependant à noter que lorsqu'elles sont optimisées thermiquement, des coefficients d'échange convectif équivalents pouvant aller jusqu'à  $400 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  sont atteints dans la mousse [8]. Dans le présent article, nous avons pour objectif de compenser la diminution de l'efficacité thermique de ces moules par l'insertion de caloducs au sein de la mousse métallique refroidie par convection d'air. Une étude préliminaire sur la faisabilité de cette association a été faite par Lips *et al* [9]. Le transport de chaleur assuré par ces éléments de conductivité équivalente élevée devrait permettre d'une part d'utiliser éventuellement l'air ambiant externe à la mousse comme source froide, et d'autre part d'améliorer l'effet d'ailette de la mousse en homogénéisant sa température longitudinale. Afin de comprendre le comportement de cette association et d'identifier les meilleures conditions de fonctionnement, deux bancs d'essais permettent l'étude thermique de plusieurs types de mousses soumises à différentes conditions externes et associées à quatre configurations de caloducs. L'analyse est complétée par la construction d'un

modèle nodal permettant d'identifier les principaux transferts thermiques existants au sein des mousses ainsi que les éventuels paramètres limitant.

## 2. Présentation des bancs d'essais

Les bancs expérimentaux mis en place sont présentés sur les figures 1 et 2. Les mousses sont parallélépipédiques, de hauteur  $z_{mousse} = 11 \text{ cm}$  et de section  $9 \times 9 \text{ cm}^2$ . Le diamètre de leurs cellules est de 14 mm et leur porosité de 85 %. Elles sont percées selon leur hauteur de quatre trous cylindriques non débouchant pour accueillir des caloducs de 8 mm de diamètre. Elles sont chauffées sur leur paroi inférieure par un bloc en acier inox muni de trois cartouches chauffantes simulant la matière fondue à refroidir. Ce bloc est pressé contre la toile inférieure de la mousse à l'aide d'un serre-joint, avec un couple de serrage de 18  $N.m$ . On appellera cette association d'éléments "bloc mousse". Son mode de refroidissement dépend du banc sur lequel la mousse est installée. Sur le banc appelé "soufflerie" (figure 2), elle est refroidie en son sein par convection forcée d'air, grâce à un ventilateur radial imposant une vitesse d'air de  $1,5 \text{ m.s}^{-1}$  à travers une conduite en polymère dans laquelle est encastrée la mousse. Ce matériau étant déformable à la chaleur, une température maximale de  $80 \text{ °C}$  sera imposée au niveau du bloc chauffant. Les essais effectués sur ce banc seront identifiés avec l'indice "souff". Le banc appelé "haute température" (figure 1) étant désolidarisé de la conduite, aucune ventilation ne peut être appliquée au sein de la mousse, qui est refroidie par convection naturelle. La température maximale admissible de  $180 \text{ °C}$  est alors due à la tenue en température du matériau d'interface thermique. Un ventilateur peut également être utilisé pour imposer une convection forcée sur la partie supérieure des caloducs dont la longueur excède celle du bloc mousse. Des isolants en céramique sont placés au dessus de la toile supérieure (figure 1) ainsi que sur les deux faces latérales de la mousse lorsqu'elle est installée sur le banc "soufflerie" (pour permettre l'écoulement de l'air) et sur les quatre faces latérales lorsqu'elle est installée sur le banc "haute température". Des thermocouples de type K (précision  $\pm 0.2 \text{ K}$ ) permettent de mesurer les températures des toiles inférieure et supérieure ( $T_{p1}$ ,  $T_{p2}$ ,  $T_{p3}$  et  $T_h$ ), la température du bloc en acier ( $T_{bloc}$ ), la température de l'air en amont et aval de la mousse ( $T_{SF,in}$  et  $T_{SF,out}$ ) ainsi que la température de l'air ambiant ( $T_{amb}$ ). Enfin, un thermocouple relève la température de saturation des caloducs ( $T_{sat}$ ) (figure 2). La puissance électrique alimentant les résistances chauffantes est notée  $\dot{Q}_{elec}$

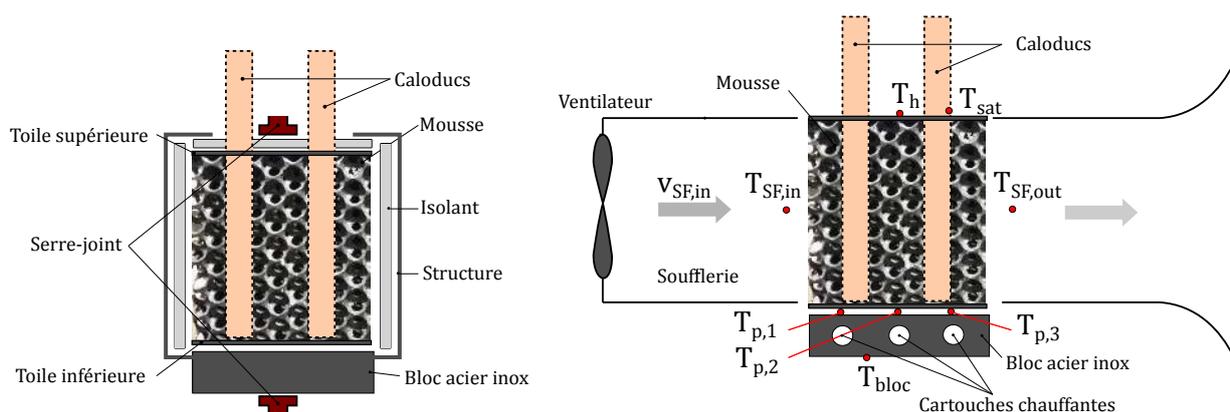


Figure 1 : Vue de face du bloc mousse      Figure 2 : Vue de côté du bloc mousse dans la soufflerie et placement des thermocouples

On peut faire varier plusieurs paramètres au cours des essais. Le matériau constituant la mousse métallique peut être soit en acier Z38 (dont la dénomination complète est "X 37 Ni Cr Mo V 5-1") "Ac" (utilisé dans le contexte industriel) soit en aluminium "Al" (moins coûteux et plus facile à usiner). Afin de minimiser la résistance de contact entre la mousse en aluminium et la paroi des caloducs, les perçages prévus pour les caloducs peuvent être chemisés avec

un manchon en aluminium d'épaisseur 1 mm. On appelle cette mousse " $Al_c$ ". Des caloducs capillaires cylindriques cuivre/eau (fournisseur DME) de deux longueurs différentes, 12 et 20 cm, sont testés. Les essais sans caloduc sont nommés "SC", ceux avec de petits caloducs "PC" et ceux avec de grands caloducs "GC". On peut activer une ventilation externe lors de l'insertion des grands caloducs. Cette configuration est appelée "GCV" (grands caloducs ventilés).

### 3. Outils d'analyse

Afin de comparer les performances des mousses dans les différentes situations énoncées précédemment, trois outils d'analyse sont utilisés. Tout d'abord la résistance thermique équivalente du bloc mousse et sa capacité d'homogénéisation en température sont calculées à partir des mesures. Ensuite, la construction d'un modèle nodal 1D et l'utilisation des résultats expérimentaux permettent d'identifier par méthode inverse les principales résistances thermiques au sein de la mousse, ainsi que la hauteur de la zone d'évaporation des caloducs. La méthode nodale a été choisie car elle permet de simuler le comportement thermique de systèmes complexes, de modifier facilement la géométrie et de réaliser rapidement des études paramétriques.

#### 3.1. Résistance équivalente et homogénéité en température

La résistance thermique équivalente de la mousse est exprimée au moyen de la relation 1. Les principales pertes thermiques sont d'une part, les pertes convecto-radiatives avec l'air du bloc chauffant  $\dot{Q}_{p,1}$ , dont on connaît la surface d'échange et la température moyenne, d'autre part, les pertes à travers la structure en acier supportant la mousse  $\dot{Q}_{p,2}$ . Ces dernières peuvent être estimées au moyen d'un modèle d'ailette infinie de section droite uniforme :

$$R_{eq} = \frac{(\bar{T}_p - T_{amb})}{\dot{Q}} \quad avec \quad \dot{Q} = \dot{Q}_{elec} - \dot{Q}_{p,1} - \dot{Q}_{p,2} \quad et \quad \bar{T}_p = \frac{T_{p1} + T_{p1} + T_{p1}}{3} \quad (1)$$

$$\dot{Q}_{p,1} = h_{nat} S_{bloc} (T_{bloc} - T_{amb}) \quad et \quad \dot{Q}_{p,2} = \sqrt{h_{nat} p_{ailette} \lambda_{ailette} A_{ailette}} (T_{bloc} - T_{amb}) \quad (2)$$

Avec  $h_{nat} = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  le coefficient d'échange convecto-radiatif estimé, le périmètre de l'ailette  $p_{ailette} = 0,096 \text{ m}$ ,  $\lambda_{ailette} = 15 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  la conductivité thermique de l'acier,  $A_{ailette} = 2,7.10^{-4} \text{ m}^2$  la section de passage de l'ailette et  $S_{bloc}$  la surface d'échange du bloc chauffant. La puissance  $\dot{Q}_{elec}$  étant mesurée avec une précision de  $\pm 0,2 \text{ W}$  et l'incertitude sur  $h_{nat}$  étant de 20 %, les résistances thermiques équivalentes des mousses sont calculées avec une incertitude maximale de  $\pm 0,004 \text{ K.W}^{-1}$ . L'homogénéité de la température au sein de la mousse est estimée au moyen du paramètre adimensionnel  $\Delta T^*$  donné par la relation 3, dans lequel la différence de température de l'essai sans caloduc est prise comme référence. Une valeur nulle de  $\Delta T^*$  signifie que les champs de températures sont identiques.

$$\Delta T^* = 1 - \frac{\bar{T}_p - T_h}{\bar{T}_{p,sc} - T_{h,sc}} \quad (3)$$

#### 3.2. Présentation du modèle nodal

Afin de comprendre le comportement thermique des mousses, les paramètres influant sur leur efficacité thermique (conductivité thermique effective de la mousse, coefficients d'échange convectif, résistance de contact caloducs/mousse) sont estimés. Ces paramètres sont déduits des valeurs des résistances thermiques estimées par le modèle nodal 1D, qui utilise les mesures expérimentales comme données d'entrée.

La figure 3 montre la représentation schématique du modèle nodal. Les caloducs ne sont pas inclus dans ce modèle. La mousse est discrétisée en subvolumes, au centre desquels sont placés un noeud de température ( $N = 10$  nœuds). Ainsi, chaque subvolume est supposé à température uniforme, égale à la température du noeud. Entre les noeuds, des échanges thermiques se produisent, représentés par des résistances. Le flux peut être transmis par convection vers l'ambiance ( $R_{conv,lat}$ ), par conduction vers le nœud supérieur ( $R_{cond}$ ) ou vers les caloducs ( $R_{contact}$ ). Pour  $i$  variant de 1 à  $N-1$ , le bilan de puissance s'écrit alors selon la relation 4. Les conditions aux limites latérales sont fixées en considérant la température de saturation des caloducs  $T_{sat}$  et la température ambiante  $T_{amb}$ , mesurées expérimentalement, comme homogènes sur toute la longueur des caloducs. Si les caloducs dépassent de la mousse, le flux peut également être transmis vers l'ambiance par convection ( $R_{conv,ext}$ ) : considérant que le flux transmis vers les caloducs est restitué à la mousse ou à l'ambiance, on obtient la relation 5. En  $i = 0$ , la puissance transmise à la mousse  $\dot{Q}$  est imposée et déterminée à l'aide des relations 1 et 2. Les températures des toiles inférieure et supérieure  $T_h$  et  $\bar{T}_p$  sont fixées, et déterminées par le modèle. Ces conditions aux limites inférieures et supérieures sont intégrées dans les relations 6 et 7 qui expriment l'équilibre thermique aux noeuds 0 et  $N$ .

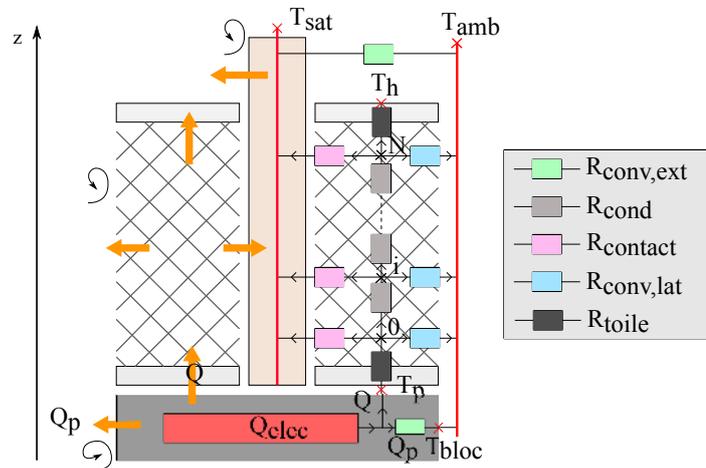


Figure 3 : Représentation schématique du modèle nodal

$$\frac{T_{i-1} - T_i}{R_{cond}} = \frac{T_i - T_{sat}}{R_{contact}} + \frac{T_i - T_{amb}}{R_{conv,lat}} + \frac{T_i - T_{i+1}}{R_{cond}} \quad (4)$$

$$\sum_{i=1}^N \left( \frac{T_i - T_{sat}}{R_{contact}} + \frac{T_{sat} - T_{amb}}{R_{conv,ext}} \right) = 0 \quad (5)$$

$$\dot{Q} = \frac{T_0 - T_{sat}}{R_{contact}} + \frac{T_0 - T_{amb}}{R_{conv,lat}} + \frac{T_0 - T_1}{R_{cond}} = \frac{\bar{T}_p - T_0}{R_{toile}} \quad \text{et} \quad R_{toile} = \frac{e_{toile}}{\lambda_{ac} S_{toile}} \quad (6)$$

$$\frac{T_{N-1} - T_N}{R_{cond}} = \frac{T_N - T_{sat}}{R_{contact}} + \frac{T_N - T_{amb}}{R_{conv,lat}} + \frac{T_N - T_h}{R_{toile}} \quad (7)$$

$e_{toile}$  et  $S_{toile}$  sont l'épaisseur et la surface des toiles et  $\lambda_{ac}$  la conductivité de l'acier Z38. La résolution numérique de ce modèle est faite à l'aide d'un algorithme de Thomas. Les résistances thermiques  $R_{conv,lat}$ ,  $R_{cond}$ ,  $R_{contact}$  et  $R_{conv,ext}$  sont estimées par méthode inverse en cherchant à minimiser les écarts entre valeurs calculées et mesurées des deux températures  $\bar{T}_p$

et  $T_h$ . La hauteur de séparation de la zone évaporateur et condenseur  $z_{\text{évaporateur-condenseur}}$  peut également être déterminée par la comparaison du champ de températures calculé selon l'axe  $z$  avec la température de saturation mesurée (zone d'évaporation si  $T(i) > T_{\text{sat}}$ ).

## 4. Résultats et analyse

Cette partie présente l'analyse des résultats, en régime permanent, pour les quatre paramètres et les quatre configurations de caloducs (SC, PC, GC et GCV) décrits dans la section 2. Les puissances électriques sont choisies telles que le bloc chauffant atteigne sa température maximale de fonctionnement. Le tableau 1 regroupe les estimations des résistances thermiques au sein des mousses pour une puissance donnée, obtenues avec le modèle nodal et les résultats expérimentaux pour chaque configuration testée. Les seules résistances thermiques existantes pour les configurations SC étant  $R_{\text{cond}}$  et  $R_{\text{conv,lat}}$ , aucune ligne spécifique n'a été ajoutée. Si une résistance est indiquée comme infinie, cela signifie qu'elle est très supérieure aux autres résistances thermiques et ne peut pas être calculée précisément. Après avoir comparé le comportement des blocs mousses avec et sans convection forcée interne, une étude paramétrique sur les influences du matériau, du chemisage et de la présence de caloducs ventilés ou non est réalisée. Les figures 4, 5 et 6 représentent respectivement les résistances thermique équivalentes des mousses, l'homogénéité en température et la hauteur de séparation des parties évaporateur et condenseur des caloducs. Pour une meilleure lisibilité de la figure 4, les résultats des tests effectués en convection naturelle (figure 4.b) sont séparés de la présentation de l'ensemble (figure 4.a).

		$\dot{Q}_{\text{elec}}$ (W)	$R_{\text{cond}}$	$R_{\text{conv,lat}}$	$R_{\text{contact}}$	$R_{\text{conv,ext}}$	$T_{\text{sat}}$ (°C)
$Al_{c,\text{souff}}$	PC	200	0,02	0,62	$\rightarrow \infty$	$\rightarrow \infty$	28,7
	GC				$\rightarrow \infty$	$\rightarrow \infty$	28,8
	GCV				$\rightarrow \infty$	$\rightarrow \infty$	29,3
$Al_c$	PC	130	0,02	16,0	0,8	$\rightarrow \infty$	175,3
	GC				0,9	4,4	152,3
	GCV				1,6	4,1	132,3
$Al$	PC	130	0,03	16,6	4,8	$\rightarrow \infty$	174,3
	GC				8,5	7,6	151,8
	GCV				12,8	5,8	125,2
$Ac$	PC	100	0,20	14,5	4,5	$\rightarrow \infty$	125,0
	GC				7,0	8,4	109,5
	GCV				11,0	5,3	90,7

Tableau 1 : Résistances thermiques ( $K.W^{-1}$ ) pour chaque mousse et configuration de caloducs

### 4.1. Résultats en convection forcée et comparaison avec la convection naturelle

Les tests effectués en convection forcée avec la mousse aluminium chemisée  $Al_{c,\text{souff}}$  ne permettent pas de conclure sur l'utilité de l'insertion de caloducs dans la mousse. En effet, la résistance de contact  $R_{\text{contact}}$  est bien plus grande que la résistance de convection latérale  $R_{\text{conv,lat}}$  (tableau 1) et la majorité du flux est donc transmise à l'ambiance directement par convection. Par conséquent, le champ de température est le même dans les deux situations, ce qui est traduit sur la figure 5 par une différence de température adimensionnée  $\Delta T^*$  nulle. La figure 4.a montre que les résistances thermiques équivalentes  $R_{\text{eq}}$  des mousses refroidies par convection forcée ( $Al_{c,\text{souff}}$ ) sont plus de dix fois inférieures à celles mesurées en convection naturelle ( $Al_c$ ,  $Al$  et  $Ac$ ). On comprend que cette différence est due à la forte diminution de la résistance de convection latérale  $R_{\text{conv,lat}}$ . En effet, celle-ci est estimée à  $0,62 K.W^{-1}$  pour

les tests en convection forcée, et augmente fortement (en moyenne à  $15,8 K.W^{-1}$ ) pour ceux effectués en convection naturelle (tableau 1).

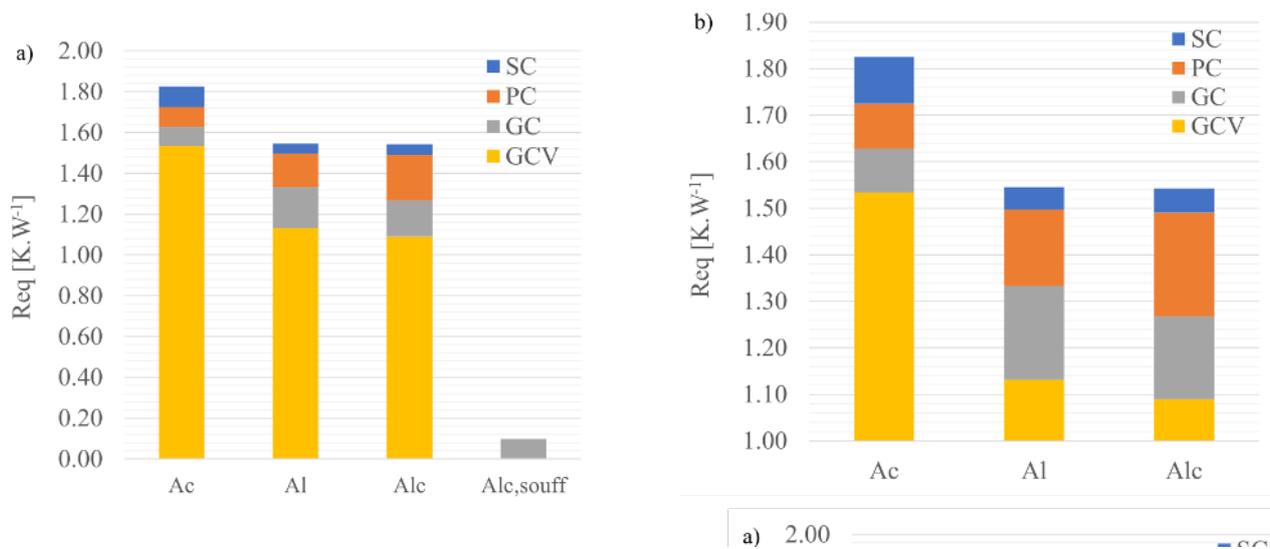


Figure 4 : Résistances thermiques équivalentes des mousses selon la configuration des caloducs : a) totalité des tests comparant convection forcée (souff) et naturelle b) tests en convection naturelle (zoom)

#### 4.2. Influences de la conductivité de la mousse et de la présence de chemisages

La figure 4.b montre que la résistance équivalente de la mousse en acier  $Ac$  est plus importante que celle de la mousse en aluminium  $Al$ . Sachant que les géométries des deux mousses sont similaires, ce résultat est expliqué par la différence entre les conductivités thermiques de ces deux matériaux (égale à  $15 W.m^{-1}.K^{-1}$  pour l'acier et à  $237 W.m^{-1}.K^{-1}$  pour l'aluminium) qui multiplie la résistance conductive  $R_{cond}$  de la mousse en acier par presque sept par rapport à la mousse en aluminium (tableau 1). L'impact du chemisage sur l'efficacité de la mousse est analysé par comparaison des essais avec les mousses en aluminium non chemisée  $Al$  et chemisée  $Alc$ . Pour les configurations GC et GCV, on observe sur la figure 4.b une diminution de la résistance thermique équivalente d'en moyenne 5 % lorsque la mousse est chemisée. Le chemisage permet un meilleur contact thermique entre la mousse et la paroi des caloducs : la résistance  $R_{contact}$  est en effet réduite d'un facteur six lorsqu'un chemisage est introduit, quel que soit le type de caloduc (tableau 1).

#### 4.3. Influence de la présence de caloducs

La figure 4.b montre que quelle que soit la mousse utilisée sur le banc "haute température" refroidie par convection naturelle, l'insertion de caloducs diminue sa résistance thermique équivalente  $R_{eq}$ . L'insertion de petits caloducs (PC), permet de mieux diffuser la chaleur dans celle-ci. La figure 5 montre en effet qu'ils permettent une meilleure homogénéité en température des mousses  $Al$  et  $Ac$ , par rapport à la configuration sans caloduc. La limite entre les zones condenseur et évaporateur  $z_{évaporateur-condenseur}$  des caloducs (figure 6) est située à mi-hauteur de la mousse : la zone d'évaporation prélève une partie du flux thermique dans la partie inférieure de la mousse et la restitue au niveau de la zone de condensation dans la partie supérieure. Cette limite est plus basse pour la mousse en acier qui est moins conductrice, et l'homogénéisation en température induite par l'insertion des PC encore plus importante. Dans cette situation, l'effet d'ailette assuré par la mousse est amélioré, ce qui diminue sa résistance thermique équivalente. On remarque cependant que l'insertion des petits caloducs dans la mousse en aluminium chemisée  $Alc$  ne permet pas d'amélioration significative de l'homogénéité en température. Pour comprendre ce dernier phénomène, il faut comparer la différence de températures  $\bar{T}_p - T_h$  des

mousses sans caloduc  $Al_c$  et  $Al$  : on observe qu'elle est 5 K moins élevée pour la première que pour la deuxième. Cette meilleure homogénéité entre les essais de référence traduit une réduction de la résistance thermique entre la toile et la mousse, due à la présence des chemisages qui assurent un effet d'ailette, bien plus efficace que l'insertion de petits caloducs.

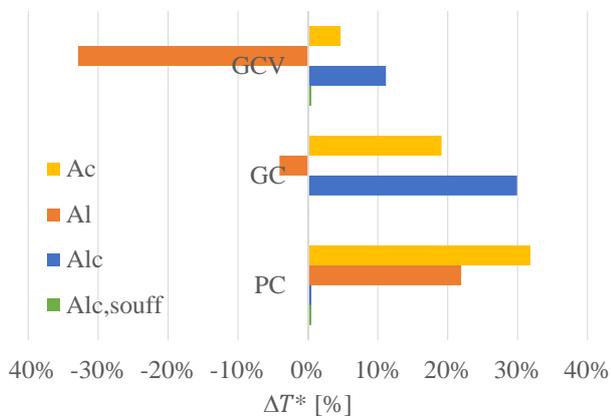


Figure 5 : Homogénéité en température des mousses selon de la configuration des caloducs

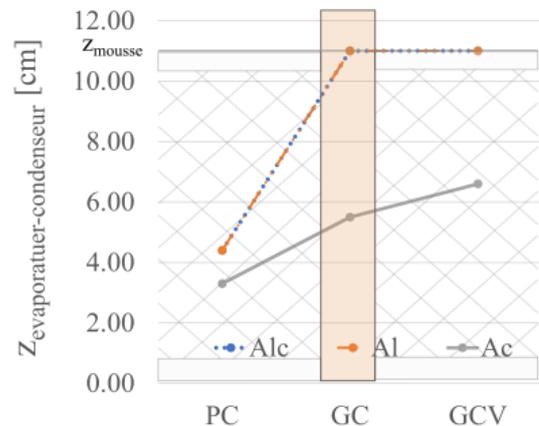


Figure 6 : Hauteur de la limite évaporateur-condenseur des caloducs

L'insertion de grands caloducs (GC) permet de diminuer entre 10 % et 15 % la résistance thermique équivalente des mousses par rapport aux essais sans caloduc. En effet, le coefficient d'échange thermique convectif entre les condenseurs des grands caloducs et l'air ambiant est amélioré : la résistance convective externe  $R_{conv,ext}$  est deux à quatre fois inférieure à  $R_{conv,lat}$ . Par ailleurs, on peut faire l'hypothèse que la température de l'air est plus basse à l'extérieur de la mousse qu'au sein des cellules, où cet air est confiné dans une cellule de 14 mm de diamètre dont les parois sont chauffées. Ainsi, la température de saturation des caloducs diminue, ce qui augmente le flux thermique qu'ils transfèrent. Cependant, si l'on se réfère à la figure 5, cette configuration ne permet pas de mieux homogénéiser la température de la mousse. En effet, on constate que lorsque la longueur de la zone évaporateur correspond à la hauteur du bloc de mousse, le flux thermique n'est plus restitué à la partie supérieure de la mousse et son homogénéité en température est moindre par rapport à la configuration PC, sauf si un chemisage est présent. Dans ce dernier cas, l'insertion de grands caloducs et l'intensification des transferts associée permet de diminuer le gradient de températures de la mousse, par rapport aux configurations SC et PC. Il a en effet été établi dans la section 4.2. que pour la mousse  $Al_c$  en configurations SC et PC, l'effet d'ailette du chemisage est le principal phénomène permettant l'homogénéisation en température de la mousse.

Lorsque l'on impose une ventilation à l'extérieur de la mousse (GCV), l'augmentation du coefficient d'échange convectif entre les condenseurs et l'ambiance se traduit par la diminution de  $R_{conv,ext}$  et donc de la température de saturation des caloducs  $T_{sat}$  et permet de diminuer de 25 % la résistance thermique équivalente du bloc. Cependant, l'augmentation du flux transféré par les caloducs amoindrit d'autant plus l'homogénéité en température de la mousse : en analysant plus spécifiquement les températures  $T_h$  et  $\bar{T}_p$ , on observe une diminution plus importante de la première que de la deuxième entre les configurations GC et GCV. Une hypothèse probable pour expliquer ce phénomène est que le soufflage externe au-dessus de la mousse intensifie les transferts de chaleur entre la toile supérieure et le milieu ambiant.

## 5. Conclusion

La présente étude expérimentale montre qu'un soufflage d'air au sein d'une mousse métallique insérée dans la paroi d'un moule d'injection peut permettre son refroidissement efficace, si tant est que la vitesse d'air est suffisamment élevée. Dans ces conditions, il n'a pas été observé d'effet bénéfique de l'insertion de caloducs dans la mousse perpendiculairement à la paroi moulante. Un effet plus significatif pourrait cependant être observé pour de plus hautes températures et demanderait une étude complémentaire. Lorsque la convection interne est naturelle, les caloducs augmentent l'efficacité du transfert de chaleur dans le bloc mousse, efficacité plus importante en présence d'un chemisage de chaque caloduc qui permet un meilleur contact entre la paroi des caloducs et la mousse. De plus, ces chemises créent un effet d'ailette bénéfique à l'homogénéisation en température de la mousse. L'utilisation de caloducs dont la longueur excède celle du bloc favorise le transfert thermique, surtout s'ils sont ventilés. Cependant, ils peuvent être à l'origine de gradients de température plus importants au sein de la mousse. Ce dispositif pourrait permettre le refroidissement de moules dans le domaine de l'injection plastique mais doit être testé dans des conditions de fonctionnement réelles pour s'assurer de sa réponse adéquate aux cycles de températures.

## Références

- [1] Xiaorong Xu, Emanuel Sachs, and Samuel Allen. The design of conformal cooling channels in injection molding tooling. *Polymer Engineering & Science*, 41(7) :1265–1279, 2001.
- [2] Yu Wang, Kai Ming Yu, Charlie C.L. Wang, and Yunbo Zhang. Automatic design of conformal cooling circuits for rapid tooling. *CAD Computer Aided Design*, 43(8) :1001–1010, August 2011.
- [3] H. Gries. Cost factor corrosion. *Kunststoffe International*, 100 :32–35, 2010.
- [4] Anandaroop Bhattacharya, V.V. Calmidi, and Roop Mahajan. Transport phenomena in high porosity metal foams. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 :1017-31, 2002.
- [5] V. V. Calmidi and R. L. Mahajan. The effective thermal conductivity of high porosity fibrous metal foams. *Journal of Heat Transfer*, 121(2) :466-71, 1999.
- [6] Tisha Dixit and Ghosh Indranil. Geometric mean of fin efficiency and effectiveness : a parameter to determine optimum length of open-cell metal foam used as extended heat transfer surface. *ASME. J. Heat Transfer.*, 139(7) : 072002, 2017.
- [7] Prashant Kumar. *Investigation of Kelvin-like solid foams for potential engineering applications : An attractive set of geometrical and thermo-hydraulic properties*. Theses, IUSTI, CNRS UMR 7343, Aix-Marseille Université, September 2014.
- [8] Kashif Nawaz, Jessica Bock, and Anthony M. Jacobi. Thermal-hydraulic performance of metal foam heat exchangers under dry operating conditions. *Journal of Heat Recovery Systems*, 119 :222–232, 2017. Publisher Copyright : © 2017 Elsevier Ltd.
- [9] Stéphane Lips, Alban Agazzi, Ronan Legoff, Antoine Voirand, Elise Berut, Frédéric Lefèvre, and Valérie Sartre. Rupture technologique pour le refroidissement de moules d'injection de polymères : principe et analyse de faisabilité d'un moule sec. In *Congrès de la SFT*, Nantes, France, June 2019.

## Remerciements

Les travaux présentés ont été financés via le projet FUI 24 Régions OUMOISS. Les auteurs remercient le CTIF (Centre Technique des Industries de la Fonderie) et la société Innomolds, partenaires du projet, pour la fabrication et le perçage des mousses métalliques.

# Méthodologie de dimensionnement d'un dissipateur thermique pour les convertisseurs de puissance

Gaël PONGNOT<sup>1,3,\*</sup>, Mickaël PETIT<sup>1,4</sup>, Marie-Christine DULUC<sup>2,4</sup>, Clément MAYET<sup>1,4</sup>, Denis LABROUSSE<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire SATIE - Systèmes et Applications des Technologies de l'Information et de l'Énergie.

<sup>2</sup> Laboratoire Lafset - Laboratoire du Froid et des Systèmes Énergétiques et Thermiques.

<sup>3</sup> École Normale Supérieure Paris-Saclay. 4 avenue des sciences, 91190 Gif-sur-Yvette.

<sup>4</sup> Conservatoire National des Arts et Métiers. 292 Rue Saint-Martin, 75003 Paris.

\* auteur correspondant : gael.pongnot@ens-paris-saclay.fr

**Résumé** - Ce travail propose un adimensionnement et une résolution analytique d'un problème thermique appliqué à l'électronique de puissance. Une étude de l'influence des paramètres sur le facteur de surchauffe est réalisée afin d'appréhender les phénomènes sous-jacents. Enfin, deux méthodes de dimensionnement sont proposées, sur la base d'abaques calculés à partir de la résolution proposée.

## Nomenclature

$e$	épaisseur de conducteur, m	$Q$	facteur de pertes volumiques, –
$F$	facteur de forme, –	$R$	résistance électrique du composant, $\Omega$
$h$	coefficient d'échange convectif, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	$S$	facteur d'étalement, –
$I$	courant électrique, A	$T$	température, K
$J$	densité de courant électrique, $A \cdot m^{-2}$	<i>Symboles grecs</i>	
$k$	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	$\theta$	température adimensionnée, –
$L$	largeur du conducteur, m	$\xi$	facteur de surchauffe, $K \cdot W^{-1}$
$l$	largeur de la source, m	$\rho$	résistivité électrique du matériau, $\Omega \cdot m$
$Bi_l$	nombre de Biot adapté, –	$\omega$	terme source volumique, $W \cdot m^{-3}$
$q''$	densité de flux, $W \cdot m^{-2}$		

## 1. Introduction

Les applications de l'électronique de puissance dans les transports (automobile, aéronautique) et les objets du quotidien poussent à la miniaturisation croissante des composants de puissance. Celle-ci est permise par le développement de nouvelles technologies de semi-conducteurs (SiC, GaN) et d'intégration. De part l'augmentation des densités de chaleur à dissiper, le refroidissement de ces composants est aujourd'hui la contrainte dimensionnante de nombreux convertisseurs de puissance.

Traditionnellement, le refroidissement thermique en régime stationnaire est étudié par la communauté du génie électrique au moyen de modèles empiriques simples (cône de diffusion) ou à l'aide de simulations par éléments finis, les résolutions analytiques [1] étant souvent évitées. Les modèles empiriques ne s'appuient pas sur une formulation rigoureuse d'un problème de conduction thermique ce qui conduit à des marges d'erreur importantes [2, 3]. Quant aux simulations numériques, elles permettent une modélisation fine des systèmes complexes. Cependant la réalisation d'une étude préliminaire ou d'une optimisation, pour lesquelles de nombreux paramètres électriques et thermiques restent indéterminés, est difficile. De plus, les temps de simulation sont parfois prohibitifs.

Nous proposons ici d'aborder le problème du dimensionnement géométrique d'un dissipateur thermique associé à une puce quelconque. Une approche bidimensionnelle et un régime

permanent sont considérés, ce qui est représentatif du fonctionnement de systèmes de conversion DC-DC. Une solution analytique de conduction thermique est proposée dans le cas d'un dissipateur rectangulaire thermiquement et électriquement isotrope. Un adimensionnement permet de réduire l'espace des paramètres physiques, et de simplifier l'analyse.

L'influence des paramètres adimensionnés sur le facteur de surchauffe du dissipateur et l'étalement du flux de chaleur, grandeurs recherchées par l'électronicien de puissance, est étudiée afin d'élaborer une aide à la décision. En particulier, deux méthodes sont présentées : la première permet d'obtenir les dimensions optimales du dissipateur connaissant le composant de puissance et son point de fonctionnement ; la seconde donne le point limite de fonctionnement du composant connaissant la source de refroidissement disponible. Ces résultats sont confrontés à une technologie connue afin de vérifier la représentativité du modèle proposé.

## 2. Modèle physique

Le système étudié est une plaque de conductivité thermique  $k$ , d'épaisseur  $e$ , de longueur infinie et de largeur  $2L$  sur laquelle est imposée une densité de flux  $q_0''$  homogène sur une partie centrée, de largeur  $2l$ , de la face inférieure. Un coefficient d'échange  $h$  est imposé sur la face supérieure. La figure 1 illustre ce système. Dans cette communication on se limitera à une modélisation 2D, afin d'alléger les expressions analytiques.

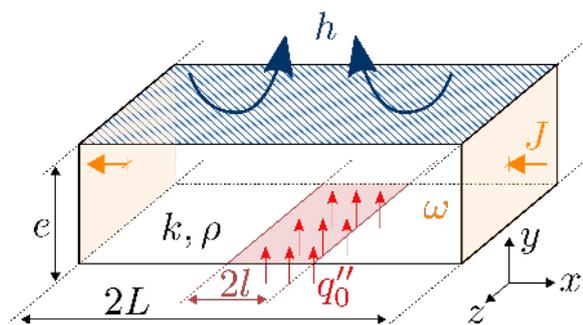


Figure 1 : Géométrie 3D dimensionnée

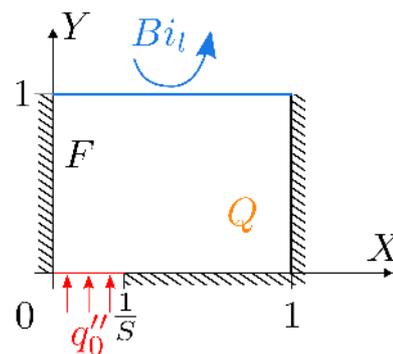


Figure 2 : Géométrie 2D adimensionnée

Le problème ainsi posé se veut simple et représentatif de dispositifs classiques en électronique de puissance : un composant dissipe une certaine puissance en surface d'un substrat, de type DBC<sup>1</sup>, PCB<sup>2</sup> ou MCPCB<sup>3</sup>, lui-même refroidi sur la face opposée par un dissipateur à ailettes ou une plaque froide à fluide.

Le matériau est considéré homogène, de conductivité thermique constante. Le coefficient d'échange est supposé homogène, ainsi que la densité de flux  $q_0''$  sur la surface correspondant à la source de chaleur. Le milieu extérieur est considéré comme étant à température  $T_\infty$ . Les propriétés du matériau étant linéaires, seule la surchauffe  $\Delta T = T - T_\infty$  est prise en compte.

La puissance à dissiper ayant pour origine des pertes Joule dans le composant, les grandeurs  $R$  et  $I$ , respectivement la résistance équivalente et le courant efficace dans le composant, sont intéressantes à introduire. Le composant, considéré carré, est de surface  $4l^2$ . Ainsi la densité de flux s'exprime  $q_0'' = \frac{RI^2}{4l^2}$ . Le conducteur thermique considéré peut également avoir la fonction

1. Direct Bonded Copper
2. Printed Circuit Board
3. Metal Core Printed Circuit Board ou SMI pour Substrat Métallique Isolé

de conducteur électrique pour apporter au composant le courant  $I$ . Le terme source, uniforme,  $\omega = \rho J^2$  dû au passage d'une densité de courant  $J = \frac{I}{e l}$  est alors intéressant à considérer. Cette contribution se superpose à la première.

Certaines hypothèses prises sont fortes et contestables vis-à-vis de l'application visée, mais l'étude en est fortement simplifiée. En effet, les symétries et invariances permettent de réduire le problème à une étude 2D plane, dont la résolution par les séries de Fourier est aisée. Les résultats obtenus permettront d'établir des tendances, qui serviront pour des géométries plus complexes.

### 3. Résolution

L'énoncé du problème laisse apparaître onze grandeurs physiques indépendantes : deux variables géométriques ( $x, y$ ), une grandeur de sortie ( $\Delta T$ ) et huit paramètres ( $L, l, e, k, \rho, I, R, h$ ). Le théorème de Vashy-Buckingham assure alors que le problème peut se réduire à un problème équivalent mettant en jeu sept variables sans dimensions.

#### 3.1. Adimensionnement

Les variables adimensionnées sont déterminées de sorte à simplifier l'expression des conditions aux limites. Les grandeurs  $l, k, \rho$  et  $R$  ayant vocation à être fixées par notre application, elles serviront de grandeurs de base. Le nouveau jeu de paramètres est présenté ci-dessous, le problème ainsi posé est représenté par la figure 2.

$$X = \frac{x}{L} \quad Y = \frac{y}{e} \quad \theta = \frac{4kl^2}{eRI^2} \Delta T \quad (1)$$

$$F = \frac{e}{l} \quad S = \frac{L}{l} \quad Bi_l = \frac{hl}{k} \quad Q = \frac{4\rho}{Rl} \quad (2)$$

Les paramètres de l'équation (1) représentent les grandeurs physiques adimensionnées associées au problème : position et température. Ceux de l'équation (2) sont les paramètres adimensionnés déterminant la nature du problème :  $F$  est un facteur de forme,  $S$  est un facteur d'étalement ( $S \geq 1$ ) et  $Bi_l$  est un facteur de performance dérivé du nombre de Biot traduisant le ratio entre résistance de conduction et de convection. Le paramètre  $Q$  traduit l'influence des pertes Joule volumiques. Son annulation correspond à l'utilisation du conducteur thermique sans passage de courant électrique.

Les tableaux 1 et 2 synthétisent les plages de valeurs admissibles des différents paramètres du problème. La déduction des plages de variation des paramètres adimensionnés est nécessaire pour restreindre l'étude aux seules plages utiles.

#### 3.2. Résolution par les séries de Fourier

La résolution du problème consiste à trouver la fonction  $\theta(X, Y)$  qui respecte l'équation (3) ainsi que les conditions aux limites (4). La température adimensionnée  $\theta(X, Y)$  est cherchée sous la forme d'une série de Fourier en cosinus, pour correspondre aux symétries du problème.

Le résultat obtenu est présenté par l'équation (5) sous une forme compatible avec les calculs numériques. Il permet un calcul direct en n'importe quel point de la géométrie moyennant une troncature de la série de Fourier à l'ordre voulu.

	$L$	$l$	$e$	$k$
	mm	mm	$\mu\text{m}$	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
Min.	$l$	1	10	0,3
Typ.	50	10	100	400
Max.	200	20	30000	400

	$h$	$R$	$I$	$\rho$
	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	$\text{m}\Omega$	A	$\Omega\cdot\text{m}$
Min.	10	0,1		
Typ.	1000	1	100	$2\cdot 10^{-8}$
Max.	10000	10		

Tableau 1 : Valeurs typiques des grandeurs dimensionnées

	$S$	$F$	$Bi_l$	$Q$
Min.	1	$0,5\cdot 10^{-3}$	$25\cdot 10^{-6}$	0
Typ.	5	$10\cdot 10^{-3}$	$25\cdot 10^{-3}$	$2\cdot 10^{-3}$
Max.	200	30	700	0,2

Tableau 2 : Valeurs typiques des grandeurs adimensionnées

$$\frac{F^2}{S^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{Q}{F} = 0 \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{pour } X = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \\ \text{pour } X = 1, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{pour } Y = 1, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} + Bi_l F \theta = 0 \\ \text{pour } Y = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \begin{cases} -1 & \text{si } X \in [0, \frac{1}{S}] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \end{array} \right. \quad (4)$$

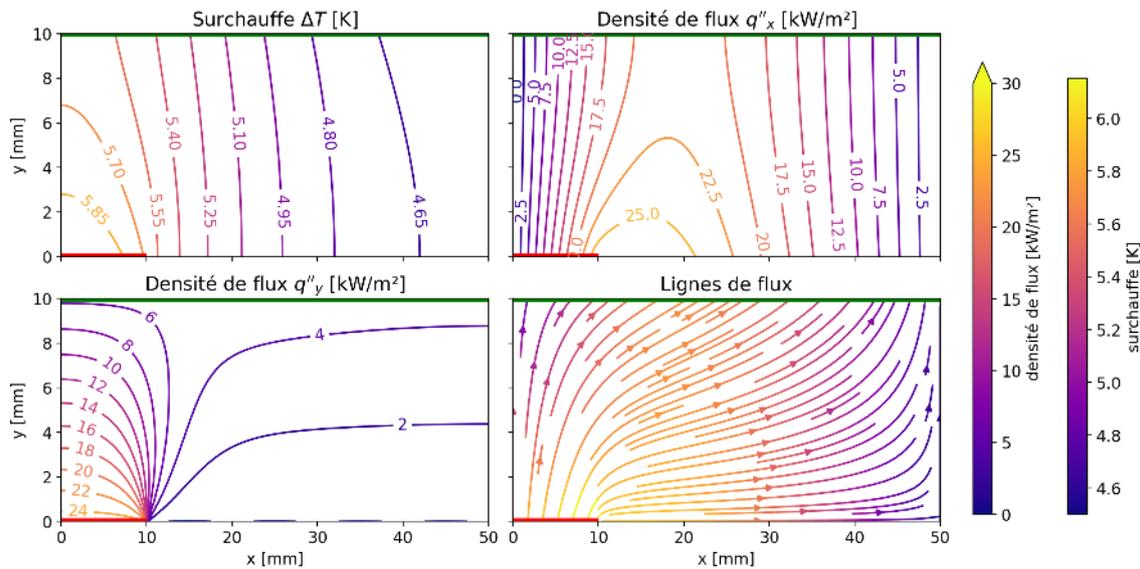
$$\theta(X, Y) = \frac{1}{S} \left( 1 - Y + \frac{1}{Bi_l F} \right) + \frac{Q}{F} \left( \frac{1}{Bi_l F} + \frac{1 - Y^2}{2} \right) + \sum_{n=1}^{+\infty} 2 \operatorname{sinc} \left( \frac{n\pi}{S} \right) \frac{\left( \frac{1}{S} - \frac{Bi_l}{n\pi} \right) e^{-\frac{Fn\pi}{S}(2-Y)} + \left( \frac{1}{S} + \frac{Bi_l}{n\pi} \right) e^{-\frac{Fn\pi}{S}Y}}{F \left( Bi_l + \frac{n\pi}{S} \tanh \frac{Fn\pi}{S} \right) \left( 1 + e^{-2\frac{Fn\pi}{S}} \right)} \cos(n\pi X) \quad (5)$$

Le calcul numérique a été réalisé avec 1000 termes pour assurer la convergence. Il reste rapide, fiable et toujours préférable à un logiciel commercial. À titre d'illustration, les champs de température et de flux sont tracés sur la figure 3 dans une configuration particulière. L'influence des paramètres est dès lors simple à étudier pour en comprendre les conséquences physiques.

### 3.3. Facteur de surchauffe

La grandeur d'intérêt pour l'électronicien de puissance est le facteur de surchauffe, rapport entre l'élévation de température du composant et la puissance dissipée. Cette grandeur est définie par l'équation (6), l'élévation de température choisie comme référence correspond au point (0, 0), lieu où la température est maximale  $\theta_{max} = \theta(0, 0)$ .

$$\xi = \frac{\Delta T(0, 0)}{l^2 q_0''} = \frac{4}{RI^2} \Delta T(0, 0) = \frac{1}{kl} F \theta(0, 0) \quad (6)$$



$$L = 50 \text{ mm}, l = 10 \text{ mm}, e = 10 \text{ mm}, h = 1000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$$

$$R = 1 \text{ m}\Omega, I = 100 \text{ A}, k = 400 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}, \rho = 2.10^{-8} \Omega\cdot\text{m}$$

Figure 3 : Champs de surchauffe et de flux

Cette grandeur est confondue avec la résistance thermique lorsque le terme source  $Q$  est nul [4]. L'avantage d'une approche analytique est ici que l'on peut calculer la surchauffe uniquement au point d'intérêt. Dans la suite,  $kl\xi = F\theta(0, 0)$  sera la grandeur adimensionnée d'intérêt.

## 4. Résultats et discussions

Cette partie a pour objectif d'extraire, de la résolution analytique précédente, des analyses pertinentes pour l'application visée. Elle discutera en particulier de la répartition du flux de chaleur dans le conducteur, de l'optimisation géométrique du facteur de surchauffe et de la représentativité de la solution face à des dispositifs réels.

### 4.1. Influence des paramètres sur le facteur de surchauffe

La figure 4 permet d'appréhender l'étalement du flux de chaleur, en considérant la répartition de la densité de flux  $q''_y$  sur la paroi supérieure. Le trait vertical pointillé représente l'extrémité du composant. Le résultat communément admis est retrouvé : lorsque le coefficient d'échange est faible ( $Bi_l \rightarrow 0$ ) la composante verticale de la densité de flux s'homogénéise, alors que lorsque  $Bi_l \rightarrow \infty$  elle se concentre à la verticale de la source. De même, le flux s'étale d'autant mieux que l'épaisseur, représentée par le paramètre adimensionné  $F$ , est importante.

Le facteur de surchauffe  $\xi$  étant la grandeur d'intérêt, l'étude de l'influence des paramètres sur cette grandeur est indispensable. Les figures 5 et 6 représentent le facteur de surchauffe adimensionné  $kl\xi$  en fonction de  $S$ . La figure 5 prend comme paramètres le facteur de forme  $F$  et le terme source  $Q$ , alors que la figure 6 s'intéresse aux paramètres  $Bi_l$  et  $Q$ .

Deux types d'asymptotes sont visibles sur la figure 5. La première catégorie comprend celles en  $1/S$  qui apparaissent pour des  $S$  faibles, des  $Bi_l$  faibles et des  $F$  importants. Ici apparaît l'effet *spreader* : l'augmentation de la largeur  $L$  permet un meilleur étalement du flux sur la paroi supérieure et l'utilisation d'une plus grande surface d'échange avec le fluide de refroidissement. La seconde catégorie est indépendante de  $S$ . Elle apparaît dans les cas opposés à la précédente

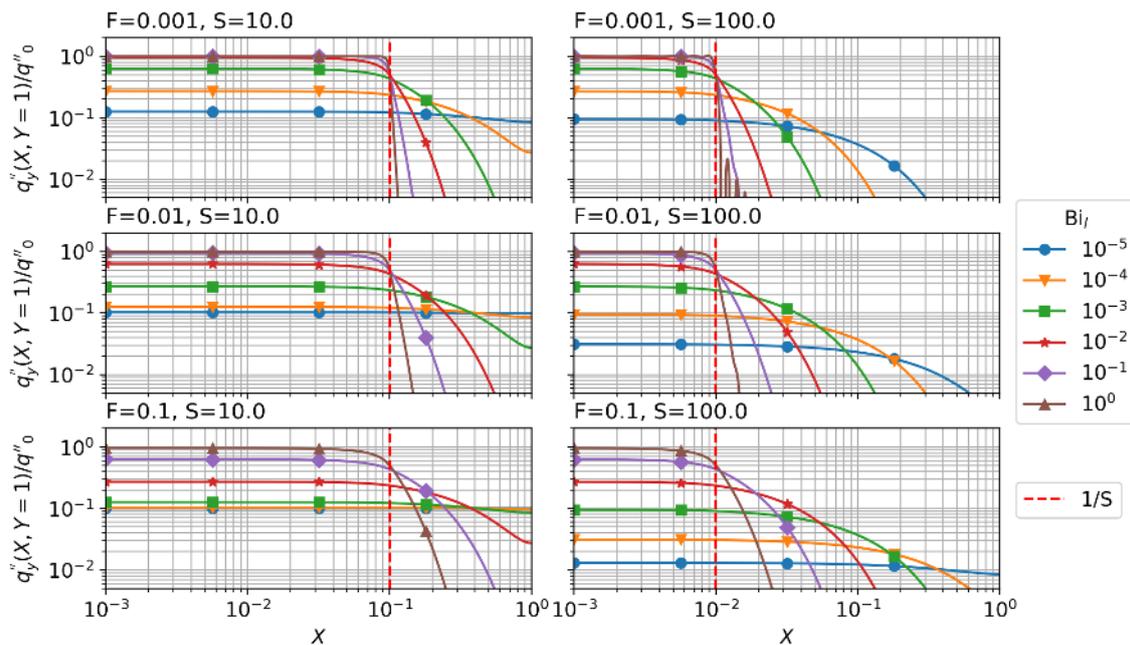


Figure 4 : Répartition du flux de chaleur vertical au niveau de la face supérieure

et traduit un effet de *couche mince* : le flux ne s'étale pas par l'augmentation de la largeur du conducteur car la transmission est favorisée dans la direction verticale par une faible épaisseur et un  $Bi_l$  important. L'ajout de la contribution volumique  $Q$  est, quant à elle, non-négligeable pour les faibles épaisseurs  $F$ .

La figure 6 présente deux types d'asymptotes du même ordre que précédemment, mais aussi parfois un croisement des courbes pour des valeurs de  $Bi_l$  suffisamment importantes. Dans ce cas, pour un même triplet  $(S, Bi_l, Q)$ , au moins deux configurations  $F$  peuvent conduire à la même valeur du facteur de surchauffe. Cela indique que des optimisations sont possibles. En particulier, pour  $Bi_l = 0,1$  et  $Q = 2.10^{-3}$ , à  $S = 5$  les valeurs  $F = 30$  et  $F = 30.10^{-3}$  permettent d'obtenir la même valeur  $kl\xi = 9$ . Un autre critère, tel que la minimisation du volume ou la maximisation de la capacité thermique (pour le régime transitoire non-étudié ici), est alors nécessaire pour sélectionner la configuration la plus adaptée.

## 4.2. Abaques et aide au dimensionnement

Dès lors, représenter  $kl\xi$  dans le plan  $(S, F)$  apparaît utile afin d'obtenir un réseau de lignes de niveau (figure 7). Trois zones d'évolution sont identifiables : indépendante de  $S$ , indépendante de  $F$  et indépendante de  $F/S$ . Ces courbes laissent apparaître des minima globaux, qui peuvent être exploités lors d'une optimisation. La vision empirique du *spreader* large et épais, dont l'intérêt est net lorsque le refroidissement n'est pas excellent, est ici retrouvée. Cette figure montre cependant, que rien ne sert d'élargir le *spreader* à outrance car cela n'aura aucun effet bénéfique. De plus, l'augmentation excessive de l'épaisseur peut conduire à une diminution des performances lorsque le refroidissement est bon (forte valeur de  $Bi_l$ ).

Ces courbes permettent d'élaborer des stratégies de dimensionnement à destination d'un concepteur de système de refroidissement. La recherche du courant maximal admissible dans le composant s'appuie sur la recherche de  $L$ ,  $e$ , et  $I$  connaissant les autres paramètres. L'étude débute par le calcul de  $Q$  et  $Bi_l$  à partir des données du problème, ce qui permet de sélectionner l'abaque à lire pour déterminer le couple  $(S, F)$  qui minimise le facteur de surchauffe  $kl\xi$ . La

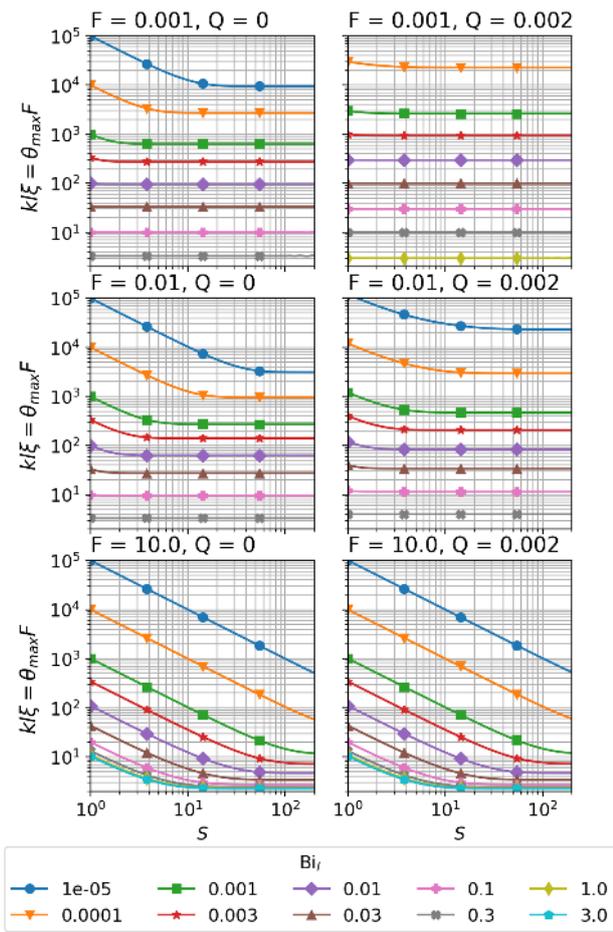


Figure 5 : Influence de  $Bi_l$  sur  $kl\xi$

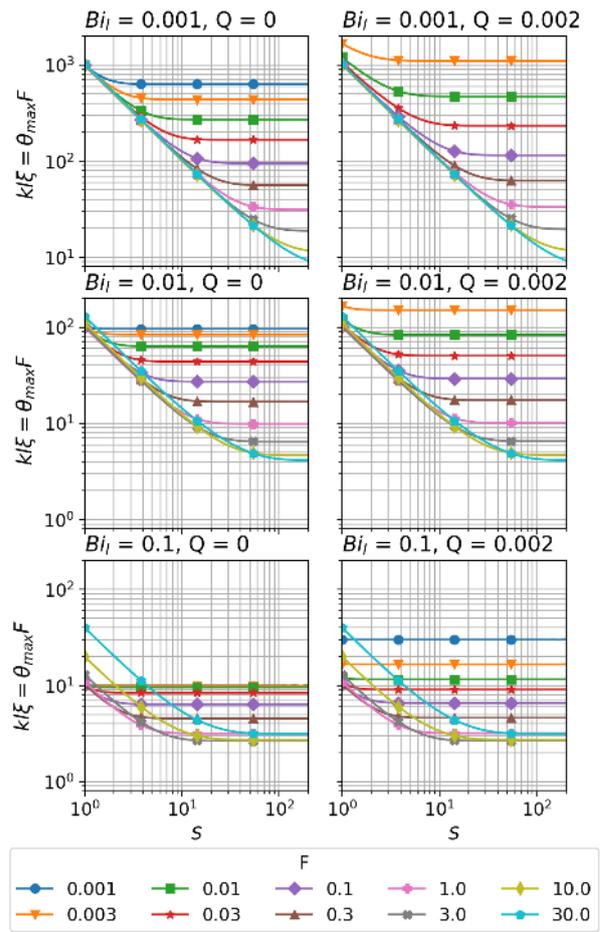


Figure 6 : Influence de  $F$  sur  $kl\xi$

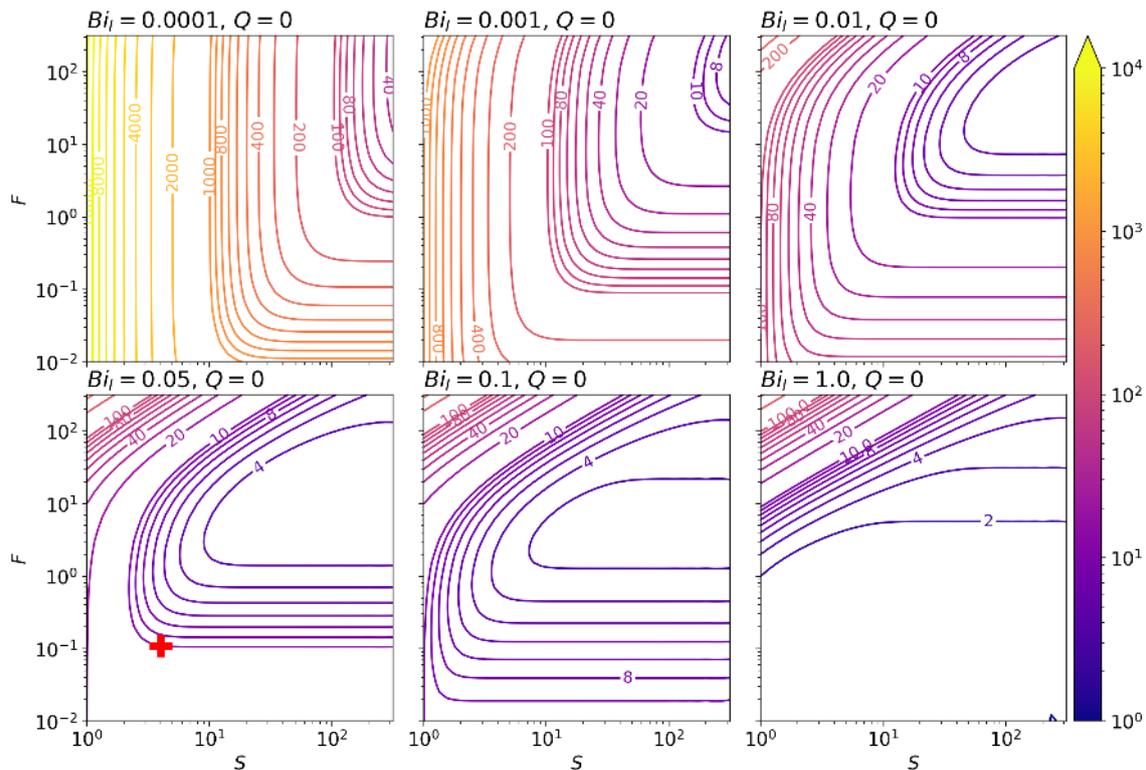


Figure 7 : Cartographie de  $kl\xi(S, F)$  pour différentes valeurs de  $Bi_l$  et pour  $Q = 0$

conversion en grandeurs dimensionnées conclut cette méthode.

Une seconde démarche consiste à déterminer le refroidissement optimal ( $L$ ,  $e$ , et  $h$ ) et débute par le calcul de  $Q$  et  $kl\xi$ . La lecture des abaques permet de choisir un point  $(S, F, Bi_l)$  d'après des critères propres à l'utilisateur, et d'en déduire les grandeurs dimensionnées.

### 4.3. Application

Afin d'illustrer l'utilisation des méthodes précédentes, un dispositif de refroidissement au potentiel électrique, constitué d'une semelle de cuivre placée entre le composant et l'échangeur thermique, est étudié. Les hypothèses sont :  $2l = 13$  mm,  $k = 400$  W·m<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>,  $\Delta T = 50$  K,  $4l^2 q_0'' = 50$  W et  $Q = 0$ . Viennent alors  $\xi = 4$  K·W<sup>-1</sup>, et  $kl\xi = 10$ . La minimisation du volume porte d'abord sur la minimisation de l'épaisseur  $e$  (liée à  $F$ ) puis de la largeur  $L$  ( $S$ ).

La recherche de la valeur  $kl\xi = 10$  dans les abaques conduit à s'intéresser au cas  $Bi_l = 5 \cdot 10^{-2}$ . La valeur  $h = 3077$  W·m<sup>-2</sup>·K<sup>-1</sup> correspondante est jugée acceptable (convection forcée d'un liquide). Le point  $(S, F)$  est alors déterminé par lecture graphique, représenté sur la figure 7. Finalement, l'épaisseur et la largeur nécessaires sont  $e = 650$  μm et  $L = 26$  mm.

## 5. Conclusion et perspectives

Ce travail permet de dégager et d'interpréter les phénomènes mis en jeu par le refroidissement de composants de l'électronique de puissance. Les paramètres importants et leur influence sont mis en évidence par un adimensionnement conçu pour correspondre à l'usage qu'aurait un électronicien souhaitant concevoir un système de refroidissement. Dans ce but, deux méthodes de dimensionnement sont proposées, s'appuyant sur un calcul numériquement direct.

Cependant, la plupart des dispositifs nécessitent la prise en compte d'au moins trois couches de matériaux différents, or la résolution présentée se limite à un matériau homogène, une étude multicouche devra donc être menée. Cette étude pourra s'appuyer sur une résolution analytique ou des simulations par éléments finis utilisant un adimensionnement pertinent. De plus, une étude en régime transitoire introduisant la notion de capacité thermique peut être intéressante pour certaines applications ayant des variations de puissance importantes. Enfin, la modélisation 2D surestime l'élévation de température des applications 3D visées. Une étude analytique 3D est donc envisagée afin d'approcher au mieux les situations réelles.

### Références

- [1] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger. *Conduction of Heat in Solids*. Clarendon press, Oxford, 2nd ed. edition, 1959. ISBN 978-0-19-853368-9.
- [2] F. N. Masana. A closed form solution of junction to substrate thermal resistance in semiconductor chips. *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology : Part A*, 19(4) :539–545, December 1996. ISSN 1558-3678. doi : 10.1109/95.554935.
- [3] Y. Koito, S. Okamoto, and T. Tomimura. Two-Dimensional Numerical Investigation on Applicability of 45° Heat Spreading Angle. *Journal of Electronics Cooling and Thermal Control*, 4(1) :1–11, March 2014. doi : 10.4236/jectc.2014.41001.
- [4] A. El Maakoul, C. Moyne, and A. Degiovanni. A general approach to solve heat conduction problems with internal heat sources using resistance and quadrupole concepts. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 129 :793–800, February 2019. ISSN 00179310. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.10.008.

# Modèle semi-analytique d'un caloduc capillaire cylindrique en régime transitoire avec conditions aux limites de flux imposés

Nicolas BLET<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

\* (auteur correspondant : nicolas.blet@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - Ce papier expose le développement et la validation d'un modèle semi-analytique de caloduc capillaire cylindrique soumis à des conditions axisymétriques simplifiées de flux imposés à l'évaporateur et au condenseur en régime transitoire. Ce modèle se base de manière originale sur une double transformée intégrale de Fourier et de Laplace et sur une représentation par quadripôles thermiques pour évaluer les transferts de chaleur. En outre, les profils axiaux de pression et de vitesse des écoulements vapeur et liquide sont déterminés en fonction des harmoniques thermiques.

## Nomenclature

$a$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$g$	accélération de pesanteur, $m.s^{-2}$	$\mu$	viscosité dynamique, Pa.s
$h$	coefficient d'échange, $W.m^{-2}$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$h_v$	chaleur latente, $J.kg^{-1}$	$\phi$	flux radial, $W.m^{-1}$
$k$	perméabilité, $m^2$	$\Phi$	variation de flux radial, $W.m^{-1}$
$L$	longueur du caloduc, m	$\chi$	fonction indicatrice
$p$	variable de Laplace, $s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$P$	pression, Pa	$\infty$	ambiance
$q$	source de flux de chaleur, $W.m^{-1}$	$\bar{f}$	transformée de Laplace de $f$
$Q$	source totale de chaleur, W	$\tilde{f}$	transformée de Fourier de $f$
$r$	abscisse radiale, m	$0$	initial(e)
$R$	rayon, m	$C$	condenseur
$t$	temps, s	$eq$	équivalent(e)
$T$	température, K	$E$	évaporateur
$u$	vitesse, $m.s^{-1}$	$i$	intérieur
$x$	abscisse axiale, m	$l$	liquide
$Z$	impédance thermique, $K.W^{-1}$	$o$	extérieur
<i>Symboles grecs</i>		$sat$	saturation
$\alpha_n$	valeurs propres spatiales, $m^{-1}$	$v$	vapeur
$\gamma$	angle du caloduc avec l'horizontal	$w$	poreux
$\Theta$	variation de température, K		

## 1. Introduction

De nombreux modèles numériques de caloducs ont été développés pour simuler leur fonctionnement en régime permanent [1-2] ou transitoire [3-4]. Ils s'appuient le plus souvent sur une résolution par éléments ou volumes finis, ou sur des méthodes plus récentes comme Lattice-Boltzmann [5]. Ils sont par contre encore assez coûteux en temps de calcul pour un dimensionnement à la fois précis et rapide. Ainsi, des développements analytiques sont toujours présents dans la littérature actuelle [6-7].

Un modèle analytique en régime permanent a ainsi été récemment développé pour simuler les transferts de conduction 2D [8] ou 3D [9] au sein de l'enveloppe et du poreux du caloduc, ainsi que les écoulements liquide et vapeur. Ce modèle se base notamment sur une représentation par quadripôles thermiques et sur l'évaluation de transformées intégrales de Fourier. Une résolution analytique directe ou itérative a été mise en place selon la nature des conditions aux limites externes et le couplage thermodynamique à l'interface liquide-vapeur.

En se basant sur ces derniers travaux, cet article présente un modèle semi-analytique en régime transitoire avec des conditions aux limites simplifiées.

## 2. Description du problème

### 2.1. Hypothèses et conditions aux limites

On étudie ici un problème axisymétrique d'un caloduc cylindrique, les sources à l'évaporateur et au condenseur étant donc supposées uniformes autour de l'axe du caloduc. Alors que les transferts de chaleur 2D sont évalués au sein de la paroi et de la mèche poreuse, les écoulements vapeur et liquide sont considérés unidirectionnels. Le fonctionnement du caloduc est supposé normal, avec aucun effet thermique de la courbure de l'interface liquide-vapeur ou d'un bouchon liquide au condenseur. Les propriétés thermiques (conductivité et diffusivité) des solides et du fluide sont considérées constantes. En outre, une conductivité et une diffusivité thermique équivalentes sont supposées pour estimer les transferts au sein de la mèche poreuse saturée de liquide. Les autres propriétés thermodynamiques du fluide peuvent varier suivant la température de fonctionnement du caloduc, mais pourront être considérées constantes dans le cas de variations autour d'un équilibre par exemple.

On considère ici pour simplifier la résolution avec conditions de flux imposés à l'évaporateur  $q_E$  et au condenseur  $q_C$  (Fig. 1). Ces flux peuvent être non-uniformes sur les longueurs associées. En outre, on peut les considérer comme une unique source  $q(x,t)$ . En plus de ces conditions, des pertes thermiques par convection sur toute la longueur du caloduc sont prises en compte, en supposant un coefficient d'échange  $h_\infty$  constant, mais une possible variation de la température ambiante  $T_\infty(t)$ . Les parois latérales sont supposées adiabatiques.

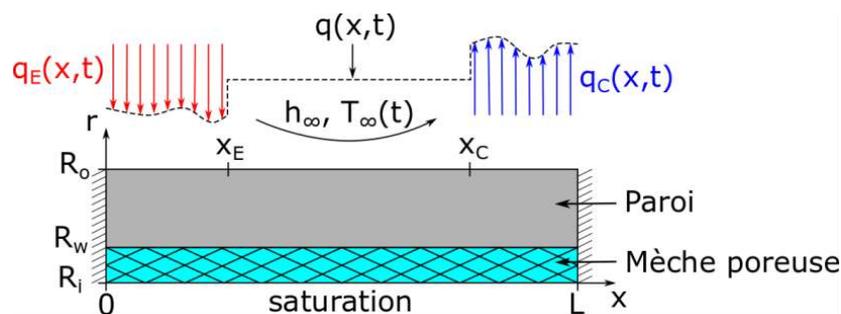


Figure 1 : Illustration du système thermique modélisé

### 2.2. Condition initiale

L'état initial thermique et hydraulique du système est supposé connu parfaitement. En effet, le modèle en régime permanent [8] précédemment développé permet de fournir l'ensemble des champs de température et de flux de chaleur, ainsi que les profils de pression et de vitesse des écoulements à partir des conditions aux limites initiales.

## 3. Développement de la modélisation

### 3.1. Modèle thermique par méthode quadripolaire

Sous les conditions axisymétriques, le transfert conductif au sein de la paroi et de la mèche poreuse suit la loi de Fourier en coordonnées cylindriques :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1)$$

Pour faciliter la résolution, on introduit la variable en température  $\Theta(x,r,t) = T(x,r,t) - T^0(x,r)$ , avec  $T^0(x,r)$  la température initiale à  $t = 0$ . La transformée de Laplace de l'équation de la chaleur s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial r} \right) = \frac{p}{a} \bar{\Theta} \quad (2)$$

A partir des conditions en  $x = 0$  et  $x = L$ , on définit la transformée intégrale de Fourier :

$$\tilde{\Theta}_n(r, p) = \int_{x=0}^{x=L} \bar{\Theta}(x, r, p) \cos(\alpha_n x) dx \quad (3)$$

où les valeurs propres  $\alpha_n$  sont définies pour tout entier naturel  $n$  par  $\alpha_n = n\pi/L$ . La transformée de Fourier inverse associée est alors :

$$\bar{\Theta}(x, r, p) = \frac{\tilde{\Theta}_0(r, p)}{L} + \frac{2}{L} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\Theta}_n(r, p) \cos(\alpha_n x) \quad (4)$$

La transformée de Fourier de l'équation (2) donne les équations différentielles vérifiées par les harmoniques  $\tilde{\Theta}_n$  :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \tilde{\Theta}_n}{\partial r} \right) - \left( \alpha_n^2 + \frac{p}{a} \right) \tilde{\Theta}_n = 0 \quad (5)$$

En introduisant la double transformée de la variable de flux de chaleur radial,  $\Phi = -2\pi\lambda r \partial\Theta/\partial r$ , correspondant à la différence entre les flux radiaux courant et initial, la relation quadripolaire suivante est écrite pour une couche de conductivité et diffusivité constantes entre deux rayons  $R_1$  et  $R_2$  :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\Theta}_n \\ \tilde{\Phi}_n \end{pmatrix}_{r=R_2} = \begin{pmatrix} \bar{A}_n & \bar{B}_n \\ \bar{C}_n & \bar{D}_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\Theta}_n \\ \tilde{\Phi}_n \end{pmatrix}_{r=R_1} \quad (6)$$

Les expressions des coefficients quadripolaires [10] sont fournies dans le tableau 1.

$\bar{A}_n$	$\beta_n R_1 [I_0(\beta_n R_2) K_1(\beta_n R_1) + I_1(\beta_n R_1) K_0(\beta_n R_2)]$
$\bar{B}_n$	$[I_0(\beta_n R_1) K_0(\beta_n R_2) - I_0(\beta_n R_2) K_0(\beta_n R_1)] / 2\pi\lambda$
$\bar{C}_n$	$2\pi\lambda \beta_n^2 R_1 R_2 [I_0(\beta_n R_1) K_0(\beta_n R_2) - I_0(\beta_n R_2) K_0(\beta_n R_1)]$
$\bar{D}_n$	$\beta_n R_2 [I_0(\beta_n R_1) K_1(\beta_n R_2) + I_1(\beta_n R_2) K_0(\beta_n R_1)]$
$\beta_n = \sqrt{\alpha_n^2 + p/a}$	
$I_j$ et $K_j$ sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre $j$ , de première et seconde espèce.	

Tableau 1 : Coefficients quadripolaires

Le problème conductif global avec deux couches (paroi + poreux) peut être alors mis sous forme quadripolaire reliant les conditions interne et externe :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\Theta}_n \\ \tilde{\Phi}_n \end{pmatrix}_{r=R_o} = \begin{pmatrix} \bar{A}_n & \bar{B}_n \\ \bar{C}_n & \bar{D}_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\Theta}_n \\ \tilde{\Phi}_n \end{pmatrix}_{r=R_i} \quad (7)$$

où la matrice quadripolaire est le produit des deux matrices de chacune des couches.

En plus de ce modèle quadripolaire, on suppose que la température de saturation à l'interface est uniforme. Cette hypothèse est nécessaire afin de traiter analytiquement le cas général où les propriétés thermodynamiques du fluide varient significativement, par exemple lors d'un démarrage ou plus généralement lors de grandes variations de température de fonctionnement. Cela implique, par couplage thermodynamique, que les pertes de charge vapeur ne soient pas prépondérantes au sein du système, typiquement pour des caloducs de taille standards (diamètre suffisamment grand). Cela entraîne que les harmoniques  $\tilde{\Theta}_n$  soient nuls en  $r = R_i$ . En outre, l'expression du fondamental en température est exprimée sous la forme :

$$\tilde{\Theta}_0 \Big|_{r=R_i} = L(\bar{T}_{sat}(p) - T_{sat}^0 / p) = L\bar{\Theta}_{sat} \quad (8)$$

En négligeant l'inertie thermique de la vapeur, le bilan d'énergie sur la totalité du volume de vapeur implique en outre que  $\tilde{\Phi}_0 \Big|_{r=R_i} = 0$ .

### 3.2. Modèle hydraulique

#### 3.2.1. Écoulement vapeur

##### 3.2.1.1. Profil de vitesse

Le profil de vitesse axiale de l'écoulement vapeur est supposé parabolique :

$$u_x(x, r, t) = 2u_v(x, t) \left( 1 - \frac{r^2}{R_i^2} \right) \quad (9)$$

avec  $u_v(x, t)$  vitesse moyenne axiale.

En négligeant la compressibilité, le bilan de masse de cet écoulement s'écrit :

$$r \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial(r u_r)}{\partial r} = 0 \quad (10)$$

L'intégration de ce bilan entre 0 et  $r$  fournit la vitesse radiale :

$$u_r(x, r, t) = -r \left( 1 - \frac{r^2}{R_i^2} \right) \frac{\partial u_v}{\partial x} \quad (11)$$

La vitesse moyenne en  $r = R_i$  est liée directement au changement de phase par :

$$\frac{\partial u_v}{\partial x} = - \frac{\phi \Big|_{r=R_i}}{\pi R_i^2 \rho_v h_{lv}} \quad (12)$$

En intégrant l'équation (12) entre 0 et  $x$ , et en introduisant la vitesse moyenne axiale initiale, le développement en série de Fourier de  $u_v$  peut s'écrire :

$$u_v(x, t) = \frac{\rho_v^0 h_{lv}^0}{\rho_v h_{lv}} u_v^0(x) - \frac{2}{\pi R_i^2 \rho_v h_{lv} L} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_i} \frac{\sin(\alpha_n x)}{\alpha_n} \quad (13)$$

##### 3.2.1.2. Profil de pression

En supposant l'écoulement vapeur unidirectionnel et en négligeant le terme de compressibilité, le bilan de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial P_v}{\partial x} = \mu_v \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u_x}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \right) - \rho_v \left( u_r \frac{\partial u_x}{\partial r} + u_x \frac{\partial u_r}{\partial x} \right) - \rho_v \frac{\partial u_x}{\partial t} \quad (14)$$

A partir des expressions de  $u_x$  (Eq. (9)) et  $u_r$  (Eq. (11)), la pression moyenne sur le profil de vitesse vérifie :

$$\frac{\partial P_v}{\partial x} = \frac{-8\mu_v}{R_i^2} u_v + \mu_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial x^2} - \frac{4}{3} \rho_v \frac{\partial u_v^2}{\partial x} - \rho_v \frac{\partial u_v}{\partial t} \quad (15)$$

En supposant que la pression moyenne axiale correspond à la pression de saturation à la température  $T_{sat}(t)$  (courbe de saturation linéarisable), l'intégration entre 0 et  $x$  de l'équation (15) fournit le profil de pression (après tout développement effectué) :

$$\begin{aligned} P_v(x, t) = & P_{sat}(T_{sat}) + \frac{\rho_v^0 h_{lv}^0 / \mu_v^0}{\rho_v h_{lv} / \mu_v} (P_v^0(x) - P_{sat}(T_{sat}^0)) + \frac{16}{3\pi^2 R_i^4 \rho_v^0 h_{lv}^0 L^2} \left( \frac{h_{lv}^0}{h_{lv}} - \frac{\mu_v}{\mu_v^0} \right) \left( \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{\Phi}_n^2 \Big|_{r=R_i}}{\alpha_n^2} - \left( \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_i}}{\alpha_n} \sin(\alpha_n x) \right)^2 \right) \\ & - \frac{2}{\pi R_i^2 \rho_v h_{lv} L} \left[ \frac{8\mu_v}{R_i^2} + \rho_v \frac{\partial}{\partial t} \right] \left( \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_i}}{\alpha_n^2} \cos(\alpha_n x) \right) - \frac{2\mu_v}{\pi R_i^2 \rho_v h_{lv} L} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_i} \cos(\alpha_n x) \\ & + \frac{32}{3\pi^2 R_i^4 \rho_v h_{lv}^2 L^2} \left( \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_i} \tilde{\Phi}_n^0 \Big|_{r=R_i}}{\alpha_n^2} - \left( \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_i}}{\alpha_n} \sin(\alpha_n x) \right) \left( \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{\Phi}_n^0 \Big|_{r=R_i}}{\alpha_n} \sin(\alpha_n x) \right) \right) \\ & + \frac{16}{3\pi^2 R_i^4 \rho_v h_{lv}^2 L^2} \left( \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{\Phi}_n^2 \Big|_{r=R_i}}{\alpha_n^2} - \left( \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_i}}{\alpha_n} \sin(\alpha_n x) \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (16)$$

### 3.2.2. Écoulement liquide

#### 3.2.2.1. Profil de vitesse

A partir d'un développement similaire à celui pour l'écoulement vapeur, l'expression de la vitesse liquide moyenne est :

$$u_l(x,t) = \frac{\rho_l^0 h_{lv}^0}{\rho_l h_{lv}} u_l^0(x) - \frac{2}{A_w \rho_l h_{lv} L} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_i} \frac{\sin(\alpha_n x)}{\alpha_n} \quad (17)$$

avec  $A_w = \pi(R_w^2 - R_i^2)$ , section de passage de la mèche poreuse.

#### 3.2.2.2. Profil de pression

Les pertes de charge de l'écoulement liquide au sein du poreux sont supposées laminaires et suivre la loi de Darcy. En négligeant en outre les effets dynamiques, le bilan de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial P_l}{\partial x} = -\frac{\mu_l}{k_w} u_l + \rho_l g \sin \gamma - \rho_l \frac{\partial u_l}{\partial t} \quad (18)$$

En intégrant ce bilan entre 0 et  $x$ , et en supposant que la pression capillaire minimale est nulle et à la même position  $x_0$  au cours du temps, on obtient :

$$P_l(x,t) = P_v(x_0,t) + \frac{\rho_l^0 h_{lv}^0 / \mu_l^0}{\rho_l h_{lv} / \mu_l} (P_l^0(x) - P_v^0(x_0)) + \left( \rho_l - \rho_l^0 \frac{\rho_l^0 h_{lv}^0 / \mu_l^0}{\rho_l h_{lv} / \mu_l} \right) g \sin \gamma (x - x_0) \\ + \left[ \frac{\mu_l}{k_w} + \rho_l \frac{\partial}{\partial t} \right] \left[ \frac{2}{A_w \rho_l h_{lv} L} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_i} \frac{\cos(\alpha_n x_0) - \cos(\alpha_n x)}{\alpha_n^2} \right] \quad (19)$$

## 4. Résolution du problème

### 4.1. Expressions analytiques des transformées intégrales externes

A partir des conditions aux limites (Fig. 1), la variation du flux externe s'écrit :

$$\Phi \Big|_{r=R_o}(x,t) = \delta q(x,t) + 2\pi R_o h_{\infty} (\Theta \Big|_{r=R_o}(x,t) - \Theta_{\infty}(t)) \quad (20)$$

avec  $\delta q(x,t) = q(x,t) - q^0(x)$  et  $\Theta_{\infty}(t) = T_{\infty}(t) - T_{\infty}^0$ .

La transformée fondamentale de l'équation (20), couplée avec le modèle quadripolaire (Eq. (7)) nous fournit l'expression de  $\bar{\Theta}_{sat}$  :

$$\bar{\Theta}_{sat} = \frac{\delta \tilde{q}_0 / L - 2\pi R_o h_{\infty} \bar{\Theta}_{\infty}}{\bar{C}_0 - 2\pi R_o h_{\infty} \bar{A}_0} \quad (21)$$

Les autres transformées de l'équation (20), couplées avec le modèle quadripolaire (Eq. (7)) nous fournissent les harmoniques en  $r = R_o$  et en  $r = R_i$  :

$$\tilde{\Theta}_n \Big|_{r=R_o} = \frac{\bar{B}_n}{\bar{D}_n - 2\pi R_o h_{\infty} \bar{B}_n} \delta \tilde{q}_n \quad \text{et} \quad \tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_o} = \frac{\bar{D}_n}{\bar{D}_n - 2\pi R_o h_{\infty} \bar{B}_n} \delta \tilde{q}_n \quad (n \neq 0) \quad (22.a)$$

$$\tilde{\Theta}_n \Big|_{r=R_i} = 0 \quad \text{et} \quad \tilde{\Phi}_n \Big|_{r=R_i} = \frac{1}{\bar{D}_n - 2\pi R_o h_{\infty} \bar{B}_n} \delta \tilde{q}_n \quad (n \neq 0) \quad (22.b)$$

### 4.2. Principe de résolution pour un point quelconque du domaine

#### 4.2.1. Champs thermiques

Les doubles transformées intégrales sont connues en  $r = R_o$  et en  $r = R_i$ . Grâce au modèle quadripolaire de chacune des couches (Eq. (6)), on en déduit facilement celles pour toute valeur de  $r$ . Par transformée analytique inverse de Fourier (Eq. (4)), on peut dès lors obtenir l'expression des transformées de Laplace en tout point  $(x, r)$ . Une inversion numérique de Laplace est alors réalisée par algorithme de De Hoog [11] afin d'obtenir les valeurs de  $\Theta(x, r, t)$  et  $\Phi(x, r, t)$ . Finalement les champs de températures et de flux radiaux sont évalués à partir du régime permanent initial.

Dans le cas particulier où les flux imposés à l'évaporateur et au condenseur sont uniformes, les transformations intégrales de la variable  $\delta q$  peuvent être explicitement exprimées à partir des deux variations des sources totales  $\delta Q_E(t) = Q_E(t) - Q_E^0$  et  $\delta Q_C(t) = Q_C(t) - Q_C^0$ . En outre, si les pertes avec l'ambiance sont négligées ( $h_\infty = 0 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ ) et que la variation des sources à l'évaporateur et au condenseur est identique et simultanée ( $\delta Q_E(t) = \delta Q_C(t) = \delta Q(t)$ ), les transformées de Laplace des variations de températures et de flux sont directement reliées à la transformée de Laplace de cette dernière sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \bar{\Theta}(x, r) \\ \bar{\Phi}(x, r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{Z}(x, r) \\ \bar{W}(x, r) \end{pmatrix} \delta \bar{Q} \quad (23)$$

Les impédances  $\bar{Z}$  et transmittances  $\bar{W}$  dépendent uniquement des propriétés des deux couches et de la localisation des conditions aux limites. Par exemple, l'expression de  $\bar{Z}$  pour la paroi externe est (avec  $R_1 = R_o$  et  $R_2 = r$  pour les coefficients du tableau 1) :

$$\bar{Z}(x, r) = \frac{2}{L} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\bar{A}_n \bar{B}_n + \bar{B}_n \bar{D}_n}{\bar{D}_n} \left( \frac{\tilde{\chi}_{C,n}}{\tilde{\chi}_{C,0}} - \frac{\tilde{\chi}_{E,n}}{\tilde{\chi}_{E,0}} \right) \cos(\alpha_n x) \quad (24)$$

#### 4.2.2. Profils hydrauliques

Le calcul des profils de vitesse et de pression des écoulements vapeur et liquide nécessite la connaissance de la température de saturation (afin de réévaluer les propriétés du fluide) et des harmoniques de Fourier du flux en  $r = R_i$ , ainsi que de leurs dérivées temporelles. La première est obtenue par inversion numérique de Laplace de l'équation (21). Les autres sont plus coûteux en calculs car ils impliquent d'évaluer numériquement l'inverse de Laplace de chaque harmonique et de leur dérivée temporelle (Eq. (22.b)).

Dans le cas de flux imposés uniformes, des expressions directes de ces profils en fonction des sollicitations, équivalentes à la relation (23) ne peuvent être formulées qu'à condition de supposer des propriétés thermodynamiques constantes (dans le cas d'une faible variation de température de fonctionnement).

### 5. Comparaison des résultats avec la littérature et analyse

Les résultats du modèle développé sont comparés aux travaux numériques de Tournier et El-Genk [12] utilisant une méthode de résolution par volumes finis sur les équations de conservation complètes 2D axisymétrique, avec propriétés thermo-dépendantes, et une prise en compte de l'évolution de la courbure de l'interface liquide-vapeur, ainsi que l'apparition d'un potentiel bouchon liquide au condenseur.

Les conditions aux limites dans ce modèle numérique sont un flux imposé à l'évaporateur (de forme exponentielle) et une condition de convection au condenseur. La différence de cette dernière condition avec le modèle présenté implique d'utiliser le flux au condenseur calculé par Tournier et El-Genk en tant qu'entrée du modèle semi-analytique. Ce flux apparaît en effet quasi-uniforme sur la longueur du condenseur. En outre, aucune perte avec l'ambiance n'est prise en compte ( $h_\infty = 0 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ ), ce qui implique d'imposer la valeur de la température de saturation initiale du modèle analytique [8] ; cette contrainte ne pose pas de problème ici car la simulation correspond à un démarrage de caloduc, donc initialement à température ambiante.

La comparaison des profils spatio-temporels des températures externes est fournie sur les figures 2 et 3. Malgré une légère surestimation aux premiers instants, les résultats du modèle semi-analytique sont extrêmement satisfaisants, compte tenu de ses hypothèses fortes.

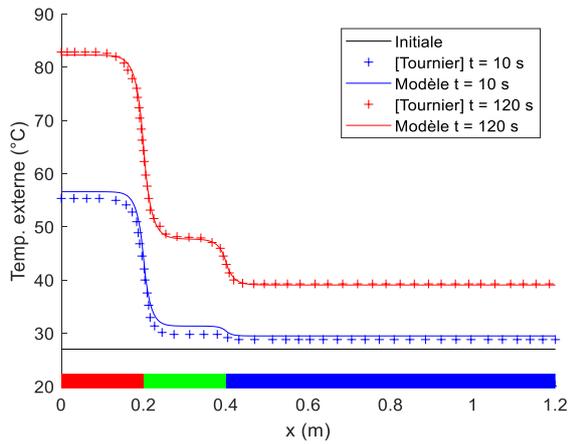


Figure 2 : Profils axiaux de températures de paroi externe pour différents temps

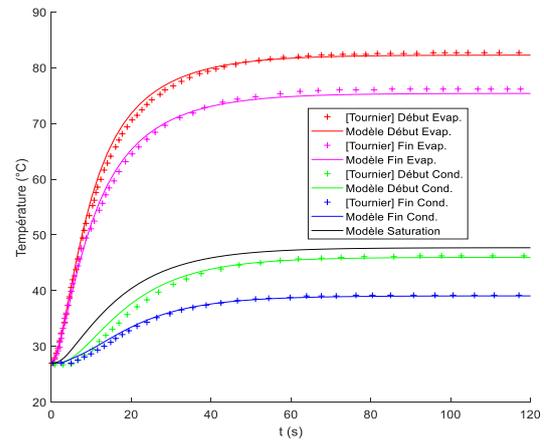


Figure 3 : Evolution temporelle de températures externes en différents points

Les données hydrauliques comparées sont l'évolution du profil axial de débit masse à l'interface liquide-vapeur, évalué à partir du flux de chaleur à l'interface  $\Gamma_{lv} = \phi|_{r=R_i} / 2\pi R_i h_{lv}$  (Fig. 4) ainsi que l'évolution de la pression vapeur (Fig. 5). Deux simulations avec le modèle semi-analytique ont été réalisées en supposant ou non les propriétés constantes.

Les résultats sur le débit masse à l'interface sont cohérents et s'avèrent peu sensibles aux variations des propriétés thermodynamiques (notamment la chaleur latente). Le profil de pression vapeur est par contre mal estimé en considérant des propriétés constantes, notamment dans ce cas où la température de saturation varie de près de 20 K. Avec des propriétés variables (notamment la masse volumique vapeur qui varie de près de 180% entre les températures de fonctionnement initiale et finale), ce profil de pression apparaît relativement bien évalué, les quelques différences avec le modèle numérique provenant des hypothèses très simplificatrices de la description de l'écoulement vapeur du modèle semi-analytique.

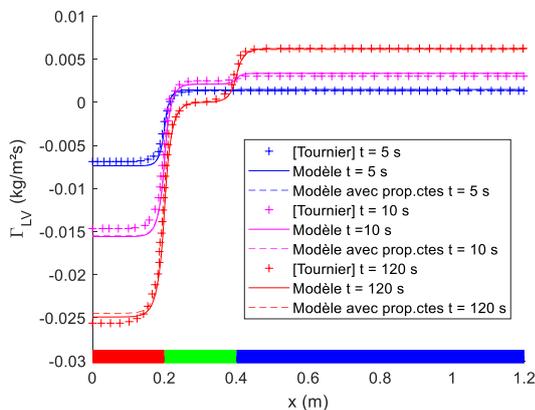


Figure 4 : Profils axiaux de débit masse à l'interface L/V pour différents temps

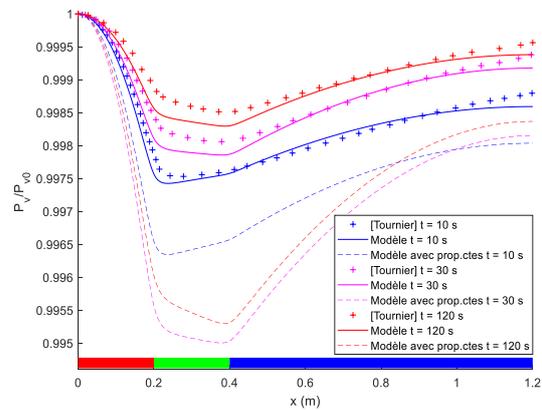


Figure 5 : Profils axiaux de pression vapeur pour différents temps

Pour conclure l'analyse, la réponse indicielle des impédances thermiques  $Z(x,t)$  sur la paroi externe du même caloduc étudié, définies Eq. (24), est représentée sur la figure 6, en supposant les variations des sources chaude et froide identique et simultanées.

On constate que la réponse correspond fortement à celle d'une fonction de transfert du premier ordre, avec une constante de temps dépendant de la position axiale, et avec un gain positif à l'évaporateur et négatif au condenseur. Cette différence signifie que lorsque le flux de chaleur transféré par le caloduc augmente, le gradient axial de températures augmente entre l'évaporateur et le condenseur. La différence de longueur de chacun implique un gain absolu plus ou moins important (du fait d'une densité de flux plus ou moins grande). La

réponse dans la zone adiabatique est proche de zéro du fait que la température de fonctionnement du caloduc reste inchangée (à partir de l'équation (21)).

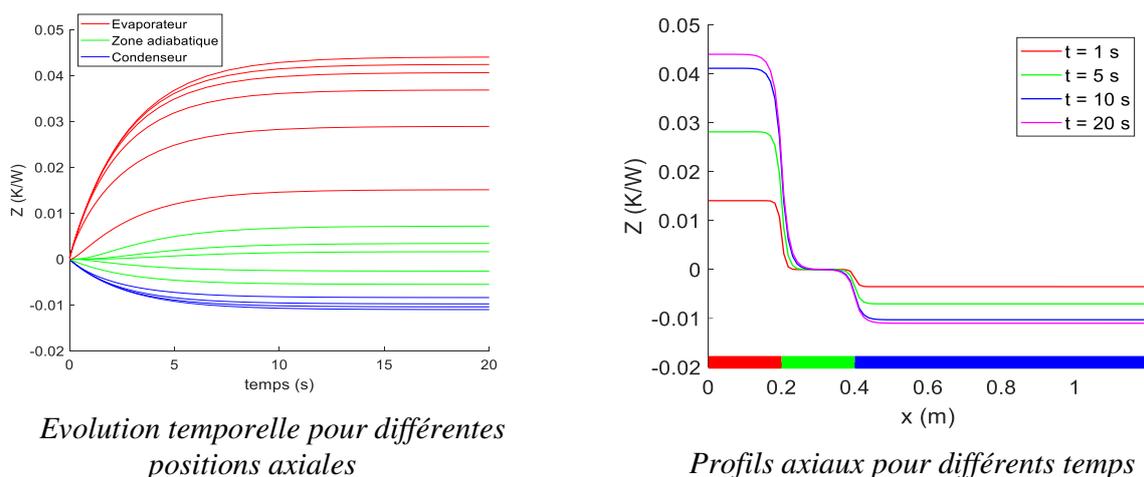


Figure 6 : Réponse indicielle de l'impédance thermique  $Z(x,t)$  en  $r=R_o$  (Eq.(24))

## 6. Conclusion

Malgré des hypothèses fortes et une représentation simplifiée des conditions aux limites, le modèle semi-analytique développé permet de simuler de façon correcte le fonctionnement transitoire d'un caloduc capillaire cylindrique. Sous des conditions de flux imposés uniformes, il permet même de définir des propriétés intrinsèques (impédances et transmittances) du comportement thermo-hydraulique du caloduc.

Le travail présenté reste cependant limité à ce type de conditions aux limites, qui ne correspondent pas nécessairement aux conditions normales de fonctionnement d'un caloduc, un refroidissement convectif étant le plus généralement utilisé. Des méthodes analytiques plus avancées pour gérer ce type de conditions plus réalistes sont en cours de développement. En outre, à l'instar du modèle en régime permanent [8], un plus fort couplage thermo-hydraulique peut être envisagé sous certaines conditions.

Ce type de modèle servira par la suite à construire, avec un faible temps de calcul, des modèles réduits de caloducs (par méthodes inverses) indépendants des conditions aux limites, qui pourront être utilisés dans la modélisation de systèmes thermiques complexes avec caloducs.

## Références

- [1] N. Pooyoo *et al.*, Numerical simulation of cylindrical heat pipe considering non-Darcian transport for liquid flow inside wick and mass flow rate at liquid-vapor interface, *Int. J. Heat Mass. Trans.*, 70 (2014) 965-978.
- [2] T. Naemsai *et al.*, Numerical model of heat transfer characteristics for sintered-grooved wick heat pipes under non-uniform heat loads, *App. Therm. Eng.*, 148 (2019) 886-896.
- [3] B. Suman *et al.*, Transient modeling of micro-grooved heat pipe, *Int. J. Heat Mass. Trans.*, 48 (2005) 1633-1646.
- [4] E.G.Jung & J.H.Boo, A novel transient thermohydraulic model of a micro heat pipe, *Int. J. Heat Mass. Trans.*, 140 (2019) 819-827.
- [5] Y.Huang & Q.Chen, A numerical model for transient simulation of porous wicked heat pipes by lattice Boltzmann method, *Int. J. Heat Mass. Trans.*, 105 (2017) 270-278.
- [6] H.Shabgard & A.Faghri, Performance characteristics of cylindrical heat pipes with multiple heat sources, *App. Therm. Eng.*, 31 (2011) 3410-3419.
- [7] S.Lips & F.Lefèvre, A general analytical model for the design of conventional heat pipes, *Int. J. Heat Mass. Trans.*, 72 (2014) 288-298.
- [8] N.Blet & D.Maillet, Analytical steady-state model based on Fourier integral transforms for cylindrical heat pipes under axisymmetric conditions, *Int. J. Heat Mass. Trans.*, 183 (2022) 122117
- [9] N.Blet & D.Maillet, Modèle analytique d'un caloduc capillaire cylindrique en régime permanent, *SFT 2020* (Belfort).
- [10] D. Maillet *et al.*, *Thermal Quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms*, John Wiley & Sons, Ltd (2000).
- [11] De Hoog *et al.*, An improved method for numerical inversion of Laplace transforms, *SIAM J. Sc. Stat. Comp.*, 3(3) (1982) 357-366.
- [12] J-M.Tournier & M-S.El-Genk, HPTAM heat-pipe transient analysis model : an analysis of water heat pipes, *AIP Conference Proc.*, 246 (1992) 1023-1037.

# Influence d'un écoulement souterrain sur les performances d'un système de fondation géothermiques

Badr OUZZINE<sup>1\*</sup>, Thibault BADINIER<sup>1</sup>, Jean de SAUVAGE<sup>1</sup>, Fabien SZYMKIEWICZ<sup>1</sup>, Philippe REIFFSTECK<sup>1</sup>

<sup>1</sup> GERS-SRO, Univ Gustave Eiffel, IFSTTAR, Marne-la-Vallée, F-77454, France

\* (auteur correspondant : [badr.ouzzine@univ-eiffel.fr](mailto:badr.ouzzine@univ-eiffel.fr))

**Résumé** - Depuis quelques décennies, on assiste au développement des géostructures thermiques dont le principe consiste à fixer des tubes échangeurs aux cages des fondations géotechniques. Une pompe à chaleur fait alors circuler de l'eau dans ces tubes afin d'extraire de la chaleur du sol en hiver ou alors de la fraîcheur en été. Cependant, ces géostructures sont très fréquemment implantées dans des sols parcourus par des écoulements souterrains qui impactent le champ thermique du sol et donc la performance de la pompe à chaleur. Une étude numérique est alors réalisée pour apprécier l'impact de l'écoulement sur la performance d'une pompe à chaleur reliée à un groupe de pieux géothermiques.

## Nomenclature

$Q$	Charge thermique, W	$H$	Charge hydraulique, m
$V$	Débit de pompage moyen, $m^3 \cdot s^{-1}$	$T$	Température, K
$v$	Vitesse de Darcy, $m \cdot s^{-1}$		
$k$	Perméabilité, $m \cdot s^{-1}$		
$Cv$	Capacité thermique, $J \cdot K^{-1}$		

## 1. Introduction

Depuis les années 80, les géostructures thermiques dont le principe consiste à attacher des tubes échangeurs aux cages d'armature des structures géotechniques se développent. On confère ainsi à ces structures, dont le rôle premier est d'assurer une stabilité mécanique, un second rôle énergétique afin d'en faire des solutions de géothermie basse enthalpie avec un faible impact carbone. Ces géostructures thermiques sont ainsi de plus en plus utilisées et fréquemment placées dans un sol où un écoulement d'eau souterrain est présent ([1], [2]), sans pour autant considérer la potentielle interaction entre plusieurs géostructures bien que certains guides de recommandations aient été publiés ([3], [4], [5]). D'une part, l'écoulement est un bon moyen d'éviter la dérive thermique pluriannuelle du sol puisque l'advection permet de diffuser et donc d'atténuer l'anomalie thermique créée par la géostructure. D'autre part, ce phénomène d'advection crée un panache thermique et des ondes thermiques susceptibles d'atteindre d'autres structures en aval et d'impacter leur comportement [6]. La compréhension de ces interactions est essentielle au développement intelligent de la géothermie à faible profondeur. Afin d'étudier ces interactions, un groupe de neuf pieux énergétiques a été étudié dans Sense-City, une mini-ville dans laquelle un climat spécifique peut être imposé et la vitesse de l'écoulement souterrain contrôlée. Le sol et les neuf pieux ont été équipés de fibre optique et de capteurs de température ponctuels. Un modèle numérique hydro-thermique a ensuite été développé sur le logiciel de calcul en éléments finis CESAR-LCPC [7] afin d'extrapoler les résultats expérimentaux. Ce modèle numérique est couplé à un programme Python qui simule une pompe à chaleur afin d'étudier l'évolution du coefficient de performance (COP) d'une installation de géostructures thermiques en fonction de la vitesse de l'écoulement souterrain.

## 2. Modélisation numérique d'une expérience réalisée dans Sense-City

### 2.1 Expérience dans Sense-City

Sense-city est un équipement de l'Université Gustave Eiffel composé d'une chambre climatique de 400 m<sup>2</sup> où il est notamment possible de contrôler la température et l'humidité. A l'intérieur de cette chambre, une mini-ville est construite au-dessus d'une fosse géotechnique (voir figure 1 et 2) et des travaux de recherche sur différents domaines scientifiques en lien avec l'aménagement urbain sont effectués. Dans cette fosse en béton de 3 m de profondeur remplie de matériau granulaire, trois ouvrages souterrains de parois moulées et un groupe de neuf pieux géothermiques (2 m de hauteur pour 0,2 m de diamètre avec un espacement de 0,8 m entre les centres de pieux, voir figure 3) ont été mis en place. La saturation de la fosse est réalisée par des tubes fendus positionnés sur les parois nord et sud. Une injection d'eau à débit constant est réalisée d'un côté de la fosse et est pompée de l'autre côté afin de créer un écoulement souterrain. Le débit maximum de la pompe est de 6 m<sup>3</sup>/h et la hauteur maximale de 2,10 m.

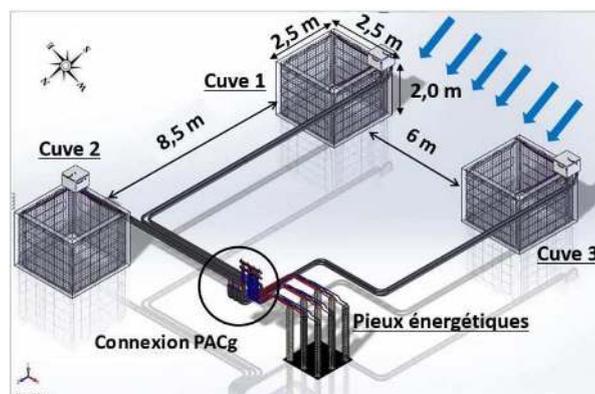


Figure 1 : Configuration des géostructures thermiques dans Sense-City

Les parois moulées ainsi que les pieux géothermiques sont équipés de tubes échangeurs de chaleur reliés à une pompe à chaleur, elle-même reliée au plancher chauffant d'un des bâtiments de la mini-ville. La PACg<sup>1</sup> fait circuler un fluide dans ces pieux avec une température d'entrée contrôlée afin de chauffer le bâtiment à une température choisie. L'intégralité de l'installation géothermique est équipée de nombreux capteurs, notamment des capteurs de température Pt100 sur les tubes échangeurs et de la fibre optique le long des structures. La construction de la fosse géothermique et son instrumentation est détaillée dans la thèse d'Y. Delerablée [6] (figure 1 et 2).



Figure 2 : Représentation de Sense-City et construction de la fosse géothermique

<sup>1</sup> Pompe à chaleur géothermique

Pour le besoin de l'expérimentation, un système annexe de climatiseur permet de contrôler la température dans les pièces du bâtiment et ainsi d'imposer un besoin constant en chauffage. Lors d'une période de chauffage du bâtiment, le système extrait de l'énergie du sol et la température du fluide caloporteur diminue. La pompe compense donc en utilisant plus de travail électrique, le COP diminue par conséquent. Cependant, si l'écoulement d'eau souterrain est assez fort pour maintenir une température constante dans le sol, le COP se maintient à un niveau supérieur. Une partie de ce travail consiste à simuler numériquement ce phénomène pour confirmer ou non cette hypothèse. Pour cela, dans le modèle numérique, le programme permet d'imposer aux pieux activés une puissance thermique qui dépend de la température du sol.

## 2.2 Modélisation numérique du groupe de pieux

Un modèle numérique a été réalisé sur le logiciel de calcul en éléments finis CESAR-LCPC [7]. Dans ce modèle numérique 2D, chaque pieu est représenté par un disque en béton et un unique tube échangeur de chaleur. Comme l'intérêt est porté sur le transfert de chaleur dans le sol et non à l'intérieur du pieu, ces simplifications n'impactent pas les résultats. Le modèle numérique représente un rectangle de sol de 10 m par 20 m (voir figure 3). Les pieux sont positionnés de façon à laisser un espace suffisant pour observer le panache thermique. Les conditions aux limites étant définies par une température imposée, ces dimensions sont choisies dans l'optique de limiter les effets de bord inhérent au modèle numérique.

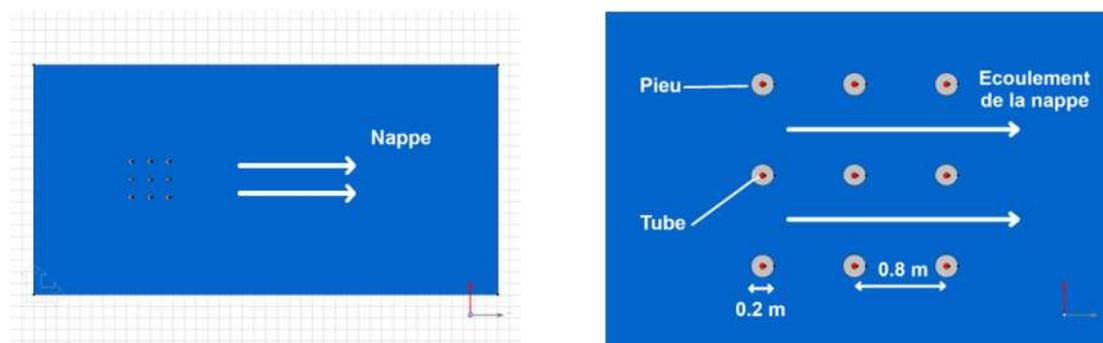


Figure 3 : Modèle numérique 2D du groupe de pieux [8]

Le modèle d'écoulement d'eau souterraine est réalisé dans l'objectif d'imposer une vitesse d'écoulement moyenne de 1.5 m/jour identique à celle initialement imposée dans Sense City dans un souci de comparaison. Le résultat de ce premier calcul donne la vitesse de l'écoulement en chacun des points du modèle. Ce résultat est ensuite une donnée d'entrée du modèle thermique. Le calcul représente 20 jours d'expérience, décomposée en 960 pas de 30 minutes. Ce découpage temporel s'est avéré suffisant pour ne pas dégrader les résultats. La température des bords du modèle est imposée en tenant compte des variations journalières de température mesurées dans Sense-City. Les équations classiques de la thermique régissent ce problème :

$$C_v \frac{dT}{dt} + \text{div } \mathbf{J}_{\text{tot}} = \mathbf{0} \quad (1)$$

Avec  $\mathbf{J}_{\text{tot}} = \mathbf{J}_{\text{cond}} + \mathbf{J}_{\text{adv}} = -\lambda \cdot \text{grad } T + \mathbf{V} \cdot C_v \cdot T$

Comme le suggère l'équation, le flux thermique total est décomposé en la somme d'un flux conductif et d'un flux advectif. Ce dernier flux dépend donc de l'écoulement d'eau qui a été calculé dans le premier modèle. Il s'agit donc d'un couplage hydro-thermique faible. Cette modélisation numérique a permis de reproduire fidèlement les variations de température

observées expérimentalement (voir figure 4). Ce qui nous permet de valider l'efficacité du processus de modélisation.

Les résultats expérimentaux, tout comme les résultats de la modélisation, ont permis d'observer les effets de panache thermique induit par les pieux actifs sur les pieux aval (actifs ou non). Un pieu thermiquement actif aura une influence sur le comportement thermique de toute structure en aval qu'elle soit active ou non. Cependant, cet impact sera d'autant plus faible que la distance entre les structures sera grande. De même, les influences seront cumulatives si une structure se trouve en aval de plusieurs structures thermiquement actives. Le détail de cette analyse est présenté dans une précédente publication [8].

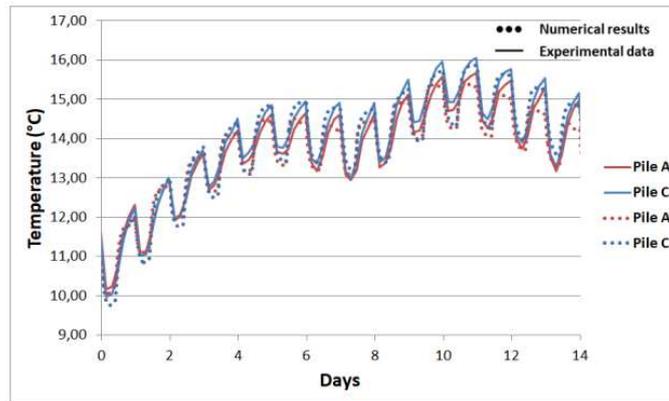


Figure 4 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques [9]

### 3. Imposer des conditions aux limites réalistes sur les pieux

#### 3.1 Prise en compte du fonctionnement de la pompe à chaleur dans le modèle numérique

La modélisation numérique est fortement dépendante des conditions aux limites et, en raison de l'activité de la pompe à chaleur, les conditions aux limites sur les pieux ne sont ni une température constante ni un flux de chaleur constant.

Lorsque la pompe à chaleur est active, la puissance fournie au plancher chauffant est maintenue constante, mais la température du sol d'où est puisée la chaleur diminue au fil du temps. Afin de continuer à extraire la chaleur du sol, la pompe à chaleur doit abaisser la température du fluide caloporteur, ce qui consomme davantage d'énergie électrique et la part de la puissance de chauffage provenant du sol diminue, compensée par de l'énergie électrique. Cela correspond à un coefficient de performance de la pompe à chaleur qui diminue.

Le flux de chaleur imposé aux pieux dépend donc de la température du sol environnant. Un programme Python a donc été réalisé pour interagir avec le modèle CESAR-LCPC et fournir des conditions limites plus réalistes, c'est-à-dire la charge thermique à chaque pas de temps.

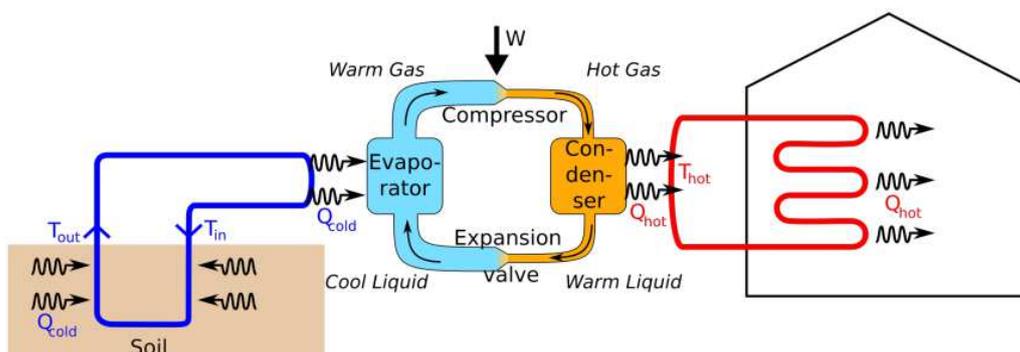


Figure 5 : Principe de fonctionnement d'une pompe à chaleur en mode chauffage

La figure 5 présente l'action d'une pompe à chaleur en mode chauffage. En utilisant un travail mécanique  $W$ , elle peut extraire  $Q_{cold}$  d'une source froide (le sol) pour transférer  $Q_{hot}$  vers une source chaude (le plancher chauffant). En supposant qu'il n'y a pas de perte dans les tuyaux de l'échangeur de chaleur,  $Q_{hot}$  est égale à la puissance fournie au bâtiment et  $Q_{cold}$  est la puissance extraite du sol, c'est-à-dire le chargement thermique qu'il faut imposer dans la modélisation en éléments finis. Pour imposer le chargement thermique, il doit au préalable être calculé. À la fin de la  $n$ ème étape dans le modèle numérique,  $T_{soil}$  est extrait des résultats comme la valeur moyenne des températures obtenues autour des pieux thermiquement actifs et  $T_{in}$  est calculée avec le programme Python comme expliqué ci-après. Ce même programme permet également de calculer  $Q_{cold}$  qui sera imposée comme chargement thermique sur les pieux pour la  $n + 1$ ème étape de calcul du modèle numérique.

### 3.2 Relation entre la température du sol et la charge thermique imposée aux pieux

Le principe d'une pompe à chaleur, utilisée en mode chauffage, est de transférer une quantité de chaleur d'une source froide à une source chaude moyennant un travail. Dans le cas présent, le sol représente la source froide, tandis que le bâtiment à chauffer est la source chaude. En appliquant le premier principe de la thermodynamique à la pompe à chaleur et par définition du  $COP$ , il vient :

$$Q_{cold} = Q_{hot} \left(1 - \frac{1}{COP}\right) \quad (4)$$

Où  $Q_{cold}$  et  $Q_{hot}$  sont respectivement la puissance thermique échangée dans le sol et la puissance thermique que le bâtiment nécessite pour se chauffer. En effet, on considère que la chaleur échangée entre le condenseur et le système de chauffage est la même que celle échangée entre le système de chauffage (plancher chauffant) et le bâtiment. Cela revient à négliger les pertes qui ont lieu entre la PAC et le plancher. Cette puissance est constante par principe de fonctionnement dans Sense-City et il est donc logique de la considérer également constante dans le modèle numérique. De même, on suppose que la puissance échangée dans le sol est la même que la puissance échangée dans l'évaporateur et définie de la façon suivante :

$$Q_{cold} = C_p \cdot q \cdot (T_{in} - T_{out}) \quad (5)$$

Avec  $T_{in}$  la température du fluide qui entre dans le sol et  $T_{out}$  la température du fluide qui sort du sol,  $C_p$  la capacité thermique massique du fluide exprimée en  $(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$ , et  $q$  le débit massique du fluide caloporteur en  $(kg \cdot s^{-1})$ . Ainsi, cette équation s'écrit également :

$$T_{in} = T_{out} - \frac{Q_{cold}}{C_p q} \quad (6)$$

Lors du fonctionnement de la pompe à chaleur, le fluide calorifique circule dans le tube et un transfert de flux thermique a lieu entre le sol et le fluide. Le pieu en béton, la paroi du tube, et le phénomène de convection entre le fluide et la paroi du tube s'opposent à ce flux thermique. Cela est représenté par une résistance thermique  $R_{th}$  dans l'expression du flux thermique qui a lieu entre le fluide dans le pieu et le sol.

$$Q_{cold} = \frac{T_{sol} - T_{tube}}{R_{th}} \quad (7)$$

Avec  $T_{tube} = \frac{T_{in} + T_{out}}{2}$ . On suppose que la température du tube est la moyenne entre la température d'entrée et de sortie. Cela revient à considérer que la température du tube est la température moyenne du fluide. Cela surestime faiblement la résistance thermique [10]. Il vient donc :

$$R_{th} = \frac{1}{Q_{cold}} \left( T_{sol} - \frac{T_{in} + T_{out}}{2} \right) \quad (8)$$

En combinant les équations (6) et (8), on obtient :

$$T_{in} = T_{sol} - Q_{cold} \left( \frac{1}{2C_{pq}} + R_{th} \right) \quad (9)$$

Dans leur article [11], Staffel et al donnent une approximation du COP en fonction de la différence de température entre le fluide dans le condenseur et dans l'évaporateur. Cette loi a été obtenue empiriquement grâce à une base de données [12] et s'écrit :

$$COP = 8,77 - 0,150 * (T_{hot} - T_{in}) + 0,000734 * (T_{hot} - T_{in})^2 \quad (10)$$

On considèrera, en première approximation que la température du fluide dans le condenseur est celle d'un plancher chauffant donc  $T_{hot} = 40^\circ C$  et que la température du fluide dans l'évaporateur correspond à la température du fluide qui entre dans le sol.

En remplaçant  $Q_{cold}$  et  $COP$  par leur expression littérale dans (4), on obtient finalement :

$$T_{in} = T_{sol} - Q_{hot} \left( 1 - \frac{1}{8,77 - 0,150(T_{hot} - T_{in}) + 0,000734(T_{hot} - T_{in})^2} \right) \left( \frac{1}{2C_{pq}} + R_{th} \right) \quad (11)$$

### 3.3 Estimation de la résistance thermique du pieu

L'équation (11) obtenue précédemment est une équation polynomiale de degré 3 en  $T_{in}$  que l'on peut résoudre par la méthode de Cardan à condition de connaître  $R_{th}$ .

Cette résistance représente une opposition au flux de chaleur provenant du sol, de la part du tube, du pieu et de la convection dans le tube et autour du pieu, et s'écrit :

$$R_{th} = R_{bet} + R_{tube} + R_{adv_{tube}} + R_{adv_{pieu}} = \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi\lambda_{bet}L} + \frac{\ln\left(\frac{r_3}{r_4}\right)}{2\pi\lambda_{tube}L} + \frac{1}{h_{tube}S_{tube}} + \frac{1}{h_{pieu}S_{pieu}} \quad (12)$$

Avec  $r_1$  et  $r_2$  les rayons externe et interne du pieu en béton (en m),  $r_3$  et  $r_4$  les rayons interne et externe du tube (en m).  $h_{tube}$  et  $h_{pieu}$  sont respectivement les coefficients de convection entre le fluide et le tube et entre l'eau souterraine et la surface du pieu.  $S_{tube}$  et  $S_{pieu}$  sont les surfaces d'échange du tube et du pieu pour le flux convectif (en m<sup>2</sup>). Enfin,  $\lambda_{tube}$  et  $\lambda_{bet}$  sont les conductivités thermiques du tube et du béton (en W/mK). Notons ici que cette formule suppose un tube unique et au centre du pieu, ce qui n'est pas vrai dans l'expérience puisque le tube est en U est légèrement excentré. Par conséquent, la résistance calculée ici est légèrement surestimée. Il s'agit ici d'un des raffinements possible du modèle.

#### 3.3.1 Calcul des coefficients de convection

Il est connu que le nombre de Nusselt représente le rapport de prédominance entre les phénomènes de convection et de conduction et est défini comme :

$$Nu = \frac{hL_c}{\lambda_{fluide}} \quad (13)$$

Avec  $L_c$ , la longueur caractéristique du système qui n'est autre que le diamètre du tube (ou du pieu), et  $\lambda_{fluide}$  la conductivité thermique du fluide (en  $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ).

En pratique, cette expression est le plus souvent utilisée pour déterminer  $h$ . Pour calculer  $Nu$ , des corrélations ont été empiriquement établies entre  $Nu$ ,  $Re$  et  $Pr$  qui sont respectivement les nombres adimensionnels de Nusselt, Reynolds et Prandtl. Ainsi, pour un écoulement turbulent ( $Re > 5000$ ) dans un tube dont la paroi est plus chaude que le fluide, on a [13]:

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^{0.4} \quad (14)$$

Le nombre de Prandtl est propre au fluide et le nombre de Reynolds est accessible grâce à la connaissance de la vitesse d'écoulement du fluide dans le tube. Ces corrélations donnent finalement accès à la valeur du coefficient de convection dans le tube.

Intéressons-nous maintenant à la convection qui existe autour d'un pieu lorsqu'un écoulement souterrain existe. La formule donnant le nombre de Nusselt est :

$$Nu = CRe^n Pr^{\frac{1}{3}}$$

Avec  $n$  et  $C$  obtenus après calcul de  $Re$  selon des abaques [13] :

Ainsi, le nombre de Reynolds calculé en prenant le diamètre du pieu comme longueur caractéristique donne accès au nombre de Nusselt et par la suite au coefficient de convection à la surface du pieu.

Il semble ici important de préciser que dans un milieu poreux homogène, un coefficient de dispersion thermique pourrait être considéré pour rendre compte de la combinaison entre la diffusion qui se fait aussi bien dans le milieu liquide que solide et la convection entre le fluide et la paroi du pieu. Ce coefficient de dispersion thermique dépend directement du nombre de Reynolds [14] qui serait ici calculé avec une longueur caractéristique relative à la taille des grains. Ce nombre de Reynolds serait très proche de 0. Il en découle que le coefficient de dispersion thermique serait approximativement égale à la conductivité thermique considérée dans ce problème (mesuré expérimentalement in situ).

Les deux différents coefficients de convection permettent le calcul de la résistance thermique et par conséquent de  $T_{in}$ . Cette donnée, obtenue pour une puissance échangée  $Q_{cold}$  va permettre de calculer un nouveau COP grâce à la formule de Staffel (11) et donc une nouvelle puissance échangée dans le sol qui pourra être imposée comme chargement thermique dans le modèle numérique à l'étape de calcul suivante.

#### **4. Impact de l'écoulement souterrain sur la performance de la pompe à chaleur**

Ces résultats sont utilisés pour étudier l'influence de la configuration des pieux activés et de la vitesse d'écoulement de l'eau souterraine sur les performances de la pompe à chaleur. La température initiale du sol et sa valeur fixe sur la frontière du modèle est donnée à 13 °C. Le processus de modélisation utilise une charge thermique continue (et non une activation quotidienne comme dans la partie 2 ou dans [8]) sur quatre pieux activés. La charge thermique globale est fixée pour donner une puissance de 736 W dans le système de chauffage au sol. Nous avons essayé trois schémas d'activation différents, représentés en figure 6. Enfin, pour un même calcul, la vitesse moyenne d'écoulement de l'eau est maintenue constante pendant tout le processus de modélisation. Mais afin d'évaluer son influence, le calcul a été effectué pour différentes vitesses moyennes d'écoulement de la nappe (entre 0 et 5,0 m/jour).

Lors de la première étape, la température du sol environnant est de 13 °C, ce qui donne un COP de 4,32 et une charge de puissance de -70W par mètre de pieux. Pour la deuxième étape, la charge thermique variable est calculée en mesurant la température moyenne du sol autour des pieux activés. La température est mesurée sur quatre points autour de chaque pieu actif, les 16 valeurs sont ensuite moyennées pour calculer la nouvelle valeur du COP et la charge de puissance imposée à la deuxième étape du calcul numérique.

Les résultats sont conformes à nos attentes. La figure 6 montre l'évolution du COP pendant les 72 heures de la simulation pour le cas 1 pour trois vitesses d'eau différentes. Nous observons que le comportement dépend effectivement des vitesses de l'eau. Dans chaque cas,

le COP part de la même valeur imposée par la température initiale du sol. Ensuite, cette valeur diminue rapidement en raison de la diminution de la température du sol. Finalement, la valeur du COP devient stable si le flux d'eau est assez rapide. En revanche, sans effet de lessivage thermique, le COP semble continuer à diminuer sans valeur finale. Ceci peut être expliqué par la stabilisation ou non du champ de température. En cas de débit d'eau suffisant, la dissipation de l'anomalie thermique sera équilibrée avec la charge thermique du système. Sans débit d'eau, cette anomalie continuera à gonfler diminuant ainsi la température du sol et le COP.

La figure 6 montre également la variation de la valeur finale calculée du COP en fonction des vitesses d'écoulement de l'eau (notez que pour des valeurs plus petites des vitesses d'écoulement de l'eau, cela ne correspond pas à une valeur stable, voir la figure ci-dessous). Nous observons sur cette figure que le COP dépend fortement des vitesses d'écoulement de l'eau.

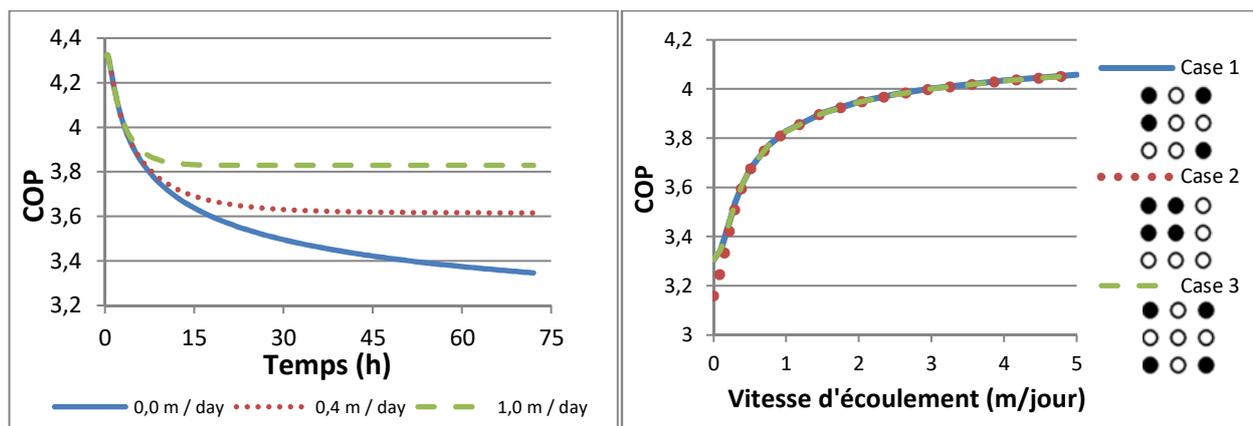


Figure 6 : Variation du COP en fonction du temps pour différentes vitesses d'écoulement et en fonction de la vitesse d'écoulement selon le cas

À partir d'un cas sans aucun écoulement d'eau, où le COP est inférieur à 3,2 dans le cas 2, le COP augmente rapidement avec l'accélération du débit d'eau. À partir de la valeur de 1 m/jour, le COP est supérieur à 3,8, et augmente lentement avec la vitesse de l'eau. La comparaison entre les 3 cas n'exhibe pas de différence, sauf pour les vitesses d'eau les plus lentes. Dans le cas 2, la proximité entre les quatre pieux actifs entraîne l'augmentation de l'anomalie thermique par un effet d'îlot, diminuant plus fortement la température du sol et le COP. Cet effet n'est pas observable dans les cas 1 et 3, en raison de la distance relativement importante entre les quatre pieux. Mais avec l'accélération de l'écoulement de l'eau, l'effet de lessivage thermique devient rapidement prédominant et supprime cet effet d'îlot thermique. Pour des vitesses d'écoulement de la nappe suffisamment importantes, l'efficacité du système dans les 3 cas sera équivalente.

## 5. Conclusion

En résumé, nous nous proposons dans ce document d'étudier le comportement thermique et l'interaction des géostructures thermiques à l'aide d'une modélisation expérimentale et numérique. Les résultats, numériques et expérimentaux, permettent d'observer le comportement thermique d'un groupe de pieux et leurs interactions au sein du groupe, en particulier à l'intérieur d'un groupe de pieux. De plus, grâce au travail numérique, nous avons pu évaluer l'influence de l'écoulement des eaux souterraines sur l'efficacité énergétique du système. Il apparaît d'une part que l'écoulement souterrain dissipe rapidement les anomalies thermiques et limite donc les interactions entre les pieux et par conséquent entre de potentiels différents groupes de pieux. D'autre part, l'écoulement souterrain favorise le fonctionnement

de la pompe à chaleur dans la mesure où le COP augmente avec la vitesse d'écoulement de la nappe. Cette augmentation atteint un seuil, mais le point important est qu'en dessous d'une vitesse d'un mètre par jour, une légère augmentation de vitesse implique une forte augmentation du COP. Ce travail pourrait être extrapolé à l'échelle d'une ville afin d'évaluer les interactions thermiques sur une plus grande distance et dans le cadre d'installations multiples.

## Références

- [1] Ding, G., Jiao, J.J., Zhang, D., 2008. Modelling study on the impact of deep building foundations on the groundwater system. *Hydrological Processes: An International Journal* 22, 1857–1865. Mickey 2Gen, *Universality in question*, Presses Universitaires du Plateau (1999).
- [2] Pujades, E., López, A., Carrera, J., Vázquez-Suñé, E., Jurado, A., 2012. Barrier effect of underground structures on aquifers. *Engineering geology* 145, 41–49.
- [3] Bourne-Webb, P., Burlon, S., Javed, S., Kürten, S., Loveridge, F., 2016. Analysis and design methods for energy geostructures. *Renewable and sustainable energy reviews* 65, 402–419
- [4] Fromentin, A., Pahud, D., Jacquier, C., Morath, M., 1997. Recommandations pour la réalisation d'installations avec pieux échangeurs. *empfehlungen für energiepfahlssystem*
- [5] CFMS, SYNTEC, 2017. Recommandations pour la conception, le dimensionnement et la mise en oeuvre des géostructures thermiques. *Revue Française de Géotechnique* 149, 120.
- [6] Delerabee, Y., 2019. Intégration thermique et mécanique des géostructures thermiques: de l'échelle du bâtiment à l'échelle de la cité. Ph.D. thesis. Paris E
- [7] Humbert, P., Dubouchet, A., Fezans, G., & Remaud, D. (2005). CESAR-LCPC, un progiciel de calcul dédié au génie civil. *Bulletin des laboratoires des ponts et chaussées*, 256, 7-37.
- [8] de Sauvage, J., Benitez, B. R., Szymkiewicz, F., & Badinier, T. (2020). Group effects in urban shallow geothermal energy. In *E3S Web of Conferences* (Vol. 205, p. 05017). EDP Sciences.
- [9] Badinier T et al. Groupe de pieux thermoactifs dans un écoulement aquifère: modélisation physique et numérique. In *JNGG 2020*, (pp. 8-p).
- [10] D. Marcotte, P. Pasquier. 2008. On the estimation of thermal resistance in borehole thermal conductivity test. *Renewable Energy*.
- [11] Staffell, I., Brett, D., Brandon, N., Hawkes, A., 2012. A review of domestic heat pumps. *Energy & Environmental Science* 5, 9291–9306.
- [12] Hua Qian, Yungang Wang; Modeling the interactions between the performance of ground source heat pumps and soil temperature variations, *Energy for Sustainable Development*, 2014
- [13] Yves Jannot; Transferts thermiques – Ecole des Mines Nancy; 2012
- [14] A. Testu, D. Didierjean, D. Maillet, C. Moyne, T. Metzger, T. Niass. 2006. Thermal dispersion for water or air flow through a bed of glass beads. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.09.002>



# Optimisation multicritère d'un système solaire inter-saisonnier

Arnaud LAPERTOT<sup>1\*</sup>, Benjamin KADOCH<sup>1</sup>, Olivier LE METAYER<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453 Marseille, France

\* (auteur correspondant : [arnaud.lapertot@univ-amu.fr](mailto:arnaud.lapertot@univ-amu.fr))

**Résumé** – Un système solaire thermique est couplé à un stockage de chaleur inter-saisonnier et à un ballon d'eau chaude sanitaire (ECS), il permet de capter l'énergie solaire afin de produire du chauffage et de l'ECS pour un bâtiment collectif. La procédure d'optimisation a été appliquée au système énergétique pour déterminer les meilleurs dimensionnements et régulations en prenant en compte un critère économique, énergétique et environnementale. La méthodologie d'optimisation est composée d'une analyse de sensibilité, d'une optimisation multi-objectif et d'une aide à la décision multicritère. L'influence de la stratification du stockage inter-saisonnier a été également étudié.

## Nomenclature

$E$  énergie, kWh

$\dot{m}$  débit massique, kg.s<sup>-1</sup>

$T$  température, °C

$S$  surface, m<sup>2</sup>

$V$  volume, m<sup>3</sup>

*Symboles grecs*

$\Delta T$  différence de température, °C

*Indices et exposants*

cons consigne

fe fluide entrée

fs fluide sortie

thm thermique

dem demande

r réseau

rs retour au stockage

s stockage

*Abréviations*

ECS eau chaude sanitaire

CO<sub>2</sub> dioxyde de carbone

LCOE levelized cost of energy (€/kWh)

## 1. Introduction

En France, la consommation d'énergie augmente rapidement depuis ces dernières années. Le secteur du bâtiment représente 44 % de la consommation d'énergie et près de 25 % des émissions de CO<sub>2</sub> [1]. De plus, le chauffage et l'eau chaude sanitaire (ECS) représentent 75 % de la consommation totale dans les bâtiments et est responsable de 20 % des émissions de CO<sub>2</sub> [1]. Pour réduire l'impact énergétique, économique et environnemental, il faut élaborer des systèmes basés sur les énergies renouvelables afin de satisfaire les besoins énergétiques des bâtiments. Il est également nécessaire d'appliquer une procédure d'optimisation pour déterminer le meilleur dimensionnement et la meilleure régulation du dispositif.

Une méthodologie d'optimisation multi-objectif est appliquée à un système inter-saisonnier pour la production de chauffage et d'eau chaude sanitaire. La modélisation du système est présentée dans la partie 2. Ensuite, une analyse de sensibilité est appliquée, avec la méthode de Morris, pour observer l'impact des paramètres sur les objectifs et ainsi déterminer les facteurs les plus influents. Puis, une procédure d'optimisation multicritère, avec l'algorithme par essaim particulaire PSO, permet d'identifier les solutions qui possèdent un bon compromis entre les objectifs. Enfin, une aide à la décision multicritère, avec la méthode VIKOR, est utilisée pour sélectionner la meilleure solution. Les critères sont de minimiser le coût de l'énergie et les émissions de CO<sub>2</sub>, et de maximiser la fraction solaire. Les variables du système sont les paramètres de dimensionnement et de régulation. Les résultats de la méthodologie d'optimisation sont décrits par la partie 3. Une discussion sera également apportée sur l'influence de la stratification du stockage de chaleur inter-saisonnier.

## 2. Description du modèle

### 2.1. Modélisation du système

Un bâtiment collectif de huit habitations permet de capter de l'énergie à l'aide de ses panneaux solaires thermiques pour la stocker dans un ballon de stockage inter-saisonnier de chaleur et dans un ballon d'eau chaude sanitaire, comme illustré par la figure 1. Plus concrètement, ce dispositif permet de stocker de l'énergie en été pour la réutiliser en hiver sous forme de chaleur et au cours de l'année sous forme d'eau chaude sanitaire. Les données météorologiques de la ville de Marseille située dans le sud de la France sont considérées pour cette étude.

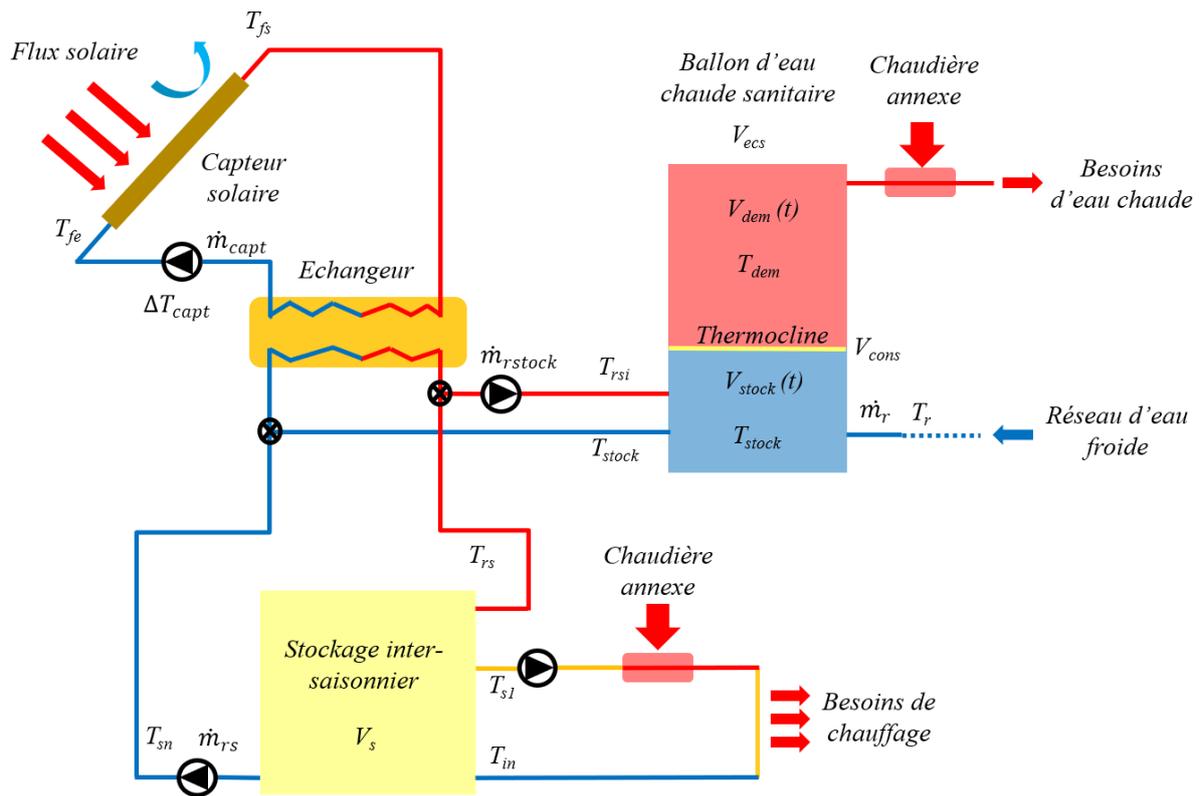


Figure 1 : Schéma du système solaire thermique inter-saisonnier.

La modélisation du système énergétique est détaillée dans [2]. Dans un premier temps, les panneaux solaires captent de l'énergie solaire afin de chauffer un fluide calorifique qui circule dans la boucle des capteurs à l'aide d'une pompe. Ensuite, un échangeur de chaleur à plaques eau-eau transfère la chaleur vers un autre fluide calorifique. Ce circuit est connecté à un stockage inter-saisonnier de chaleur et à un ballon d'eau chaude sanitaire, il est muni de deux pompes qui permettent de réguler l'un des deux types de stockage, sachant que le ballon d'ECS est prioritaire puisque sa demande est plus faible. De plus, le stockage inter-saisonnier permet de conserver de la chaleur, il est situé dans le sol et est soumis à des pertes thermiques. Le ballon d'ECS permet de stocker de l'eau chaude sanitaire. Il est situé à l'intérieur du bâtiment et ne subit pas de pertes de chaleur. Dans un second temps, le puisage dans le stockage inter-saisonnier permet de satisfaire les besoins de chauffage, le ballon est rempli avec de l'eau froide. Si le stockage ne contient pas assez d'énergie, alors le système d'appoint au gaz fournira la part d'énergie manquante. Il en est de même pour le stockage d'eau chaude sanitaire, mais dans ce cas, le ballon est approvisionné directement avec de l'eau froide du réseau.

## 2.2. Stockage de chaleur inter-saisonnier

Le stockage thermique permet de conserver de l'énergie sous forme de chaleur. La température dans le ballon augmente si les capteurs solaires thermiques fournissent de l'énergie et diminue s'il y a du puisage ou des pertes thermiques.

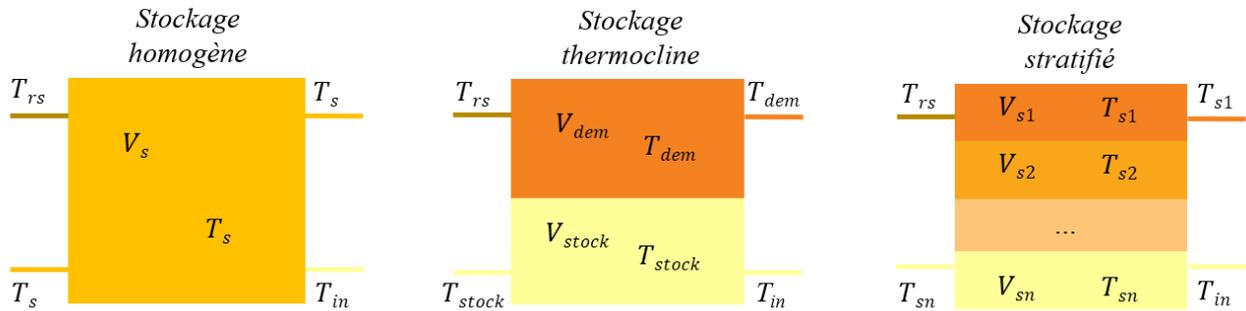


Figure 2 : Schéma du modèle homogène (gauche), thermocline (centre) et stratifié (droite) pour le stockage inter-saisonnier.

Cette étude consiste aussi à observer l'influence de différents modèles pour le stockage inter-saisonnier sur les résultats. Le premier est un ballon à une température homogène  $T_s$  [2]. Le deuxième correspond au modèle de la thermocline avec une partie d'eau chaude à la température de consigne et une partie d'eau froide à la température du stockage qui est calculée avec une EDP. Le troisième est le stockage stratifié composé de  $n = 10$  volumes identiques avec des températures du plus chaud dans la strate supérieure au plus froid dans la strate inférieure [4]. Par ailleurs, la température en entrée du ballon  $T_{in}$  est définie par la température de la strate la plus haute moins ce qui est prélevé pour le chauffage qu'on estime à  $\Delta T_{chauf}$ .

$$T_{in} = T_{s1} - \Delta T_{chauf} \quad (1)$$

## 2.3. Variables et objectifs

Le système est constitué de nombreuses variables qui peuvent avoir un impact sur le dispositif (voir tableau 1). Une procédure d'optimisation est appliquée aux paramètres de dimensionnement tels que la surface  $S_{capt}$ , l'inclinaison  $ia$  des capteurs solaires thermiques, le volume du ballon d'eau chaude sanitaire  $V_{ecs}$  et le stockage de chaleur inter-saisonnier  $V_s$ . Les paramètres de régulation sont la différence des températures entre la sortie et l'entrée du fluide calorifique des capteurs solaires  $\Delta T_{capt}$  qui permet d'activer la pompe dans le circuit des collecteurs. La différence de température  $\Delta T_{chauf}$  estime la diminution de la température prélevée pour le réseau de chauffage. De plus, le volume de consigne de la thermocline  $V_{cons}$  permet d'activer la pompe du ballon d'ECS si la position de la thermocline est supérieure à ce volume sinon c'est la pompe du stockage de chaleur qui prend le relai.

$$\Delta T_{capt} = T_{fs} - T_{fe} \quad (2)$$

$$V_{cons} = \frac{V_{stock}}{V_{ecs}} \quad (3)$$

Facteur	$V_{cons}$ [%]	$\Delta T_{capt}$ [K]	$\Delta T_{chauf}$ [K]	$V_{ecs}$ [ $m^3$ ]	$V_s$ [ $m^3$ ]	$S_{capt}$ [ $m^2$ ]	$ia$ [°]
Min	0.25	2	2	0.6	100	100	0
Ref	0.50	4	4	1.2	200	200	45
Max	0.75	6	6	1.8	300	300	90

Tableau 1 : Récapitulatif des valeurs limites des paramètres.

Les objectifs du problème d'optimisation sont de minimiser le coût de l'énergie  $LCOE$  et les émissions de dioxyde de carbone  $f_{CO_2}$ , et de maximiser la fraction solaire  $F_s$ .

Tout d'abord, le  $LCOE$  est la somme des coûts incluant l'investissement, la maintenance et l'opération. Ce coût total est divisé par l'énergie produite sous forme de chaleur et d'eau chaude sanitaire sur une année multipliée par le temps de vie de fonctionnement du système égal à  $N_{année} = 30$  ans.

$$LCOE = \frac{Coût_{investissement} + Coût_{maintenance} + Coût_{opération}}{N_{année} * (E_{demande\ thm} + E_{demande\ ECS})} \quad (4)$$

La fraction solaire annuelle correspond au rapport entre l'énergie produite par les capteurs solaires thermiques et les besoins d'énergie sous forme de chaleur et d'eau chaude sanitaire.

$$F_s = \frac{E_{produite\ thm}}{E_{demande\ thm} + E_{demande\ ECS}} \quad (5)$$

Les émissions de dioxyde de carbone annuelles au gramme par kWh sont obtenues en réalisant le rapport entre l'énergie auxiliaire et la demande totale en énergie.

$$f_{CO_2} = \frac{E_{auxiliaire} * g_{CO_2}}{E_{demande\ thm} + E_{demande\ ECS}} \quad (6)$$

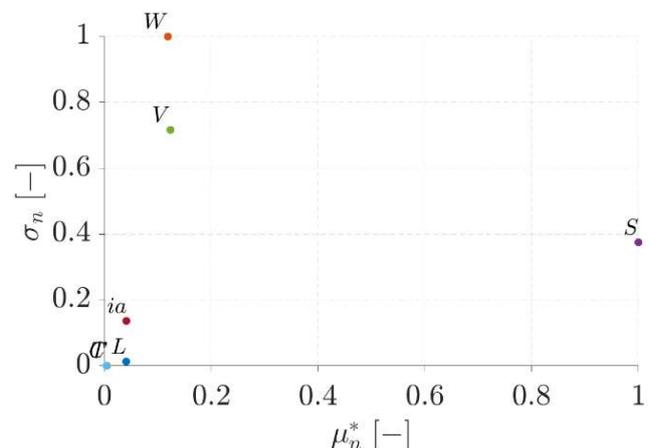
Le coût d'investissement prend en compte le prix des capteurs solaires thermiques, du ballon de stockage de chaleur inter-saisonnier et d'eau chaude sanitaire. Le coût d'opération est égal au prix de l'électricité multiplié par l'énergie consommée par le système d'appoint. Le coût de maintenance tient compte du nettoyage des capteurs.

### 3. Résultats et discussions

#### 3.1. Analyse de sensibilité

Une étude d'analyse de sensibilité est réalisée pour identifier les paramètres les plus influents en prenant en compte leurs interactions. La méthode de Morris a été développée dans [5], son principe consiste à faire varier un facteur à la fois en répétant le processus. Cette analyse est peu coûteuse, car elle nécessite  $N_{rep} (N_{var} + 1)$  évaluations, avec  $N_{rep}$  l'ensemble des répétitions et  $N_{var}$  le nombre de variables. Cette technique ne requiert pas d'hypothèse sur la forme du modèle, mais, l'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne donne pas de valeur quantitative sur la contribution du facteur puisqu'elle fournit seulement un classement. Elle calcule la variance  $\sigma$ , la moyenne  $\mu$  et sa valeur absolue  $\mu^* = |\mu|$ .

<b><math>\sigma</math> élevé</b>	facteur influent, effet non monotone et/ou interactions	facteur influent, effet non linéaire et/ou interactions
<b><math>\sigma</math> faible</b>	facteur négligeable	facteur influent, effet linéaire
	<b><math>\mu</math> faible</b>	<b><math>\mu</math> élevé</b>



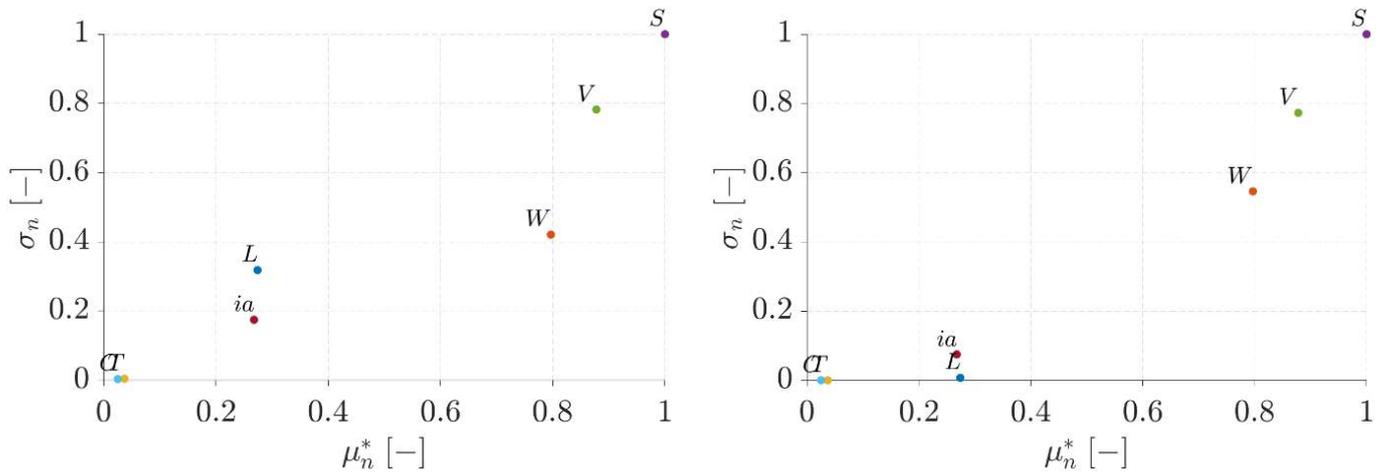


Figure 3 : Variation des valeurs normalisées de  $\sigma$  en fonction de  $\mu^*$  pour le LCOE en haut, pour la  $F_s$  en bas à gauche et pour le  $f_{CO_2}$  en bas à droite dans le cas d'un stockage stratifié.

La figure 3 montre que la surface des capteurs solaires, les volumes du stockage de chaleur et d'ECS sont les facteurs les plus prépondérants, car leurs moyennes absolues sont élevées. En effet, lorsque  $S_{capt}$  augmente, l'énergie captée est plus élevée et lorsque  $V_s$  et  $V_{ecs}$  augmentent, l'énergie stockée est plus élevée, ce qui implique que l'énergie d'appoint est plus faible. Pour le LCOE, les variables  $V_s$  et  $V_{ecs}$  ont des effets d'interaction. Pour la  $F_s$  et le  $f_{CO_2}$ , les facteurs  $S_{capt}$  et  $V_s$  ont également des effets de couplage puisque la variance est élevée. L'inclinaison des capteurs et le volume de consigne ont une faible influence pour les trois objectifs et les deux différences de températures  $\Delta T_{capt}$  et  $\Delta T_{chauf}$  n'ont pas d'impact sur les critères.

Le tableau 2 présente la hiérarchie des différentes variables pour les trois stockages de chaleur. Les modèles permettent de fournir un classement similaire. Le classement de Morris est réalisé à partir de la distance normalisée moyennée  $\overline{D}_n^*$ . Les cinq premières variables sont les facteurs les plus influents, car ils ont une distance supérieure à 0.1.

Nom	$D_n^*(1)$ [-]	$D_n^*(2)$ [-]	$D_n^*(3)$ [-]	$\overline{D}_n^*$ [-]	Rang Morris
$S = S_{capt}$	1.000	1.000	1.000	1.000	1
$V = V_s$	0.665	0.635	0.779	0.693	2
$W = V_{ecs}$	0.586	0.547	0.754	0.629	3
$ia$	0.219	0.441	0.185	0.282	4
$L = V_{cons}$	0.167	0.131	0.177	0.158	5
$T = \Delta T_{capt}$	0.058	0.063	0.019	0.047	6
$C = \Delta T_{chauf}$	0.000	0.010	0.013	0.008	7

Tableau 2 : Classement des paramètres à partir des distances normalisées  $D_n^*$  pour un stockage homogène (1), thermocline (2) et stratifié (3) et de la distance normalisée moyennée  $\overline{D}_n^*$ .

Les distances sont déterminées par  $D_n^*(i) = \frac{D^*(i)}{\max(D^*)}$  et  $D^*(i) = \sqrt{\sigma^2 + \mu^{*2}}$ .

Les paramètres de dimensionnement ont beaucoup plus d'influence que les variables de régulation sur les objectifs. Les facteurs sélectionnés pour la procédure d'optimisation sont l'inclinaison  $ia$ , la surface des capteurs solaires thermiques  $S_{capt}$ , le volume du stockage inter-saisonnier  $V_s$  et d'eau chaude sanitaire  $V_{ecs}$  et le volume de consigne  $V_{cons}$ . Les autres paramètres sont fixés à leur valeur de référence. Le modèle du stockage n'a pas d'influence sur le classement des paramètres, par la suite, le stockage stratifié sera utilisé pour l'optimisation.

### 3.2. Application de l'optimisation multi-objectifs

L'algorithme « Particle Swarm Optimization » PSO, détaillé dans [6], consiste à faire évoluer un essaim de particule afin de déterminer toutes les solutions qui ont un bon compromis entre les objectifs, ces solutions se regroupent sur le front de Pareto. Pour résoudre le problème d'optimisation multi-objectif, 250 000 évaluations sont nécessaires, pour cela, la méthodologie a été implémentée et parallélisée sur Fortran avec 50 processeurs.

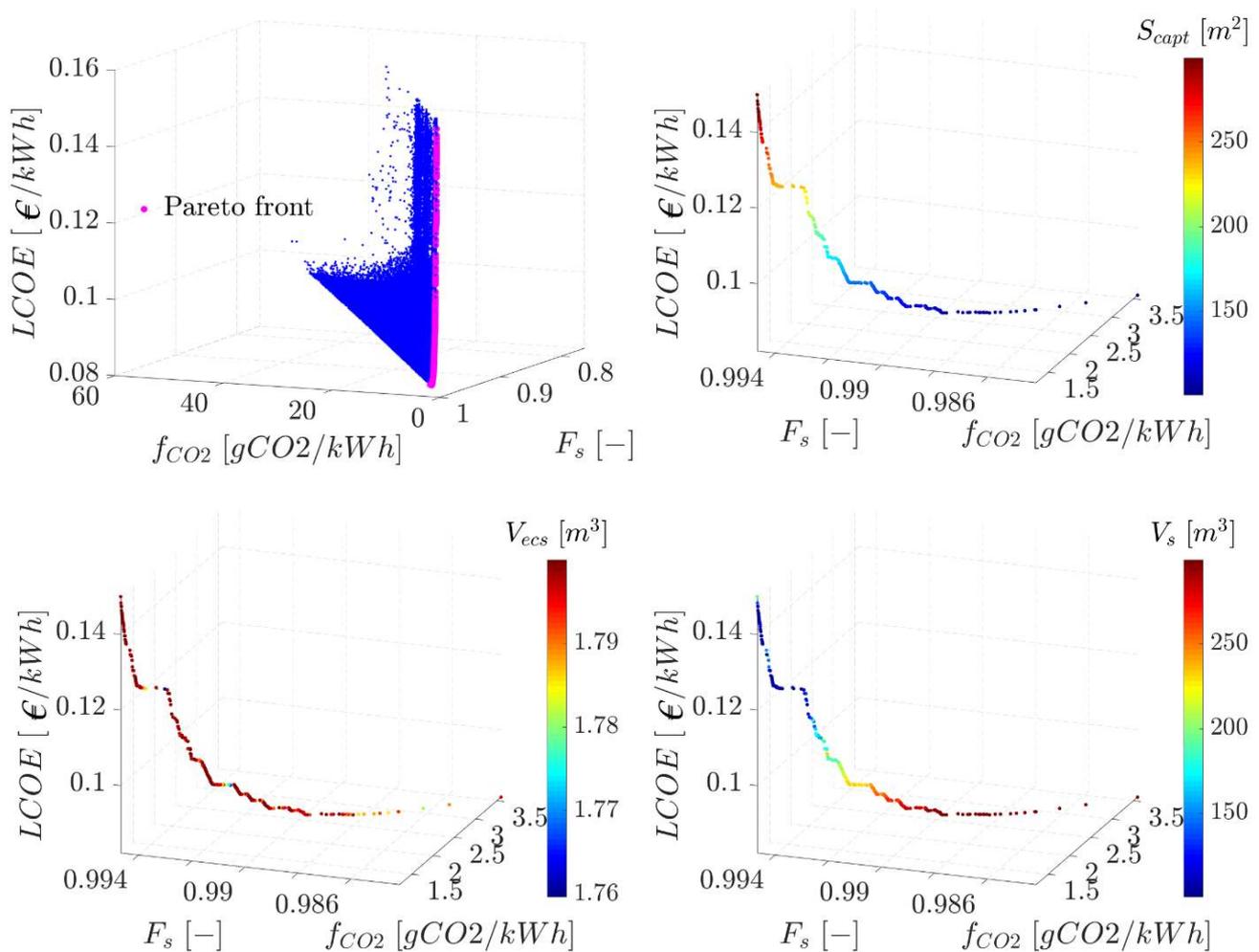


Figure 4 : Front de Pareto pour les différentes variables pour un stockage stratifié.

La figure 4 illustre l'ensemble des solutions obtenues en fonction des trois critères. Les points bleus correspondent à l'ensemble des solutions et les points roses au front de Pareto. Les résultats montrent que lorsque le  $LCOE$  diminue entre 0.15 et 0.08 €/kWh et la  $F_s$  diminue entre 0.995 et 0.984, le  $f_{CO_2}$  augmente entre 1.5 et 3.5 g/kWh. Parmi les solutions de Pareto, certains points ne minimisent que le  $LCOE$  (partie droite du front), d'autres solutions améliorent la  $F_s$  et le  $f_{CO_2}$  (partie gauche) et les points au centre constituent de bons compromis pour les trois objectifs. Le maximum de  $F_s$  est obtenu pour une grande surface  $S_{capt}$  afin de récupérer plus d'énergie solaire, un grand volume  $V_{ecs}$  pour stocker le plus d'énergie possible mais un faible  $V_s$  pour éviter les pertes de chaleur entre le stockage thermique et le sol. Dans ce cas, les émissions de dioxyde de carbone  $f_{CO_2}$  diminuent, car l'énergie auxiliaire est plus faible donc le système a moins recours au chauffage à gaz. De même, le  $LCOE$  augmente puisque le système coûte beaucoup cher sachant que les besoins de chauffage et d'ECS sont similaires.

Par ailleurs, la fraction solaire n'est pas égale à un, effectivement, les besoins de chauffage sont totalement assurés mais pas les besoins d'ECS en raison d'un volume de stockage d'eau

chaude trop faible. En effet, le système a recours aux énergies auxiliaires lorsque les conditions météorologiques sont défavorables pendant plusieurs jours consécutifs.

### 3.3. Application d'une aide à la décision

La méthode d'aide à la décision VIKOR [7] est utilisée pour déterminer la meilleure solution parmi le front de Pareto. Elle consiste à sélectionner le point le plus proche de la solution idéale (min  $LCOE$ , min  $f_{CO_2}$  et max  $F_s$ ) avec un poids de 1 pour chaque objectif.

Le tableau 3 présente les valeurs des objectifs et des variables de la solution optimale. Le  $LCOE$  a une valeur de 0.089 €/kWh donc le système a un coût de l'énergie plus faible que le prix de l'électricité de 0.120 €/kWh en France. La fraction solaire est égale à 0.99, puisque le système n'a presque pas recours aux énergies auxiliaires. Les émissions de CO2 sont de 2.264 g/kWh donc le système a un impact environnemental très faible. Selon [8], les émissions de CO2 dans les bâtiments représentent 227 g/kWh pour le chauffage avec le gaz naturel et 147 g/kWh avec l'électricité, ce qui est largement supérieur à la valeur obtenue.

De plus, la surface des collecteurs doit être égale à 118 m<sup>2</sup>, le volume de stockage d'ECS est de 1.8 m<sup>3</sup>, le volume de stockage inter-saisonnier de 299 m<sup>3</sup> et l'inclinaison des capteurs de 40 °. La régulation du système permet de remplir le ballon de stockage d'ECS quand le volume de consigne est de 33 %. Le système permet d'atteindre de haute performance pour les trois stockages de chaleur, car la valeur de  $\sigma$  est inférieure à 10 % sur les objectifs.

/	Objectifs			Variables				
	Paramètre	$LCOE$	$F_s$	$f_{CO_2}$	$V_{cons}$	$S_{capt}$	$V_{ECS}$	$V_s$
Unité	€/kWh	–	g/kWh	%	m <sup>2</sup>	m <sup>3</sup>	m <sup>3</sup>	°
Homogène	0.090	0.991	2.153	40.51	124.9	1.798	298.4	36.88
Thermocline	0.091	0.990	2.269	30.25	118.5	1.793	299.8	45.10
Stratifié	0.085	0.989	2.369	28.91	109.4	1.798	298.9	39.31
$\bar{x}$	0.089	0.990	2.264	33.22	117.6	1.796	299.0	40.43
$\sigma$ [%]	2.757	0.067	3.259	14.62	4.649	0.124	0.171	7.701

Tableau 3 : Solution optimale du système solaire inter-saisonnier.

L'écart relatif moyen et la moyenne sont exprimés par :  $\sigma = \frac{1}{3} \sum \left( \frac{x - \bar{x}}{\bar{x}} \right)$  et  $\bar{x} = \frac{1}{3} \sum (x)$ .

### 3.4. Analyse de la solution optimale

La figure 5 à gauche, illustre l'évolution de l'énergie pour le stockage stratifié, il est vide en mars et est rempli en septembre. Les valeurs sont considérées positives si le stockage gagne de l'énergie thermique et négative s'il en perd. Le stockage de l'énergie se reconstitue entre avril et août grâce à la récupération de l'énergie solaire et se désemplit entre octobre et février à cause des besoins de chauffage. Quand le stockage de chaleur est plein, les capteurs solaires sont utilisés pour les besoins quotidiens en eau chaude sanitaire et pour couvrir les pertes thermiques. Si le stockage de chaleur est épuisé, le système utilise de l'énergie auxiliaire et en particulier lorsque les ressources solaires sont très faibles pendant plusieurs jours consécutifs. Les besoins d'eau chaude sanitaire ne sont pas assurés totalement par le stockage d'ECS, c'est pourquoi la fraction solaire n'est pas égale à un.

La figure 5 à droite, montre que la température diminue en hiver et augmente en été pour les mêmes raisons que précédemment. Le ballon thermocline (courbe verte) est très similaire au modèle homogène (courbe rouge) avec une diminution de la température dans la partie basse à une valeur  $T_{in}$  quand le stockage est rempli. Le modèle stratifié (courbe bleue) permet d'atteindre une température plus élevée dans la strate supérieure quand le ballon est plein.

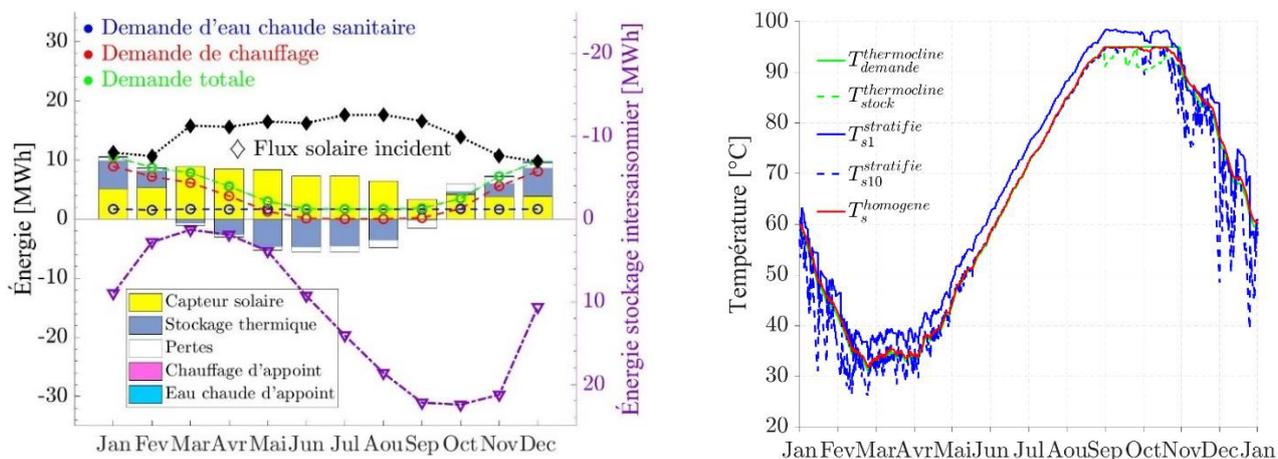


Figure 5 : Evolution de l'énergie (gauche) et de la température (droite) dans le stockage de chaleur.

## 4. Conclusion

Une méthodologie d'optimisation a été appliquée à un système solaire thermique avec des stockages thermiques pour la production d'eau chaude sanitaire et de chauffage. Tout d'abord, l'analyse de sensibilité a permis de déterminer les facteurs les plus influents à l'aide de la méthode de Morris. L'algorithme PSO identifie le front de Pareto et la méthode VIKOR sélectionne le meilleur compromis. Pour un bâtiment collectif de Marseille, le système doit être composé de volumes de stockage de chaleur inter-saisonnier et d'ECS élevés, et une surface des capteurs faible. Pour ce dimensionnement, le système permet d'atteindre de haute performance énergétique. Le modèle du stockage n'a pas une grande importance sur l'analyse de sensibilité et l'optimisation, car les résultats sont très similaires. Dans la suite de cette étude, il serait intéressant d'étudier différentes conditions climatiques moins favorables et de considérer des contraintes telles que la surface des panneaux ou le volume de stockage, puisque ces paramètres peuvent engendrer des problèmes d'aménagement.

### Remerciements

Le "Centre de Calcul Intensif d'Aix-Marseille" est remercié pour l'accès à ses ressources de calcul haute performance.

### Bibliographie

- [1] Réglementation environnementale RE2020 (2022). <https://www.ecologie.gouv.fr/reglementation-environnementale-re2020>. Consulté en avril 2022.
- [2] S. Launay, B. Kadoch, O. Le Metayer, C. Parrado. Analysis strategy for multi-criteria optimization: Application to inter-seasonal solar heat storage for residential building needs. *Energy* 171 (2019), p. 419–434. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.energy.2018.12.181>.
- [3] G. Segond. « Etudes des couplages thermohydrauliques en régime variable d'un système thermique avec stockage : application à la production d'eau chaude sanitaire à partir de la valorisation d'une source de chaleur basse température ». Thèse de doctorat à l'université Aix-Marseille, 2015, <http://www.theses.fr/2015AIXM4722>.
- [4] R. Araya, F. Bustos, J. Contreras, A. Fuentes. Life-cycle savings for a flat-plate solar water collector plant in Chile. *Renewable Energy* 112 (2017), p. 365–377. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.05.036>.
- [5] M. D. Morris, Factorial sampling plans for preliminary computational experiments, *Technometrics*, 33 (1991) 161-174.
- [6] Mohamad Zihin bin Mohd Zain, Jeevan Kanesan, Joon Huang Chuah, Saroja Dhanapal, Graham Kendall, A multi-objective particle swarm optimization algorithm based on dynamic boundary search for constrained optimization, *Applied Soft Computing* 70 (2018), p. 680-700, DOI : <https://doi.org/10.1016/j.asoc.2018.06.022>.
- [7] G. H. Tzeng, J. J. Huang, Multiple attribute decision making: Methods and applications, *CRC Press, Taylor and Francis Group, A Chapman & Hall Book, Boca Raton*, 2011. DOI: <https://doi.org/10.1201/b11032>.
- [8] Les facteurs d'émission de gaz à effet de serre (2019). [Les facteurs d'émission de gaz à effet de serre](https://www.notre-environnement.gouv.fr/les-facteurs-d-emission-de-gaz-a-effet-de-serre) Émissions de gaz à effet de serre - notre-environnement.gouv.fr. Consulté en avril 2022.

# Étude expérimentale à échelle réduite d'un bassin de toit – Performance de rafraîchissement en climat océanique

Feryal CHTIOUI\*, Jean-Paul BAROUX, Emmanuel BOZONNET, Patrick SALAGNAC

LaSIE (UMR CNRS 7356), La Rochelle Université, Av. M. Crépeau, 17042 La Rochelle, France

\*(auteur correspondant : feryal.chtioui1@univ-lr.fr)

**Résumé** - Dans ce papier, on s'intéresse à une technique de rafraîchissement qui est la rétention d'eau en toiture. Un prototype expérimental à échelle réduite, représentant un bâtiment climatisé possédant une toiture-terrasse, a été mis en place et instrumenté. Différents prototypes de toitures sont considérés (bitume, revêtement « cool », bassin d'eau) et testés en climat océanique (La Rochelle). Le prototype, installé en extérieur, permet d'évaluer le flux de chaleur traversant la toiture et les températures de surface de l'enveloppe. Les résultats montrent que la solution du revêtement « cool » et celle du bassin d'eau génèrent un rafraîchissement passif significatif en termes de réduction de température de surface de toiture.

**Mots-clés** : Expérimentation, Rafraîchissement passif, Bassin d'eau, Toiture, Bâtiment

## Nomenclature

$e$  épaisseur, m  
 $E$  éclairement solaire,  $W/m^2$   
 $p$  pression, Pa  
 $T$  température, K  
 $v$  vitesse de vent, m/s

### Symboles grecs

$\alpha$  absorptivité solaire, -  
 $\varepsilon$  émissivité thermique, -  
 $\varphi$  densité de flux,  $W/m^2$   
 $\lambda$  conductivité thermique,  $W/(m.K)$   
 $f$  facteur de décrémentation, -

### Indices et exposants

CD conduction  
 CR toiture « froide » (cool roof)  
 CV convection  
 i intérieur  
 LW grandes longueurs d'onde  
 o extérieur  
 rs surface de la toiture  
 Réf référence (toiture bitumineuse)  
 RPB bassin d'eau avec fond en bitume  
 SW courtes longueurs d'onde  
 vs vapeur saturante  
 V évaporation  
 w eau

## 1. Introduction

Historiquement, les bâtiments ont été conçus pour répondre à un ensemble connu et prédéterminé de conditions climatiques. Cependant, le climat évolue et sera très différent dans les années à venir avec des périodes caniculaires importantes. On peut le constater actuellement avec les nombreux problèmes d'inconfort générés en période estivale pour les bâtiments non climatisés. La solution « tout climatisé » n'est pas pérenne du fait que ces derniers sont fortement consommateurs d'énergie et utilisent des fluides frigorigènes qui sont de puissants gaz à effet de serre (GES). Pour pallier à cette évolution et limiter le recours à des systèmes de climatisation, il est important de proposer et de développer des solutions de rafraîchissement passif.

Dans cette étude, on s'intéresse aux solutions de rafraîchissement passif qui peuvent être intégrées aux bâtiments possédant des toitures-terrasses afin d'améliorer leur résilience face aux fortes vagues de chaleur. Le rafraîchissement passif a été clairement défini par Jeffry

Cook [1] comme toute technique de conception de bâtiment qui non seulement empêche la chaleur extérieure de pénétrer au sein de celui-ci, mais qui transfère également la chaleur intérieure vers un puits de chaleur naturel. Abrams [2] et Cook [1] résument les recherches sur le rafraîchissement passif en cinq grandes catégories, à savoir : le rafraîchissement radiatif, le rafraîchissement par évaporation, la limitation des gains de chaleur, le couplage avec le sol et le rafraîchissement par ventilation.

Ici, on s'intéresse aux bâtiments commerciaux et industriels. Ceux-ci possèdent généralement une toiture-terrasse de grande dimension. Cette dernière est l'élément de l'enveloppe de bâtiment le plus exposé aux conditions météorologiques. La littérature scientifique présente différents travaux réalisés pour ce type de toiture.

La technique de type « cool roof » consiste à utiliser un revêtement ayant un albédo élevé afin de réfléchir fortement l'éclairement solaire, et ainsi de réduire les apports solaires au bâtiment. Il a été prouvé que cette technique réduit considérablement les charges de refroidissement dans les régions chaudes pendant les périodes estivales. À Iráklion, en Crète, une économie d'énergie de 27 % a été réalisée en utilisant une peinture « cool » ayant une réflectivité solaire de 0,89 [3]. À Catane, en Italie, lors de la journée la plus chaude de l'année, la température du toit a été diminuée de 60°C à 30°C et la charge de pointe de refroidissement a été réduite de 44 % avec une peinture de réflectivité solaire de 0,85 [4].

Concernant le rafraîchissement par évaporation, la littérature scientifique décrit cette solution comme étant probablement l'approche la plus efficace pour les bâtiments situés dans les régions chaudes et arides. Le système de bassin de toit a été étudié pour la première fois en 1920 à l'Université du Texas [2]. A partir de 1967, Harold R. Hay et al. [5] ont travaillé sur un système de bassin de toit et ont déposé un brevet « Skytherm » utilisant ce principe de rafraîchissement. À ce jour, de nombreuses études théoriques et expérimentales sur les bassins de toit ont été réalisées. Plusieurs configurations de bassins de toit ont été proposées et classées en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau, de la masse thermique, des propriétés d'isolation et de l'ajout d'éléments d'ombrage ou de matériaux réfléchissants [6,7]. On peut citer notamment une typologie de bassin de toit développée pour limiter les pertes d'eau par évaporation en plaçant une couverture réfléchissante sur le bassin d'eau [8]. La nuit, la vapeur se condense et retombe dans le bassin. Tang et al. [9] ont conçu un système de bassin de toit avec des matériaux absorbants remplis d'eau. Cette typologie se comporte comme un réservoir tampon, stockant l'énergie de la chaleur excédentaire sous forme d'eau chaude. Diverses typologies ont été développées sur ce principe [10,11]. Krüger et al. [12] ont étudié un bassin de toit situé à Maracaibo au Vénézuéla et estimé l'effet du bassin sur la réduction de la température intérieure à partir d'un coefficient de performance (COP). Une valeur de 0,3 pour un climat chaud et humide a été trouvée, comparable aux valeurs obtenues (environ 0,45) pour un climat chaud et sec (région du Néguev, Israël). Raeissi [13] a étudié différents bassins de toit pour un bâtiment climatisé à Shiraz, Iran. Pour les jours d'été typiques, les charges de refroidissement quotidiennes ont été réduites respectivement d'environ 79 %, 58 % et 44 % pour un bassin de toit ombragé, un bassin de toit ouvert et un toit nu ombragé.

Le présent article étudie trois techniques de toitures : une toiture avec un bassin d'eau (5 cm d'eau initialement) dont le fond est en bitume (Solution 1), une toiture avec un revêtement de type « cool-roof » (Solution 2) et une toiture bitumineuse que l'on considérera comme la toiture de référence. La Figure 1 présente ces trois toitures et les échanges thermiques entre les toitures et le milieu extérieur : le rayonnement courtes longueurs d'onde (SW) qui correspond aux apports solaires ( $E$ ), les échanges convectifs vers l'air ambiant ( $\varphi_{Cv0}$ ), les échanges radiatifs en grandes longueurs d'onde (LW) vers la voûte céleste ( $\varphi_{LW,net}$ ) et les échanges évaporatifs ( $\varphi_v$ ) pour le bassin d'eau.

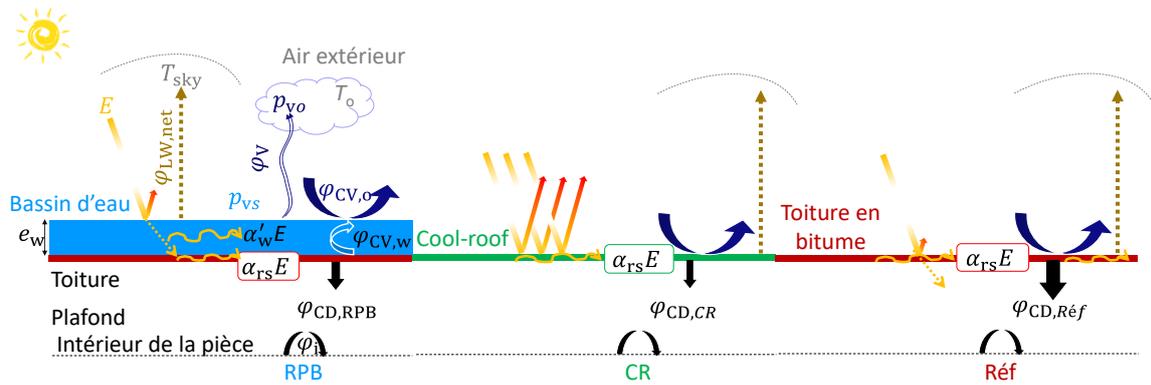


Figure 1 : Les différents échanges thermiques et massiques pour trois configurations de toiture.

L'objectif de l'étude est de comparer expérimentalement le potentiel de rafraîchissement de la solution « cool roof » (CR) et de la solution « bassin d'eau » (RPB) avec la solution de référence (Réf).

Après une description du dispositif expérimental mis en place, les premiers résultats obtenus pour les trois configurations en termes de température de surface et de flux échangés sont présentés et comparés.

## 2. Dispositif expérimental

Un montage expérimental a été installé à La Rochelle, en climat océanique, avec des hivers doux et des étés assez chauds. Le dispositif expérimental, présenté sur la Figure 2, possède un caisson en bois (OSB3) de dimension  $250 \times 70 \times 70 \text{ cm}^3$  et isolé par une couche de polystyrène extrudé d'épaisseur 4 cm.

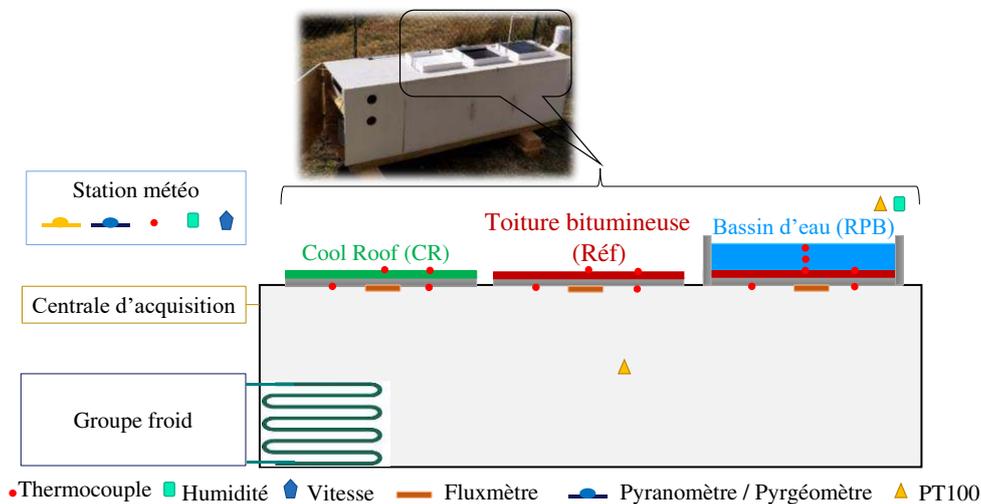


Figure 2 : Photo du dispositif expérimental et positionnement des capteurs sur les trois prototypes : toiture bitumineuse sèche, toiture froide (cool roof) et bassin d'eau.

Au-dessus du caisson sont positionnés trois bacs représentant les trois prototypes de toiture étudiés, chacun de dimension  $40 \times 40 \times 5 \text{ cm}^3$ . Ces bacs ont été construits en PVC de 18 mm ( $\lambda = 0,13 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ). Trois configurations de toiture sont testées. La première (toiture de référence) est équivalente à une toiture bitumineuse sèche. Une peinture noire, d'émissivité thermique de 0,94 a été déposée sur le PVC. Pour la seconde toiture, de type « cool roof », le PVC a été peint avec une peinture « cool » produite par PrimaCoating®. Son émissivité

thermique  $\varepsilon$  est de 0,92, et son coefficient d'absorptivité solaire  $\alpha$  est de 0,07. Le dernier bac représente une toiture bitumineuse équipée d'un bassin d'eau. Le niveau d'eau initiale du bassin est de 5 cm et l'émissivité thermique de la peinture au fond du bac est de 0,94 et celle de l'eau de 0,96. L'expérience consiste à comparer les deux solutions de rafraîchissement passif à la solution de référence.

L'ambiance intérieure du caisson est climatisée avec un groupe froid ayant une puissance de 150 W (Blue Marine Chiller 200) afin de conserver une température d'air intérieur du caisson quasi-constante et inférieure, pendant la journée, à la température d'air extérieur.

Une station météorologique est installée à côté du montage expérimental (Température de l'air extérieur, éclairement solaire, humidité relative vitesse de vent, et température de ciel). Une mesure est prise tous les 5 minutes. Une centrale d'acquisition (Keysight 34980A) est placée au-dessus de groupe froid dans un compartiment ventilé pour assurer l'enregistrement des données pour chaque essai. Les données sont collectées toutes les minutes et moyennées sur 5 minutes. Le Tableau 1 récapitule les différents capteurs utilisés dans le montage expérimental pour assurer la mesure des différents paramètres physiques à analyser. Les capteurs de température ont été préalablement étalonnés à partir d'une sonde de référence.

Tableau 1 : Description des capteurs installés sur le montage expérimental.

Capteurs	Marque	Description	Précision
1 capteur d'humidité et de température	Vaisala	HMP110	$\pm 1,5 \%$ HR & $\pm 0,2^\circ\text{C}$
2 capteurs de température PT 100	TC SA	PT 100	$\pm 0,55^\circ\text{C}$
14 capteurs de température	TC direct	Type K	$\pm 1,5^\circ\text{C}$
3 fluxmètres	Captec	Capteur de flux thermique ( $30 \times 30 \text{ mm}^2$ )	$\pm 3 \%$

Une sonde PT 100 a été placée au centre du caisson (Figure 2) pour mesurer la température intérieure. Deux capteurs de température de type K ont été positionnés en surface des bacs avant de peindre ceux-ci. Deux autres thermocouples et un fluxmètre ont été placés au niveau du plafond (en sous-face du bac). Les fluxmètres ont pour objectif de mesurer les flux de chaleur traversant les bacs, pour identifier le potentiel de refroidissement passif des solutions « cool roof » et de bassin d'eau par rapport à la solution de référence. Pour le bassin d'eau, la température de l'eau est mesurée à 2 cm et à 3,5 cm du fond. Un capteur d'humidité et un thermocouple PT 100 sont présents au niveau de l'air juste au-dessus de la surface de l'eau de bassin pour mesurer l'humidité relative et la température extérieure.

### 3. Résultats et discussion

#### 3.1. Données météorologiques

Plusieurs expériences comparatives ont été réalisées entre le 6 et le 12 octobre 2021 à La Rochelle (France). Une journée type, le 9 octobre, a été choisie pour analyser le comportement thermique des différentes solutions. La Figure 3 présente l'évolution des conditions météorologiques journalières ainsi que la température de surface de la toiture de référence ( $T_{\text{Ts,Réf}}$ ). Pour cette journée type, l'éclairement solaire ( $E$ ) est maximal à 13h55 avec une valeur de  $511,5 \text{ W/m}^2$ . Quelques passages de nuage sont visibles en début de matinée. La vitesse de vent varie entre 0,1 et 3,15 m/s et la température d'air oscille entre  $10,5^\circ\text{C}$  la nuit et  $27,6^\circ\text{C}$  au

plus chaud de la journée (16h15). La température à l'intérieur du caisson n'est pas fixe du fait de la puissance très limitée du climatiseur, mais identique pour les 3 toitures.

Concernant la température de surface de la toiture ( $T_{rs,Réf}$ ), celle-ci est inférieure d'environ  $2^{\circ}\text{C}$  à la température extérieure la nuit du fait des échanges radiatifs en grandes longueurs d'onde avec la voûte céleste qui atteint une valeur minimale de  $5,6^{\circ}\text{C}$  (avec une moyenne journalière de  $11,7^{\circ}\text{C}$ ). Elle augmente la journée et atteint une valeur maximale de  $45,02^{\circ}\text{C}$  à 14h15, bien supérieure à la température d'air extérieure. On peut noter que cette température augmente très fortement vers 11h. Ceci est dû à un effet d'ombrage d'un bâtiment voisin sur la période 9h – 11h. Le décrochage de la température de surface de la toiture de référence vers 15h15 est dû au passage d'un nuage non visible sur la courbe de l'éclairement solaire du fait du pas d'acquisition de 5 minutes.

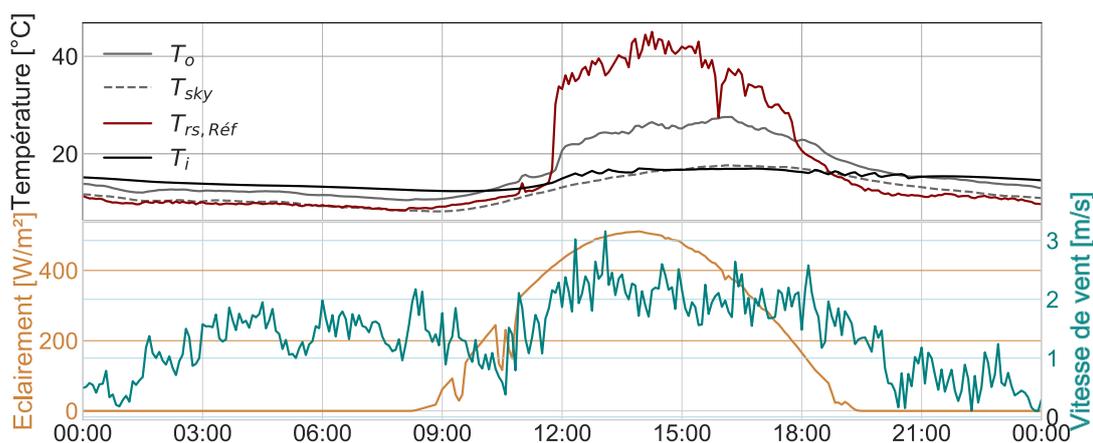


Figure 3 : Evolution des conditions météorologiques ( $T_{sky}$ ,  $T_o$ ,  $E$ ,  $v$ ), de la température intérieure du caisson ( $T_i$ ) et de la température de la surface de la toiture de référence ( $T_{rs,Réf}$ ) – le 9/10/2021 à La Rochelle

### 3.2. Températures de surface des toitures

Les évolutions de température de surface des trois types de toiture (Réf, CR et RPB) et des écarts de température par rapport à la solution de référence sont présentées sur la Figure 4. En journée, les solutions de rafraîchissement passif présentent une réduction de température de surface importante par rapport à la solution de référence. Les températures maximums atteintes par les 3 toitures ( $T_{rs,Réf}$ ,  $T_{rs,RPB}$ ,  $T_{rs,CR}$ ) sont respectivement de  $45,02^{\circ}\text{C}$ ,  $27,27^{\circ}\text{C}$  et  $20,76^{\circ}\text{C}$ . La solution « cool roof » est la plus performante, elle permet une réduction de  $24,26^{\circ}\text{C}$  comparée à la solution « bassin d'eau » qui réduit la température maximale de  $21,47^{\circ}\text{C}$ . Il faut noter que l'épaisseur de la lame d'eau est seulement de 5 cm et diminue au cours du temps pour atteindre 4 cm en fin de journée. Du fait de la faible épaisseur de la lame d'eau, une grande partie du rayonnement solaire est directement absorbé par la surface noire du fond du bassin et non par l'eau. Le phénomène d'évaporation permet de réduire la température en surface de la lame d'eau ( $T_{w,RPB,max} = 26,38^{\circ}\text{C}$ ) mais à un effet plus faible au niveau de l'interface eau-PVC ( $T_{w,RPB} < T_{rs,RPB}$ )

Concernant les déphasages en température que l'on peut observer sur la Figure 4, on peut noter que la température de la toiture de référence suit l'évolution de l'éclairement solaire contrairement aux deux solutions de rafraîchissement qui suivent l'évolution de la température d'air. Un déphasage thermique de 70 minutes peut être observé. Ceci s'explique pour la toiture « cool roof » par le fait que le coefficient d'absorption solaire est très faible, cette toiture est plus sensible aux échanges convectifs avec l'air extérieur. Pour la toiture « bassin d'eau », c'est

l'échange par évaporation avec l'air extérieur qui est le mécanisme principal. Le déphasage de 5 minutes observé entre les deux solutions de rafraîchissement peut s'expliquer aussi par l'inertie générée par la masse d'eau.

La nuit, les échanges radiatifs avec la voûte céleste sont prépondérants. La solution « bassin d'eau » est moins impactée du fait de la capacité thermique de l'eau qui limite cet effet. Les solutions Réf et CR ont des températures similaires du fait de leurs émissivités thermiques très proches.

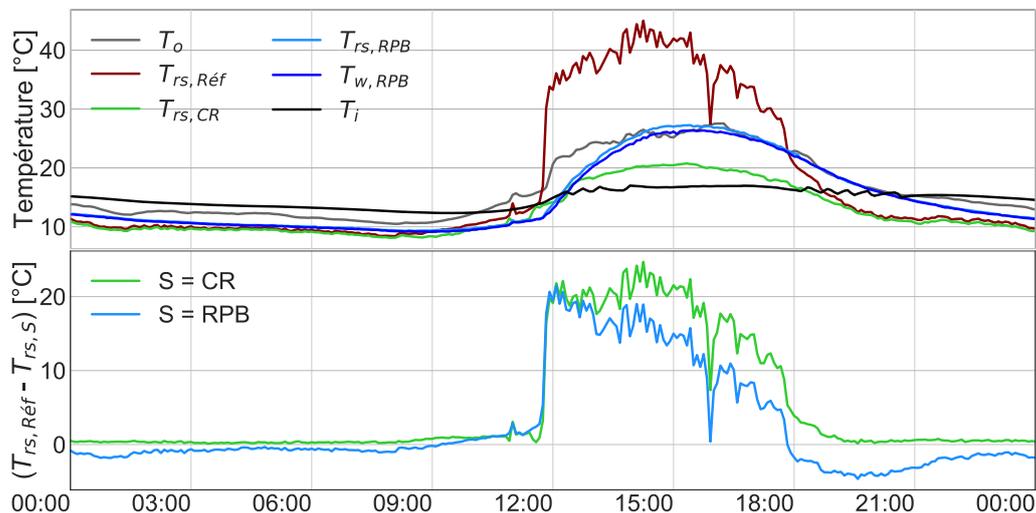


Figure 4 : Evolution de la température d'eau du bassin ( $T_{w,RPB}$ ) et des températures de surface pour les solutions « cool roof » ( $T_{rs,CR}$ ), bassin d'eau ( $T_{rs,RPB}$ ) et référence bitumineuse ( $T_{rs,Réf}$ ).

### 3.3. Flux de chaleur traversant le bac

La Figure 5 présente l'évolution des flux de chaleur pour les trois types de toiture. En journée, les flux de chaleur maximum entrants (comptés positifs) sont de 139,7 ; 58,8 et 24,9 W/m<sup>2</sup> respectivement pour les solutions Réf, RPB et CR. La nuit, les flux deviennent négatifs (pertes vers l'extérieur). Les valeurs des flux maximum sont respectivement de -28,6 ; -14,5 et -27,1 W/m<sup>2</sup> pour les solutions Réf, RPB et CR. Si on s'intéresse à l'énergie en période diurne, on peut constater que la solution CR est la plus efficace (0,073 kWh/m<sup>2</sup>/jour) contre 0,159 kWh/m<sup>2</sup>/jour pour la solution RPB et 0,642 kWh/m<sup>2</sup>/jour pour la référence. Les besoins en rafraîchissement ont été ainsi réduits par 4 avec le bassin d'eau et par 8,7 avec le « cool roof ». La nuit, l'énergie émise pour chaque solution (Réf, RP et CR) est respectivement de -0,318, -0,148 et -0,284 kWh/m<sup>2</sup>/jour. Si on fait le bilan sur la journée, la toiture de référence absorbe 0,323 kWh/m<sup>2</sup>/jour, la solution RPB est presque neutre (0,010 kWh/m<sup>2</sup>/jour) et la solution CR évacue 0,211 kWh/m<sup>2</sup>/jour du fait des échanges radiatifs et de la faible quantité d'énergie solaire absorbée en période diurne.

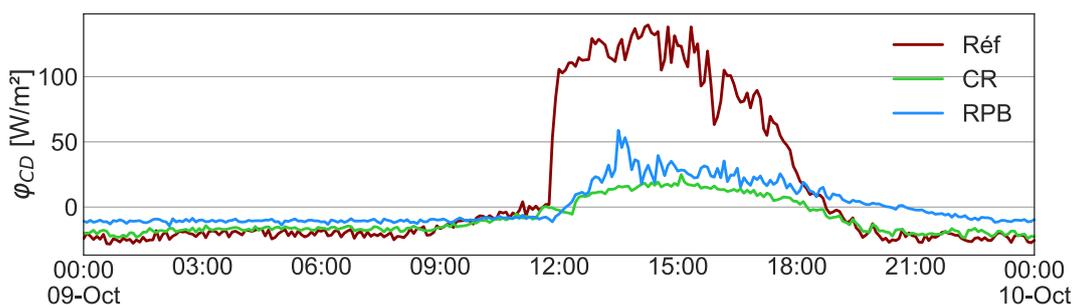


Figure 5 : Evolution des flux de chaleur surfaciques traversant le bac en PVC (+ apports, - pertes).

### 3.4. Distribution spatiale de la température dans la lame d'eau

La Figure 6 montre l'évolution de l'écart de température entre l'air extérieur et la lame d'eau à différentes hauteurs d'eau  $z$  à partir du fond  $z = 0$ . Les écarts de températures au fond, à 20 et à 35 mm sont similaires de 18h à midi. Durant cette période, les échanges thermiques sont faibles avec l'environnement. On peut considérer que la température au sein du bassin est relativement homogène. A partir de midi, l'écart augmente pour obtenir une valeur absolue maximale de  $7,91^\circ\text{C}$  au plus proche de la surface ( $z = 35$  mm). Les températures à 20 et 35 mm sont très similaires. La température de l'eau est pratiquement homogène dans la lame d'eau, sauf à l'interface PVC-eau, en raison de la forte absorption solaire du fond du bassin. Le niveau d'eau dans le bassin la fin de la journée est de 41 mm.

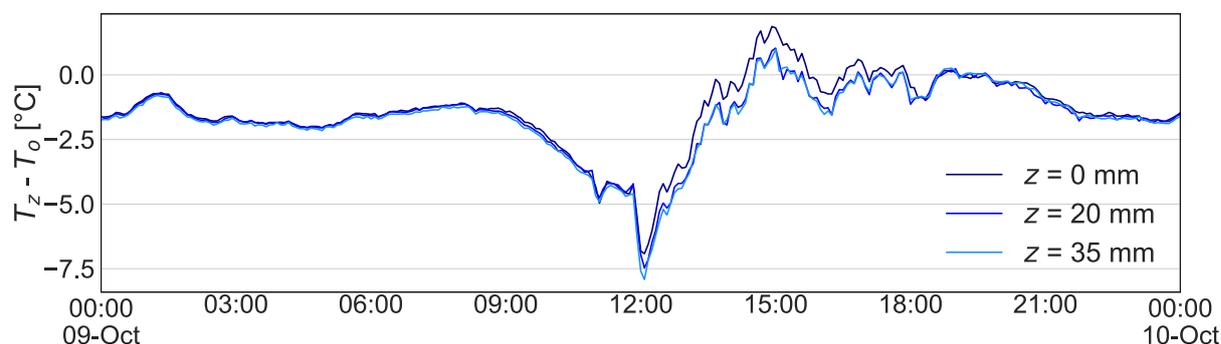


Figure 6 : Distribution de la température dans la lame d'eau par rapport à la température de l'air extérieur.

### 3.5. Analyse de la performance

Le potentiel de rafraîchissement peut être quantifié via le facteur de décrétement  $f$  de la toiture, toiture qui atténue les amplitudes quotidiennes de température à l'intérieur par rapport à l'extérieur [14].  $f$  est donc défini par le rapport entre l'amplitude quotidienne de température en sous-face de toiture ( $T_{c,max} - T_{c,min}$ ), et celle de l'air extérieur ( $T_{o,max} - T_{o,min}$ ).  $f$  est ici de 0,95 pour la référence, 0,44 pour le « cool roof », et 0,69 pour le bassin de toit (plus  $f$  est faible, plus le flux de chaleur traversant le plafond est atténué).

## 4. Conclusions

Ces premiers résultats expérimentaux obtenus dans des conditions climatiques océaniques ont permis de quantifier et comparer le potentiel de rafraîchissement en toiture des techniques « cool roof » et bassin d'eau, en référence à un revêtement de toiture classique. Pour une journée type, ce potentiel se traduit par une très forte réduction des apports de chaleur par la surface de toiture (et donc la climatisation), d'un facteur 4 pour le bassin de toit, et 8,7 pour le cool roof. Ces deux solutions permettent non seulement de réduire les apports thermiques au bâtiment, mais également de diminuer la température des composants de toiture.

D'autres essais sont en préparation pour étudier la reproductibilité de ces résultats sur des périodes plus chaudes et en mi-saison. D'autres combinaisons seront également testées, tel qu'une solution combinant bassin d'eau avec un revêtement de fond de type « cool roof », puis comparées aux simulations développées par ailleurs. Ces résultats expérimentaux doivent permettre de consolider le modèle numérique, et à terme de mener des études paramétriques pour des préconisations de bassin de toit comme solution de rafraîchissement adaptée au climat

et aux typologies bâtiments. L'évaluation des indicateurs de performance, en particulier le facteur de décrétement, nous permettra de mettre en évidence ce type de solution pour atténuer les effets de vagues de chaleur et du changement climatique tels qu'étudiés dans l'annexe 80 de l'AIE [15].

## Références

- [1] Cook J (ed ) 1989 *Passive cooling* (Cambridge, MA; Massachusetts Institute of Technology)
- [2] Abrams D W 1986 *Low-energy Cooling: A Guide to the Practical Application of Passive Cooling and Cooling Energy Conservation Measures* (Van Nostrand Reinhold)
- [3] Kolokotsa D, Diakaki C, Papantoniou S and Vlissidis A 2012 Numerical and experimental analysis of cool roofs application on a laboratory building in Iraklion, Crete, Greece *Energy and Buildings* **55** 85–93
- [4] Costanzo V, Evola G, Gagliano A, Marletta L and Nocera F 2013 Study on the Application of Cool Paintings for the Passive Cooling of Existing Buildings in Mediterranean Climates *Advances in Mechanical Engineering* **5** 413675
- [5] brownell blaine 2020 Harold Hay, Skytherm, and the Quest for Passive Cooling *Architect*
- [6] Sharifi A and Yamagata Y 2015 Roof ponds as passive heating and cooling systems: A systematic review *Applied Energy* **160** 336–57
- [7] Spanaki A, Tsoutsos T and Kolokotsa D 2011 On the selection and design of the proper roof pond variant for passive cooling purposes *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **15** 3523–33
- [8] Ben Cheikh H and Bouchair A 2004 Passive cooling by evapo-reflective roof for hot dry climates *Renewable Energy* **29** 1877–86
- [9] Tang R and Etzion Y 2004 On thermal performance of an improved roof pond for cooling buildings *Building and Environment* **39** 201–9
- [10] Hay H and Yellott J 1969 Natural air conditioning with roof ponds and movable insulation *ASHRAE Trans.; (United States)* **75, Part 1**
- [11] Runsheng T, Etzion Y and Erell E 2003 Experimental studies on a novel roof pond configuration for the cooling of buildings *Renewable Energy* **28** 1513–22
- [12] Krüger E, González Cruz E and Givoni B 2010 Effectiveness of indirect evaporative cooling and thermal mass in a hot arid climate *Building and Environment* **45** 1422–33
- [13] Raeissi S and Taheri M 1996 Cooling load reduction of buildings using passive roof options *Renewable Energy* **7** 301–13
- [14] Asan H and Sancaktar Y S 1998 Effects of Wall's thermophysical properties on time lag and decrement factor *Energy and Buildings* **28** 159–66
- [15] Zhang C, Berk Kazanci O, Levinson R, Heiselberg P, Olesen B W, Chiesa G, Sodagar B, Ai Z, Selkowitz S, Zinzi M, Mahdavi A, Teufl H, Kolokotroni M, Salvati A, Bozonnet E, Chtioui F, Salagnac P, Rahif R, Attia S, Lemort V, Elnagar E, Breesch H, Sengupta A, Leon Wang L, Qi D, Stern P, Yoon N, Bogatu D-I, Forgiarini Rupp R, Arghand T, Javed S, Akander J, Hayati A, Cehlin M, Sayadi S, Forghani S, Zhang H, Arens E and Zhang G 2021 Resilient cooling strategies- a critical review and qualitative assessment *Energy and Buildings* 111312

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'entreprise PrimaCoating à La Rochelle pour avoir fourni une de leur peinture de type « cool roof » et l'avoir appliquée au niveau des bacs expérimentaux.

# Quench water quality: thermal impact estimation

Juan Huapaya<sup>1</sup>, Valentin Spitaels<sup>2</sup>, Kevin Cornut<sup>3</sup>, Marcello Bentivegna<sup>4\*</sup>

<sup>1</sup>Titan-E / Vallourec Research

<sup>2,3,4</sup>Vallourec Research Center France

<sup>1,2,3,4</sup>60 Route De Leval 59620 Aulnoye-Aymeries (France)

\*(Corresponding author: marcello.bentivegna@vallourec.com.)

## Abstract

A lack of control of the quenching water quality may imply possible quality consequences such as quench cracks, lack of hardness or an insufficient “as quenched” thermal homogeneity on the carbon steel. The quenching medium can be polluted by agents e.g. mechanical oil, free gas in the water or products scale which could modify the cooling efficiency of the water. Filtering systems or degassing tanks are installed on the process water recirculating systems to mitigate these issues.

In this context, a test routine compliant with the norm ISO 9950 has been prepared to evaluate the thermal impact of pollutants on the quench severity. The set-up consists of a bath filled with demineralized water, a furnace, a data recorder connected to the instrumented sample and the support for the sample. We have investigated the following pollutants: free gas, mechanical oil, and a mix of steel scale and mechanical oil.

Results are analysed taking as reference the 100% “demineralized” water quench. The trials are performed under static conditions: calm cooling medium and no movement of the sample during quenching. We can assume that these pollutants intrinsically affect the cooling power of the water.

The trials aim to show a global statistical behaviour of the impact of the different pollutants that can increase or decrease the normal cooling rate. That analysis can help in the choice of the criteria for quenching recirculating system maintenance accordingly with the optimal thermal performance of the process.

Keywords: Quench quality, water pollutants, cooling, natural convection.

## 1. Introduction

Since many years the thermal characterisation of the heat treatment quench for carbon steel is a key topic in the industry. The cooling medium is one of the factors that can influence this process. It plays an important role in the quality of the cooling and the physical properties of the as-quenched products.

The lack of control of the water quality may imply consequences such as quench cracks, lack of hardness or an insufficient as-quench homogeneity. Hence, this document analyses “*qualitatively*” the impact of different pollutants in the cooling medium (here water) on the quenching severity, measured in terms of cooling rate, rather than by heat transfer coefficient (HTC) in  $w/(^{\circ}\text{C m}^2)$  / thermal conductivity (K) in  $\text{W}/(\text{m. K})$  rate expression proposed by Grossmann [3]. Indeed, we used the same material for all the trials. Hence, only the HTC will vary as a function of the pollutants.

The additives/pollutants chosen for this experience are based on the Vallourec experience on pollutants control: industrial oil, particles of scale, and free gases. The reasons for these three pollutants are:

- The fact that lubricant from moving machines is often present in process water,
- The residual and not filtered scale (after descaling process) that can fall down and recirculate in process water
- The gas that is caught by the water from ambient air (ex: during product quick immersion) or product surfaces and that is not immediately released

## 2. The quench severity

The quench severity evaluates the cooling power of a quenching medium. The medium can have a change of state (very often from liquid to vapour) during quenching, specifically in the zones close to the hot surfaces. This change of state stands for a significant variation of the cooling power, which can be divided into 3 stages/phases [1]:

- **Stage N°1 - Vapour blanket:** Vapour film surrounds the sample. It insulates the hot surface like a blanket reducing the heat flow from the hot body to the quenching medium. The heat transfer is mainly performed by radiation and conduction.
- **Stage N°2 - Nucleate boiling:** The previous vapour film finally collapses. That allows a high heat exchange rate by direct contact between the hot body and the quenching medium.
- **Stage N°3 - Convective cooling rate:** The temperature on the surface reaches approximately the boiling temperature of the quenching medium.

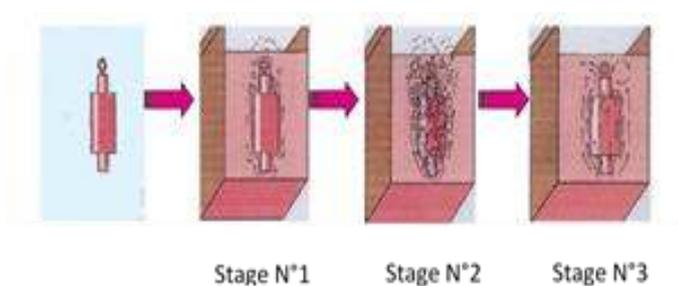


Figure 1 : Stages during quenching [1]

### 3. Process and set-up

Figure 2 shows the set-up for the trials inspired by the ISO9950 Norm. It consists of a bath filled with demineralized water (1), a furnace (2), a data recorder (3) and support for the sample (4).

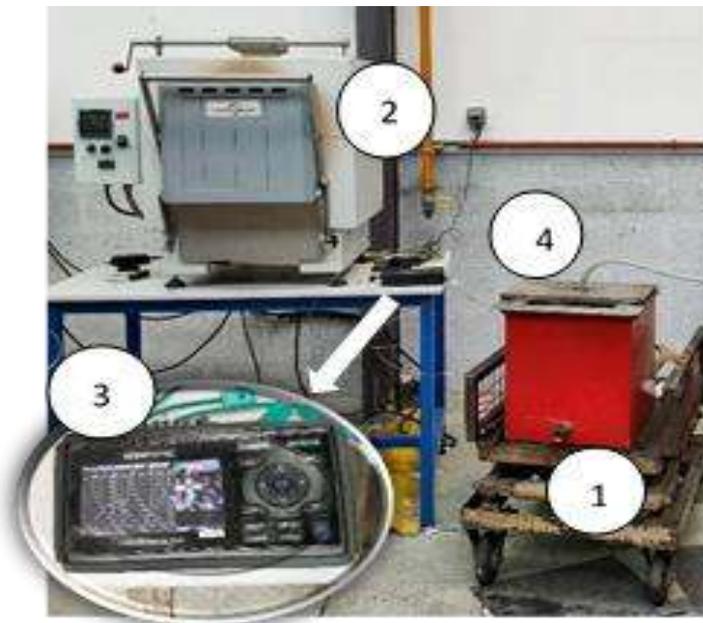


Figure 2: Trial's Set-up

The sample is a cylinder made of Inconel 600 connected to a support; the axis of the cylinder is drilled for positioning a thermocouple at 36mm from the sample head, such as the Norm ISO 9950 recommends [2]. This norm gives a reference for the quenching oil quality check, as no reference norm exists for quenching water quality checks. we used the same sample and precautions for this experience.

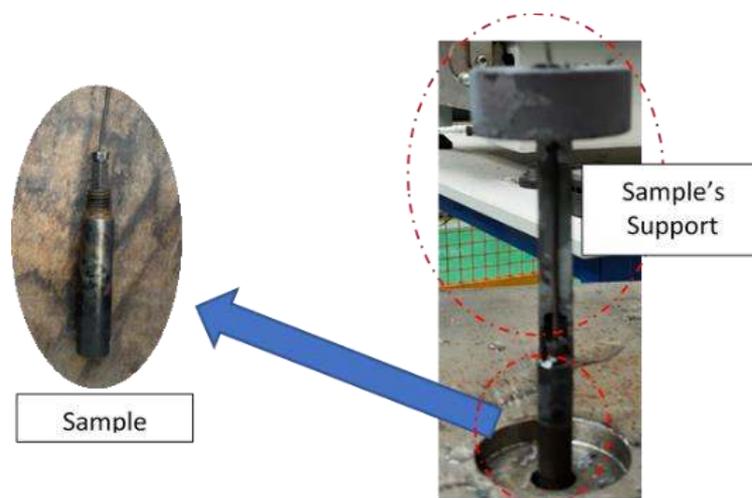


Figure 3 : Sample and support

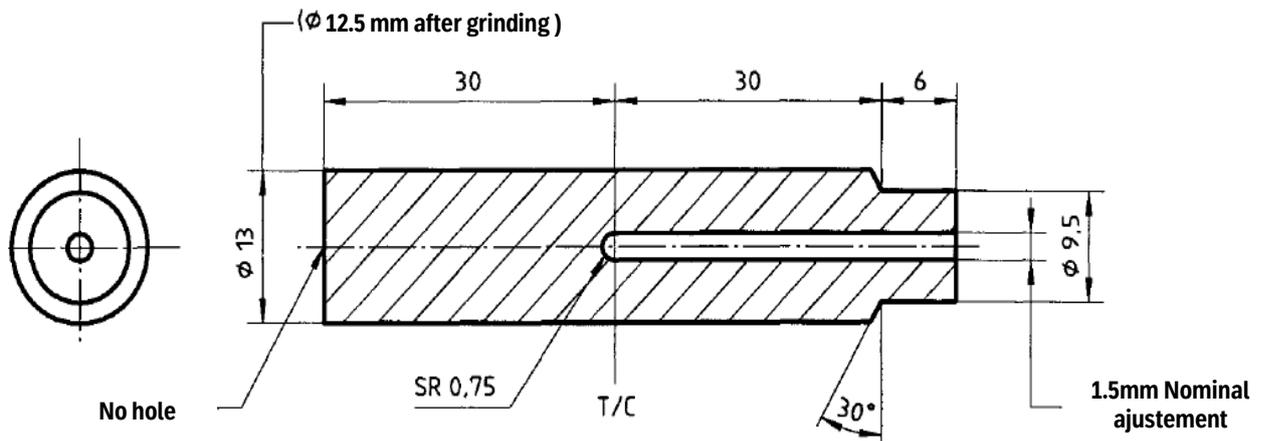


Figure 4 : Sample's drawing

Trials are performed with the 3 pollutants in the quenching medium. Free gas, scale particles and industrial oil are added to the demineralized water separately before quenching. Concerning the scale case, it is actually a mix of scale particles and mechanical oil. This mix makes possible the scale particles presence on the water surface. Otherwise, scale particles fall at the bottom of the bath and no impact can be measured. Concerning the free gas case, it is applied for 15 minutes before quenching to keep the “static” quenching conditions for all the trials.

Table 1 shows the quantity of each pollutant for 42L of demineralised water.

Additive pollutant	Quantity		Observation
Free gas	0.4 bar (8.4 m/s)	0.6 bar (10.3 m/s)	It corresponds to the outgoing flow/pressure from the cylinder of gas
Mechanical Oil	1L	2L	It stands for 2.5% and 5% of the tray capacity
Scale (mix scale + oil)	1 L of oil + 0.5 Kg of scale		Oil is inserted in order to keep the scale in suspension on the surface

Table 1: Additive for trial

## 4. Results

Figure 5 groups the available data for the analysis of the demineralized water case. The results from this trial are taken as a reference. Five trials were previously done to stabilize the sample surface [2].

Each case is composed of 5 trials and performed from the same initial temperature (around 900°C). As discussed, the key-value from each curve is the cooling speed peak that intrinsically represents the maximum HTC value.

The results corresponding to tests with oil at 2.5% and 5%, free gas and the scale + mechanical oil mix trials were plotted under the same format.

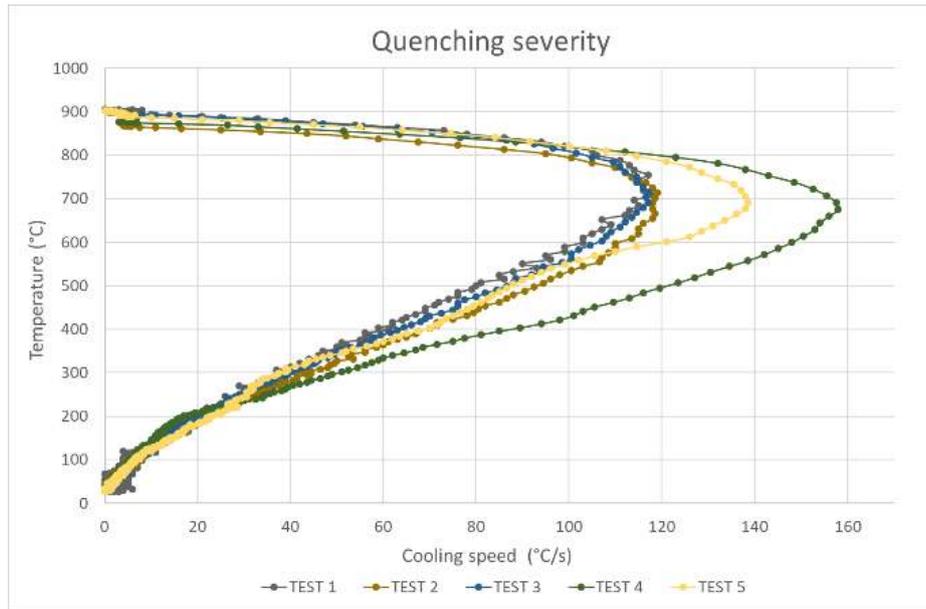


Figure 5: Demineralised Water Case

## 5. Discussions

In general, the data depict a measurement dispersion. This is due to the difficulty in controlling the beginning of quenching features (dip angle, initial temperature), the repeatability of the operators and the measurement of the stage transition. This is also due to the “local” effect of these pollutants in the water as they are not miscible in water; for this reason, we expect a global cooling homogeneity loss and consequently a reduction of the homogeneity of the mechanical properties from their presence. Hence for a first analysis, we compare the average of the maximum cooling rates values for each case. The following graph allows the analysis of the data distribution and the “qualitative” comparison of the impact of the different pollutants versus the maximum cooling speed value.

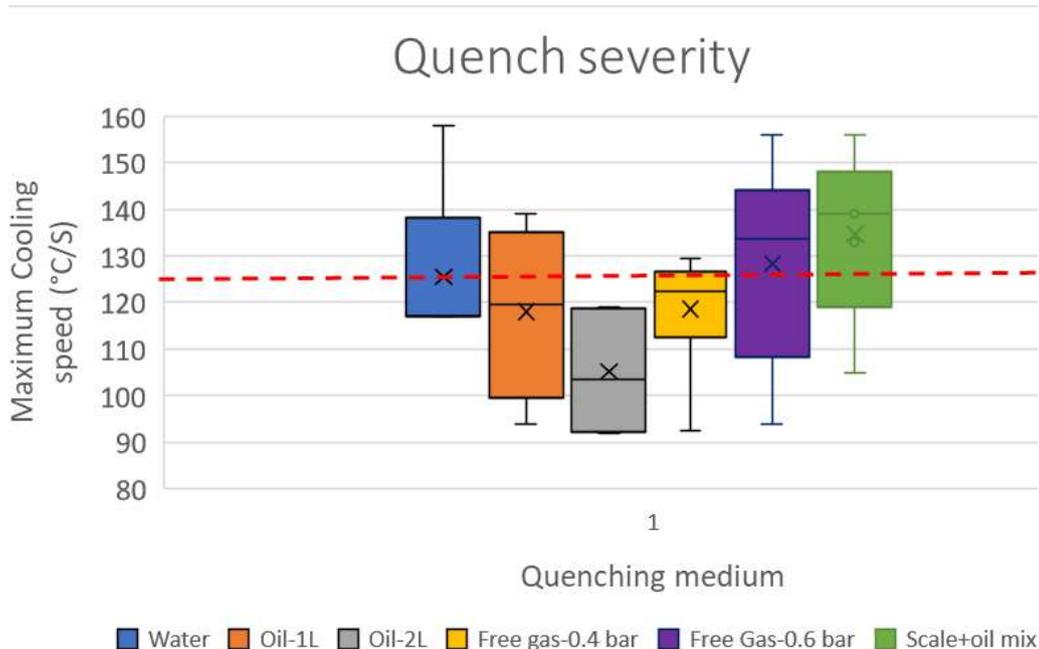


Figure 6: Quenching severity comparison

In [5], the author introduced the alteration of the cooling kinetics in water caused by the small presence of “substances” or contaminants compared to distilled water. Their effect is exerted on the persistence of the vapour blanket. According to their impact on the vapour blanket persistence, the contaminants are divided into two groups: increasing or decreasing effect. Oils and soaps are included in the first group, which means the vapour blanket vanishes at lower temperatures. Gases are part of this group but their influence is weaker.

Thereafter, we expected that the presence of pollutants such as mechanical oil and free gas *reduces the cooling power of the quenching medium* (demineralized water), which is observed in the average analysis in Figure 6. Nevertheless, the trend is *slightly opposite* for the mix scale+mechanical oil case. One of the explanations is that the scale could create a condition of “higher roughness” at the surface, increasing the heat exchange, decreasing the vapour blanket persistence and boosting slightly the cooling process (see Figure 7)

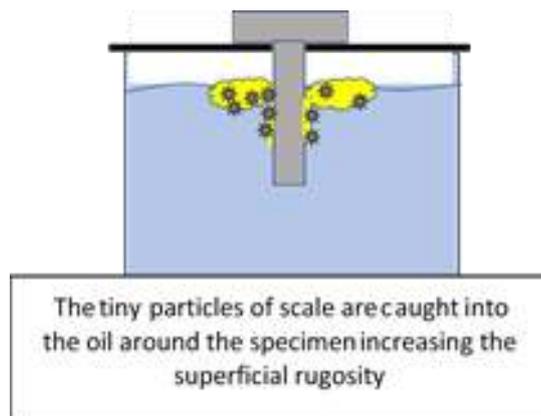


Figure 7: Scale particles + oil mix: schema

We observe that the case where 0.6 bar of free gas (high turbulence inside the bath) is injected into the tank exhibits no relevant impact on the cooling power compared to the demineralized water case. In another word, that implies the gas was not caught inside the water before quenching performance. We explained that by a “splashing” phenomenon, which makes the free gas residence in the water difficult (see Figure 8). That means, no big changes compared to the water case. Remember that the gas injection only takes place only before the measurement phase, so unagitated quenching.

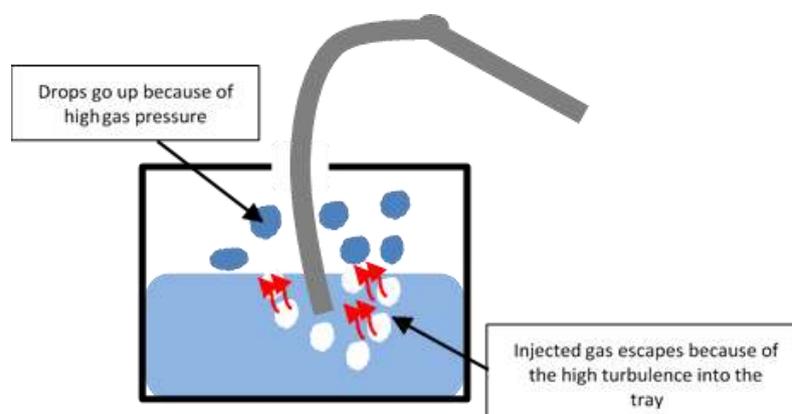


Figure 8: Splashing phenomenon under high pressure

The literature is poor in data about water quench pollutants, the effect that is well documented is water temperature (considered as a process “pollutant” as it is linked to the process water cooling devices downsized in the plants or the effect of the hot seasons). Nevertheless, the tendency for oil is coherent with the global literature [4]. Indeed, if the 2.5%

and 5% of oil in water cases can be assimilated like colloidal addition, our results follow the same tendency depicted in Figure 9.

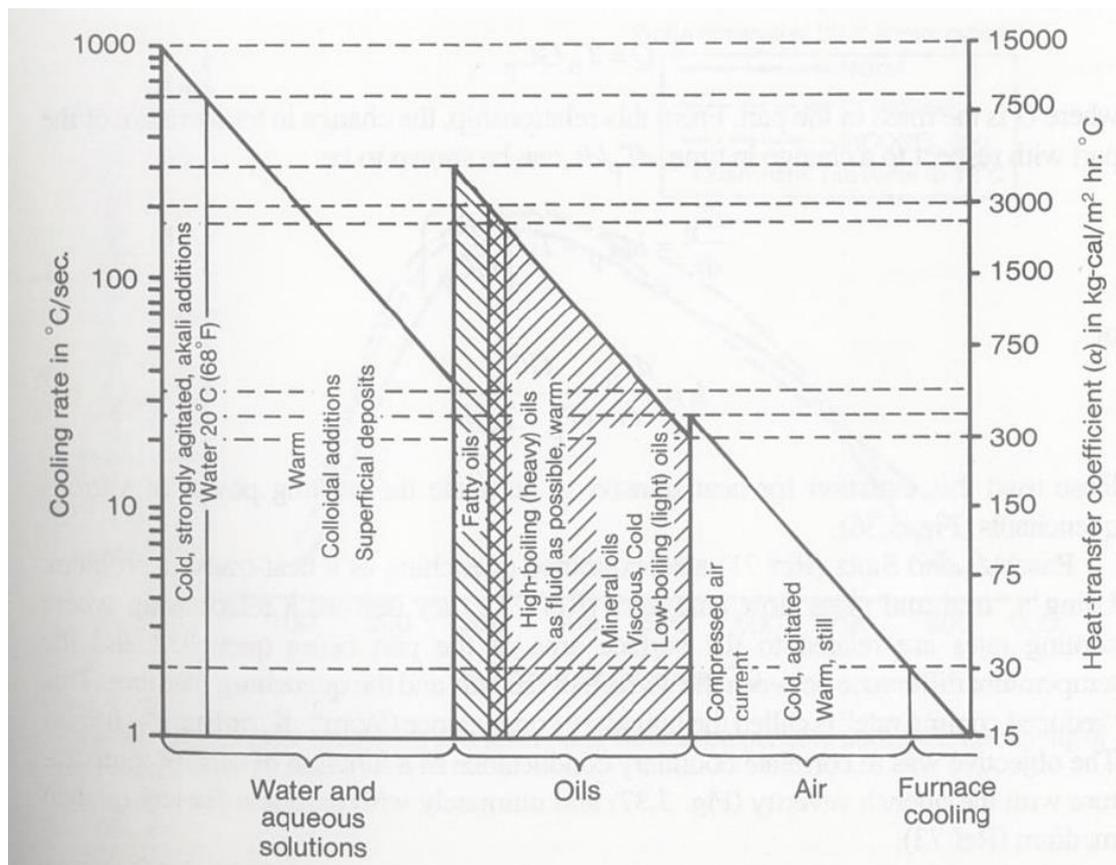


Figure 9 : Cooling power of various quenchants and heat-transfer coefficient at a probe temperature of 500°C [4]

## 6. Conclusion

The quality of the quenching medium plays an important role in the final properties. Hence, the document analyzes “**qualitatively**” the impact of different pollutants e.g. mechanical oil, scale particles, and free gas in the cooling medium (here demineralized water) in terms of quenching severity, here measured in the cooling rate rather than in HTC [4].

The results show that the cooling power globally decreases under the presence of pollutants such as mechanical oil and free gas. However, for the mix scale+ mechanical oil, the result presents an opposite tendency. Nevertheless, these average tendencies are the macro result of a global cooling homogeneity loss and consequently a loss of the homogeneity of the sample mechanical properties from the presence of the pollutants.

The trials are performed under static conditions (calm cooling medium and no movement of the sample during quenching). We can assume for dynamic processes that pollutants/additives in the initial cooling medium affect the cooling power in a similar qualitative way.

## 7. Reference

[1] Eric Fradé , La drasticité, indicateur qualité et outil de développement en trempe , *Traitement Thermique* 387, Mai 2008 ,P.27-33

- [2] Norme internationale ISO 9950, Huiles industrielles pour trempe-Détermination des caractéristiques de refroidissement – Méthode d’essai à la sonde en alliage de nickel, 1995-05.
- [3] S.Kuyucak, P.Newcombe,P.Bruno,R.Grozdanich,G.Loney, Quench time Measurement as a process control tool,part I , *Heat Treatment Progress*, January/February 2005,P.4.
- [4] G.E.Totten,C.E. Bates and N.A Clinton, Quenchants and Quenching technology, 1993, P 90-91-103
- [5] B.Liscic,H.Tensi, W.Luty, Theory and Technology of quenching,1992. P 259-265

# Approche expérimentale du phénomène d'adhésion lors de la mise en forme de produits verriers : étude de l'échange thermique et détermination de l'effort de retrait

**Experimental approach of the adhesion phenomenon during glass forming processes: study of heat exchange and determination of the shrinkage force.**

**Oumaima AROUBI <sup>1\*</sup>, Damien MERESSE <sup>1</sup>, Philippe MOREAU <sup>1</sup>, Mirentxu DUBAR <sup>1</sup>, Salima BOUVIER <sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Université Polytechnique Hauts-de-France, LAMIH UMR CNRS8201, Le Mont-Houy, 59313 Valenciennes Cedex 9, France

<sup>2</sup>Université de Technologie de Compiègne, CNRS, Roberval (Mécanique, énergie et électricité), Centre de recherche Royallieu - CS 60 319 - 60 203 Compiègne Cedex, France

\* (auteur correspondant : [oumaima.aroubi@uphf.fr](mailto:oumaima.aroubi@uphf.fr))

**Résumé** - L'échange thermique et l'adhérence entre le verre à haute température et le matériau représentant le moule dans le processus de formage de verre, ont été étudiés à l'aide d'une nouvelle approche expérimentale. Un banc d'essai expérimental instrumenté a été conçu afin de reproduire les conditions industrielles au moment du contact verre/moule. Les phénomènes d'échange thermique et d'adhérence ont été caractérisés respectivement à l'aide de l'évolution de la température dans le moule et l'effort de retrait. L'effort de retrait représente l'effort de décollement du verre du métal. D'après ces premières études, l'adhérence verre/moule a pu être quantifiée en fonction des températures initiales du verre et du moule et de la pression de contact. L'adhérence entre le verre et le moule est plus importante et peut conduire au collage lorsque la température d'interface atteint une valeur critique fonction des propriétés du verre. Ces résultats ont été déduits à partir des courbes montrant l'évolution des efforts de retrait en fonction des différentes températures initiales du verre.

**Mots clés** : Echange thermique ; Adhérence ; Verre ; Contact verre/métal.

**Abstract** - The heat exchange and adhesion between high temperature glass and the material representing the mold in the glass forming process was investigated using a new experimental approach. An instrumented experimental test bench is designed to reproduce the industrial conditions at the moment of glass / mold contact. The heat exchange and adhesion phenomena were characterized respectively using the evolution of the temperature in the mold and the shrinkage force. The shrinkage is the force to detach the glass from the metal. According to these first studies, the glass/mold adhesion could be quantified according to the initial temperatures of the glass and the mold and the contact pressure. The adhesion between the glass and the mold is greater and can lead to sticking when the interface temperature reaches a critical value depending on the properties of the glass. These results were deduced from the curves showing the evolution of shrinkage forces as a function of the different initial temperatures of the glass.

**Keywords** : Heat exchange; Adhesion; Glass; Glass/metal contact.

## Nomenclature

$T_v$  température initiale du verre, °C  
 $T_o$  température de l'outil, °C  
 $dT/dt$  dérivée de la température, °C/s

Fr effort de retrait, N  
 $h_c$  coefficient d'échange thermique  
 P pression de contact, bar

## 1. Introduction

Produire des pièces sans défaut de surface est l'enjeu majeur pour l'industrie verrière de luxe. Cette qualité de produit est fortement liée à la maîtrise du contact verre-métal et au vieillissement des outillages. La mise en forme du verre génère des phénomènes de contact complexes qui peuvent conduire au collage, avec notamment une influence importante des transferts thermiques entre le verre et le moule [1]. Les techniques expérimentales doivent permettre d'étudier ce contact et d'assurer les conditions idéales permettant d'améliorer la qualité du verre et de prévenir le collage.

D'après plusieurs études, le succès du formage du verre dépend de la parfaite maîtrise des phénomènes de transfert thermique et de collage à l'interface avec le moule [2], [3]. L'approche expérimentale est l'approche la plus utilisée pour déterminer l'évolution du coefficient de transfert  $h_c$  à l'interface verre-métal. Elle consiste à mettre en place un essai expérimental pendant lequel des mesures de températures sont effectuées afin d'identifier  $h_c$  par méthode inverse. Loulou et al. [4] ont présenté une étude expérimentale de l'évolution des conditions de contact thermique entre une pastille en verre et un substrat métallique. Le substrat utilisé est un cylindre plein en métal. L'instrumentation thermique est réalisée à l'aide de 4 thermocouples. Dans le même contexte, Grégoire et al. [5] ont développé un banc d'essai en laboratoire pour identifier le coefficient de transfert thermique  $h_c$  à partir des températures mesurées dans différentes conditions de contact. Concernant l'étude du collage verre/métal, certains auteurs ont défini une température seuil comme indicateur pour le quantifier [9], d'autres le quantifient par un effort d'adhérence entre le verre et le métal [10]. Winther et al. [6] ont conçu une presse à verre instrumentée pour étudier l'adhérence entre le verre et le métal. Ils ont identifié, pour cela, une température de collage. Un lopin de verre chauffé au-dessus de  $T_g$  (température de transition vitreuse) a été mis en contact à une pression ajustable avec un échantillon métallique chauffé. Le principe général de ce type de dispositif, reste toujours une référence et il a été exploité par plusieurs auteurs [7], [8]. Falipou [9] a utilisé le même principe de dispositif que Winther et al. [6] et il a défini une température de collage  $T_c$  qui caractérise l'aptitude d'un matériau au démoulage. La procédure expérimentale consiste à enregistrer simultanément la force et la température et par la suite à déterminer la température de collage graphiquement. La température du verre est comprise entre 1100°C et 1180°C. Manns et al. [10] ont étudié l'influence des matériaux d'outils, des revêtements, de la rugosité et de la température sur le collage. Pour ce faire, ils ont conçu un dispositif pour mesurer les forces de démoulage, des tiges métalliques immergées de manière cyclique dans du verre fondu à 1050°C. Cependant, à ce jour, les résultats de plusieurs études, sont contradictoires et sont parfois en contradiction avec l'expérience pratique dans l'industrie du verre où des différences significatives sont observées sur la température de collage de divers matériaux de moule. Les auteurs ont accordé certaines de ces divergences au fait que certains facteurs d'influence ne sont pas pris en compte au laboratoire. En plus, aucune définition précise n'est donnée sur la température de collage et aucune procédure d'essai normalisée n'a été mise en place jusqu'à présent. A ce jour, aucun banc expérimental développé n'a permis de mettre en évidence l'étude de l'échange thermique au contact et l'adhérence en même temps et de faire des liens pertinents entre les deux, d'où l'originalité de notre étude.

Notre démarche consiste à concevoir un banc expérimental instrumenté permettant de reproduire les conditions industrielles au moment du contact verre/moule et d'étudier ici une configuration de référence. Ce banc est capable de caractériser parallèlement l'échange thermique dans des gammes de température peu étudiées à ce jour et d'évaluer l'adhérence entre le verre à haute température et les différents matériaux représentant la surface de contact du moule.

## 2. Dispositif expérimental et instrumentation

### 2.1. Procédé soufflé-soufflé

Le procédé soufflé-soufflé concerne la mise en forme de produits en verre creux (bouteille, carafe, flacon, ...). Dans ce procédé, la goutte de verre arrive dans le moule ébaucheur à une température proche de 1150°C. Cette goutte subit un premier soufflage à une pression comprise entre 1 et 3 bars selon les produits. En régime stationnaire, la température du moule est proche de 500°C. L'ébauche est transférée, ensuite, vers le moule finisseur suite à une rotation de 180°. Sous l'effet de la gravité, elle s'allonge puis est soufflée à nouveau et vient se plaquer contre les parois du moule finisseur. La température de surface du verre est alors comprise entre 700°C et 800°C. Une phase de temporisation est appliquée, ce qui permet à l'article de se refroidir et ainsi se solidifier pour lui donner sa forme définitive. Le temps de contact total entre le verre et le moule est d'environ 3 secondes.

### 2.2. Dispositif expérimental et instrumentation

Dans cette étude, nous nous sommes basés sur l'approche expérimentale de la thèse de Grégoire et al. [5] pour concevoir un banc d'essai prototype, représentatif du procédé industriel. Ce banc permet de mettre en contact du verre à haute température avec un outil en métal pour des pressions de contact et des temps de contact variables. La figure 1 présente les différents éléments du dispositif expérimental mis en place : l'outil, l'inducteur, le pyromètre, les thermocouples le vérin pneumatique, le vérin hydraulique et la plaque support.

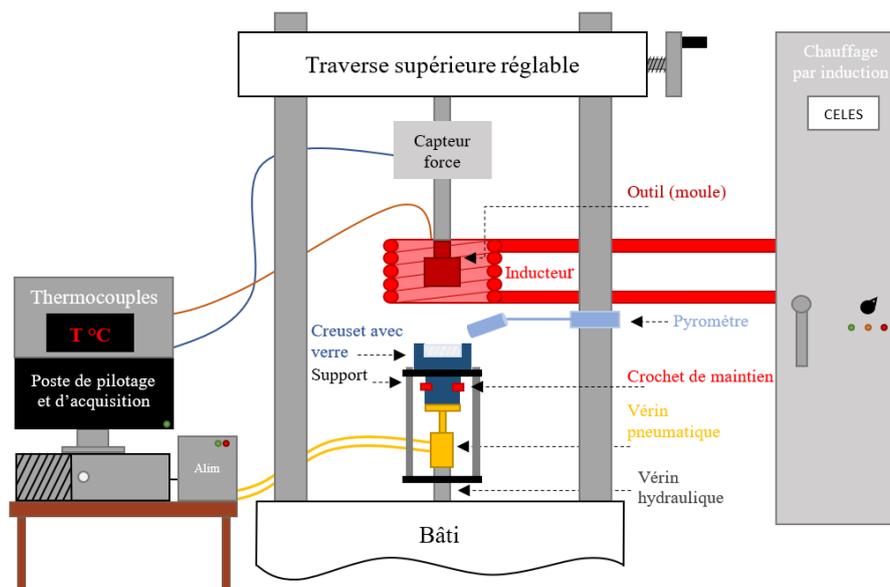


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

L'outil en fonte GS de diamètre 48mm est fixé à la partie supérieure de la machine de traction/compression à l'aide d'un axe intermédiaire qui garantit l'isolation thermique entre le capteur d'effort et l'outil. L'outil est chauffé à l'aide d'un inducteur jusqu'à une température de 510 °C (température nominale représentative du procédé industriel). Le verre est contenu dans un creuset métallique en acier inoxydable AISI 431. L'ensemble verre-creuset est chauffé dans un four à des températures comprises entre 700°C et 1200°C, représentatives du procédé industriel. Le temps de chauffage et de maintien dans le four est suffisant pour assurer un chauffage homogène, mais limité pour éviter la pollution du verre par les oxydes métalliques. Après montée en température, l'ensemble verre-creuset est extrait du four à l'aide d'une pince pour être déposé sur une plaque support située sur la machine de traction/compression. Un pyromètre est positionné pour mesurer la température initiale du verre avant contact. Un vérin hydraulique assure dans un premier temps le positionnement de l'outil à proximité de la surface du verre. Un second vérin pneumatique permet d'appliquer les pressions de contact. Un relevé

des efforts aux différents moments de l'essai permet d'une part, de vérifier les niveaux de pression initiale à l'interface verre/outil et de déterminer l'instant exact de la mise en contact et, d'autre part, d'évaluer l'effort de retrait  $F_r$  après 3 secondes de contact. L'effort de retrait  $F_r$  est défini comme la force maximale avec laquelle le verre se décolle de l'outil. Une cellule d'effort uniaxial de capacité 25kN est placée au-dessus de l'outil pour réaliser ces mesures. Le retrait de l'ensemble creuset/verre est assuré par la descente du vérin hydraulique à la vitesse de 20mm/s à l'aide d'un crochet de maintien qui entraîne le creuset vers le bas et empêche le verre de rester collé sur l'outil. Un système d'acquisition assure l'enregistrement des efforts à une fréquence de 1000 Hz et des évolutions de température à une fréquence de 100 Hz.

Un thermocouple de type N, gainé avec de l'inconel 600, et avec un système de vissage est positionné dans l'outil à 1mm de l'interface de contact. Il permet l'enregistrement de l'évolution de la température dans l'outil pendant les premiers instants de la mise en contact. Pour limiter la perturbation du champ thermique dans l'outil et garantir une réponse plus rapide, un diamètre de thermocouple 0.5mm a été retenu. Le temps de réponse est annoncé par le fabricant à 0,015 s pour passer de 20°C à 100°. Le thermocouple est logé dans un trou non débouchant de 0.7 mm de diamètre dans l'outil et situé à 1mm de la surface de contact (Fig. 2). D'après Grégoire et al. [5], la position idéale du thermocouple doit être comprise entre 1 mm et 3 mm de la surface de contact.

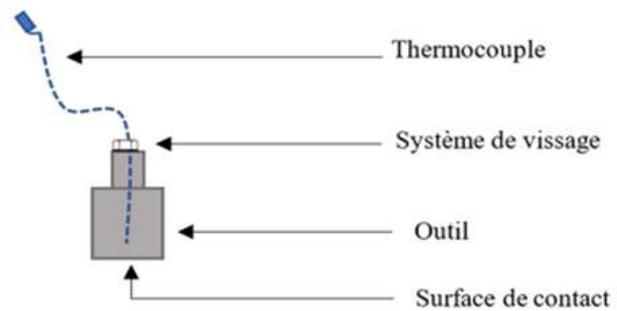


Figure 2 : Montage du thermocouple

Enfin, une étude numérique sur ABAQUS a permis la validation du dimensionnement du banc et la détermination des cartes thermiques du verre et de l'outil juste avant la mise en contact. Le gradient de température avant contact a été estimé par la méthode des éléments finis en prenant en compte les temps de transfert, les caractéristiques thermiques propres au verre et au creuset. Dans cette étude numérique, si les phénomènes de conduction thermique entre le verre et le creuset, de convection thermique entre le verre et l'air et de rayonnement entre le verre et l'outil sont considérés le gradient thermique peut être estimé à 137 °C sur une profondeur de 8,2 mm dans le cas de l'essai de référence ( $T_v = 1150^\circ\text{C}$ ,  $T_o = 510^\circ\text{C}$ ) juste avant contact.

### 3. Campagne d'essais et résultats

Suite à l'étude bibliographique et aux informations fournies par le partenaire industriel, 6 paramètres (pression de contact, température de l'outil, température du verre, rugosité, graissage et matériau de l'outil) sont pertinents à étudier. Une première campagne d'essais a donc été menée en faisant évoluer uniquement la pression de contact et la température initiale du verre (Tableau 1) afin d'étudier leur influence sur l'évolution de la température de l'outil et sur l'effort de retrait. Les paramètres étudiés sont donnés dans le Tableau1.

Matériau de l'outil	Graissage	Rugosité	$T_o$ (°C)	Pression (bar)	$T_v$ (°C)
Fonte GS	Non	$\approx 0.3 \mu\text{m}$	510	1.5	700, 750, 800, 1100, 1150
				3	700, 750, 800, 1100, 1150

Tableau 1 : Paramètres des essais

Pour une question de répétabilité, chaque essai est reproduit 3 fois. Un exemple de résultats bruts de l'évolution de la température ainsi que l'effort de retrait enregistré après 3 secondes de

contact pour un test à  $T_v = 800^\circ\text{C}$  est présenté (Fig.3 et 4). Le but est ici de présenter un exemple type de courbes de résultats et d'indiquer les informations importantes sur ces courbes.

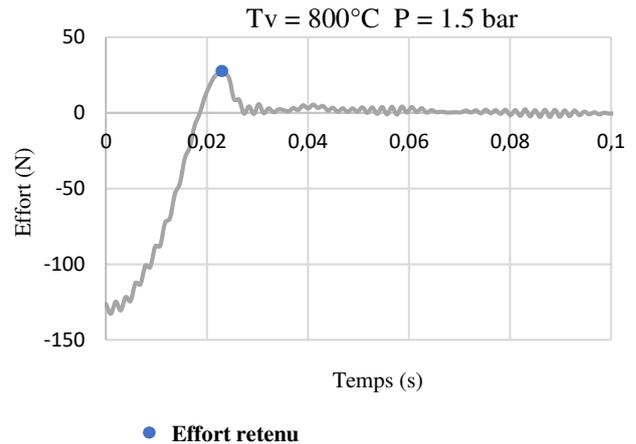
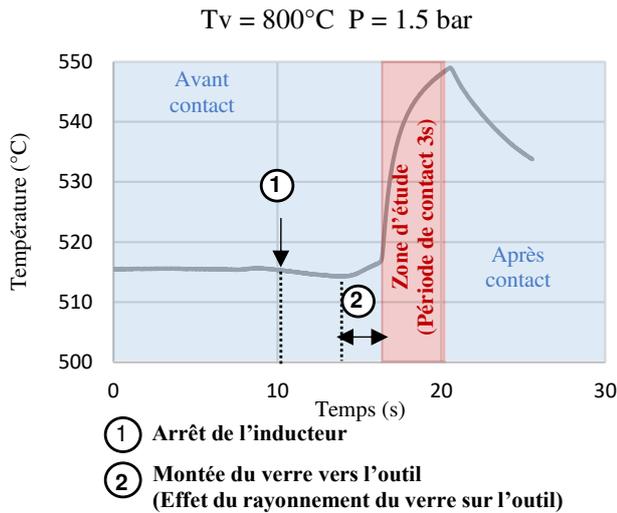


Figure 3 : Courbe brute de l'évolution de la température de l'outil à 1mm de la surface de contact

Figure 4 : Courbe brute de l'effort de retrait

Lors du retrait du verre de l'outil, 3 situations peuvent se présenter :

- Il n'y a pas adhérence entre le verre et l'outil ; l'effort de retrait est proche de zéro.
- Il y a adhérence entre le verre et l'outil. L'effort de retrait est non nul ; son évolution est toutefois dépendante de la vitesse de déplacement du vérin hydraulique qui permet le retrait. Cette vitesse a été fixée arbitrairement à 20mm/s. L'adhérence ne provoque pas de défauts sur la surface de l'outil.
- Il y a collage du verre sur une partie ou sur toute la surface inférieure de l'outil. D'après la bibliographie [10], cela signifie que la viscosité du verre à l'interface de contact est en dessous de  $10^{8.8}$  Pa.s. Cette viscosité correspond à la température critique de collage du verre. Il est toutefois difficile de donner un effort critique de collage car il est dépendant de la surface réellement collée et du temps de contact. Le collage provoque un défaut sur la surface de l'outil.

### 3.1. Analyse thermique

Pour étudier l'évolution de la température dans l'outil pendant les 3 secondes de contact, les courbes (Fig.5 et 6) ont été tracées pour les différentes températures de verre et pressions de contact étudiées (Tableau 1). Dans ce qui suit, un seul résultat sur les 3 essais réalisés pour chaque combinaison (Pression de contact P, température initiale du verre  $T_v$ ) est présenté. Il était difficile d'obtenir des températures initiales de verre identiques à celles données dans le tableau 1 à cause de l'impact de la convection pendant la phase de transfert de l'ensemble verre-creuset du four jusqu'au support. Pour cela, les températures du verre indiquées dans les figures 5 et 6 correspondent aux températures mesurées par le pyromètre juste avant le contact. Pour les basses températures de verre ( $T_v < 850^\circ\text{C}$ ), on observe logiquement que la température de l'outil évolue lentement tandis que pour les hautes températures du verre ( $T_v > 1050^\circ\text{C}$ ) l'évolution de la température est plus importante. Passer de 1,5 bar à 3 bar semble avoir peu d'impact sur les évolutions de températures dans l'outil. L'ensemble de ces courbes sont pour notre projet un ensemble de courbes de référence qui serviront lors des prochaines campagnes expérimentales à établir des comparaisons avec l'utilisation d'autres matériaux et d'autres revêtements.

Pour avoir une valeur de référence dans l'analyse de nos résultats, la température d'interface pour un contact parfait pour le jeu de référence (Température d'outil :  $510^\circ\text{C}$ , Température de verre :  $1150^\circ\text{C}$ ) a été calculée. Les conductivités thermiques de la fonte et du verre sont

respectivement  $30 \text{ W/m}^2\text{C}$  et  $1.17 \text{ W/m}^2\text{C}$ . Les chaleurs spécifiques de la fonte et du verre sont respectivement  $630 \text{ J/kg}^\circ\text{C}$  et  $1350 \text{ J/kg}^\circ\text{C}$ . Les masses volumiques de la fonte et du verre sont respectivement de  $7000 \text{ kg/m}^3$  et  $2550 \text{ kg/m}^3$ . Pour ces valeurs, la température d'interface est de  $605^\circ\text{C}$ .

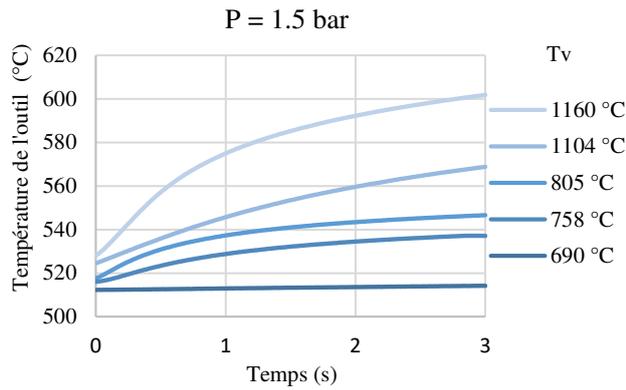


Figure 5 : Evolution de la température de l'outil à 1 mm de sa surface pendant le contact

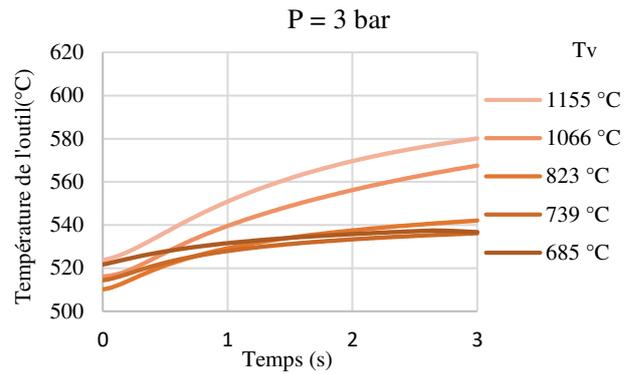


Figure 6 : Evolution de la température de l'outil à 1 mm de sa surface pendant le contact

Afin de réaliser une première analyse des résultats bruts obtenus, la dérivée par rapport au temps de l'évolution de la température dans l'outil a été déterminée pendant le temps de contact et quelques secondes après. Cela est afin d'observer via la thermique de l'outil s'il y a possibilité de collage ou non. Un exemple d'un cas de non adhérence et d'un cas de collage sont présentés (Fig. 7 et 8) respectivement pour des températures initiales de verre de  $758^\circ\text{C}$  et  $1160^\circ\text{C}$ . Après le retrait du vérin ( $t \approx 4\text{s}$ ),  $dT/dt$  (Fig. 7) décroît rapidement et devient négatif. Cela signifie qu'après le retrait, il n'y a plus de verre sur la surface de l'outil et que l'outil refroidit : il n'y a pas collage et le retrait est brutal. La corrélation entre  $dT/dt$  et l'effort de retrait présenté dans le paragraphe suivant confirmera ce résultat.

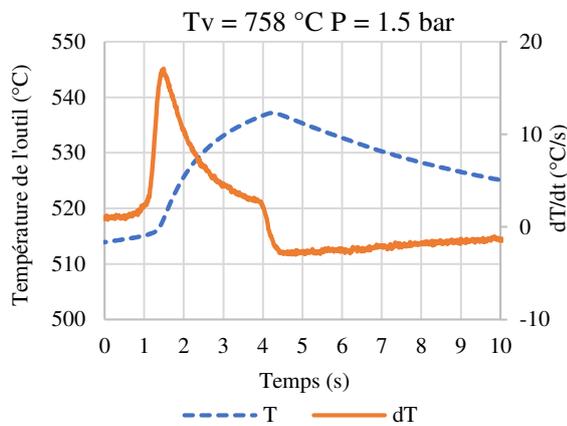


Figure 7 : Cas non adhérence

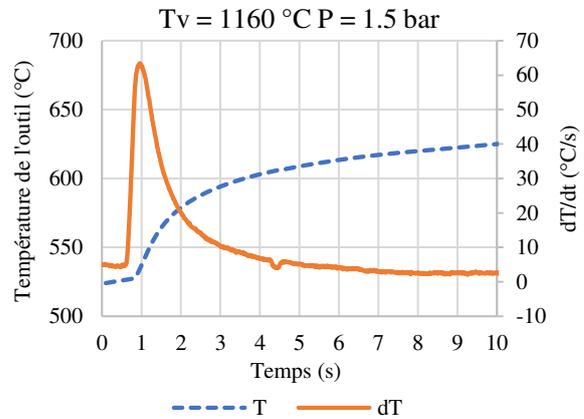


Figure 8 : Cas collage

Pour une température initiale de verre de  $1160^\circ\text{C}$  (Fig. 8),  $dT/dt$  décroît après les 3s de contact mais reste positif. Après le retrait, une partie du verre est donc restée collée sur l'outil et continue de l'échauffer. Pendant cet essai, il avait été observé qu'une galette de verre était restée collée sur la surface inférieure de l'outil. Selon la bibliographie [10], cela signifie que la température du verre au contact est descendue à une température proche de  $650^\circ\text{C}$  correspondant à une viscosité de verre de  $10^{8.8} \text{ Pa.s}$ .

### 3.2. Etude de l'effort de retrait

L'effort de retrait  $F_r$  étudié représente la force maximale à laquelle le verre se décolle de l'outil. A partir des courbes brutes de l'effort de retrait (Fig. 4), l'effort maximal de retrait est représenté pour les différents essais réalisés (Fig. 9). L'effort maximal de retrait augmente nettement avec la température du verre. Cet effort est multiplié de 4 à 6 lorsque la température initiale du verre passe de la gamme ( $650^\circ\text{C}$ - $850^\circ\text{C}$ ) à ( $1050^\circ\text{C}$ - $1200^\circ\text{C}$ ). L'augmentation de

l'effort maximal de retrait se visualise par une augmentation de l'intensité d'adhérence de verre sur l'outil. Plus l'effort de retrait est important, plus l'adhérence entre le verre et l'outil est importante ou plus les surfaces adhérentes sont importantes. La pression de contact ne semble pas avoir d'influence sur l'effort de retrait. Pour les températures supérieures à 1050°C, la dispersion est plus importante pour les essais à 1,5 et 3 bar. Elle peut s'expliquer par des phénomènes de collage sur des zones plus ou moins grandes du verre sur l'outil. Les causes de cette dispersion seront approfondies lors d'une prochaine campagne d'essai.

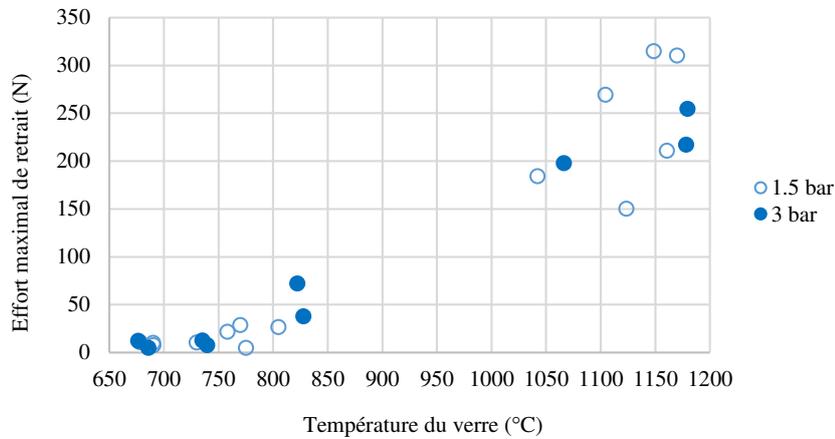


Figure 9 : Evolution de l'effort de retrait en fonction de la température initiale de verre

Les Figures 10 et 11 présentent l'évolution de la dérivée de la température superposée à l'évolution de l'effort de retrait respectivement pour l'essai ( $T_v = 758^\circ\text{C}$ ,  $P = 1,5$  bar) et l'essai ( $T_v = 1160^\circ\text{C}$ ,  $P = 1,5$  bar). On constate en superposant les courbes qu'une distinction entre les mécanismes d'adhérence peut être observée. En effet, dans le premier cas, l'effort de retrait est peu important (18N) et bref ; la dérivée de la température est négative : il n'y a pas collage dans ce cas. Dans le second cas, l'effort de retrait est plus important (200 N) et reste ensuite autour de 50N pendant quelques dixièmes de secondes ; la dérivée de la température reste positive : Il y a collage et adhérence du verre sur l'outil. Il peut être conclu qu'une corrélation peut être établie entre l'évolution de la température dans l'outil et l'effort de retrait.

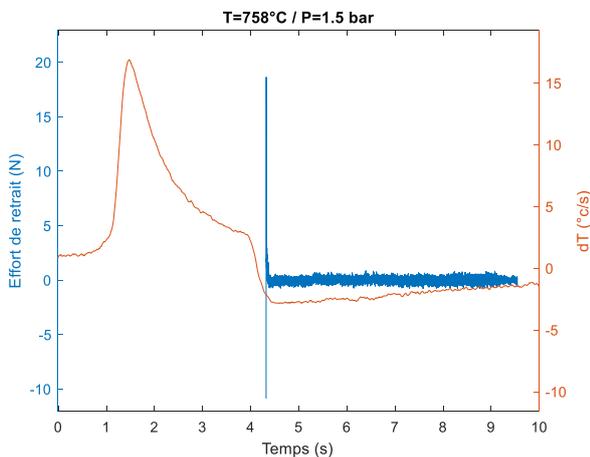


Figure 10 : Cas non adhérence

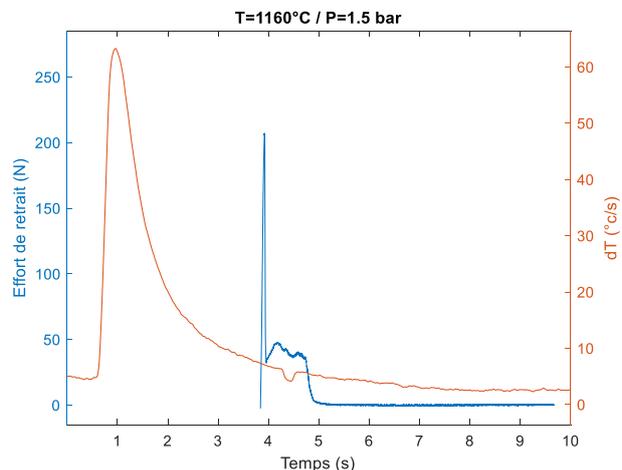


Figure 11 : Cas collage

## 4. Conclusion

Un banc d'essai expérimental instrumenté à haute température a été conçu et validé numériquement. Il permet de reproduire le contact verre/moule dans les conditions industrielles du procédé verrier soufflé-soufflé. L'originalité du banc d'essai est qu'il soit capable, en même temps, de mesurer, pour des pressions de contact différentes, l'échange thermique dans des gammes de températures peu étudiées à ce jour mais aussi d'évaluer l'effort de retrait. Le niveau de l'effort de retrait permet d'évaluer les phénomènes d'adhérence entre le verre et le matériau représentant le moule.

L'évolution de la température de l'outil pour les deux gammes de température de verre (650-850°C) et (1050-1200°C) représentatives des 2 étapes du procédé industriel soufflé-soufflé a été étudiée. L'adhérence entre le verre et le matériau représentant l'outil a également été étudié à partir de l'évolution de la dérivée de la température de l'outil et de l'effort maximal de retrait. L'effort maximal de retrait augmente nettement avec la température initiale du verre. Il varie de (10-50N) à (150-300N) pour des gammes de température de verre respective de (650-850°C) et (1050-1200°C). L'augmentation de l'effort maximal de retrait traduit une augmentation du niveau d'adhérence du verre sur l'outil.

Ce banc d'essai permettra d'étudier dans le futur d'autres paramètres de mise en forme qui sont principalement : revêtements, nouvelles nuances de matériau d'outil. Ces nouvelles données seront comparées à la première campagne expérimentale présentée dans ce papier (qui est une campagne de référence). Ces études permettront d'orienter l'industriel vers des solutions pour améliorer leur production.

## Références

- [1] M. Hyre, « Numerical Simulation of Glass Forming and Conditioning », *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 85, n° 5, p. 1047-1056, déc. 2004, doi: 10.1111/j.1151-2916.2002.tb00221.x.
- [2] Biosca, Adrià, Salvador Borrós, Vicenç Pedret Clemente, Matthew R. Hyre, et Andrés-Amador García Granada. 2019. « Numerical and Experimental Study of Blow and Blow for Perfume Bottles to Predict Glass Thickness and Blank Mold Influence ». *International Journal of Applied Glass Science* 10 (4): 569-83. <https://doi.org/10.1111/ijag.13208>.
- [3] Salomeia, Yannis M., Gary H. Menary, et Cecil G. Armstrong. 2013. « Experimental Investigation of Stretch Blow Molding, Part 1: Instrumentation in an Industrial Environment ». *Advances in Polymer Technology* 32 (S1): E771-83. <https://doi.org/10.1002/adv.21320>.
- [4] T. Loulou, R. Abou-Khachfe, et J.-P. Bardon, « Estimation de la résistance thermique de contact durant la solidification du verre », *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 38, n° 11, p. 984-998, déc. 1999, doi: 10.1016/S1290-0729(99)00107-6.
- [5] Gregoire S., Moreau P., Locheignies D., Cesar de Sa J. (2005). Positions optimales des thermocouples pour l'identification de la R.T.C. à l'interface verre/poinçon. XVII Congrès Français de Mécanique, Troyes (France), Septembre.
- [6] S. Winther et H. A. Schaeffer, « Effect of aggressive gases on the behavior of glass surfaces in contact with mold materials », *Eff. Aggress. Gases Behav. Glass Surf. Contact Mold Mater.*, vol. 61, n° 7, p. 184-190, 1988.
- [7] M. Falipou, C. Donnet, F. Marechal, et J.-C. Charenton, « Sticking temperature investigations of glass/metal contacts: Determination of influencing parameters », *Glass Sci. Technol. Frankf.*, vol. 70, n° 5, p. 137-145, 1997.
- [8] D. Rieser, G. Spieß, et P. Manns, « Investigations on glass-to-mold sticking in the hot forming process », *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 354, n° 12, p. 1393-1397, févr. 2008, doi: 10.1016/j.jnoncrsol.2007.02.095.
- [9] M. Falipou, « Tribologie du contact verre-métal à haute température : Application au formage du verre creux », p. 194, 1998.
- [10] P. Manns, W. Döll, et G. Kleer, « Glass in contact with mould materials for container production », *Glastech. Berichte Glass Sci. Technol.*, vol. 68, p. 389-399, oct. 1995.

## Remerciements

Les auteurs remercient la région Hauts-de-France pour le financement du projet issu de l'appel à projets industrie du futur ; le programme FEDER et l'institut CARNOT ARTS.

# Etude de la combinaison de panneaux aérovoltaiques améliorés et d'un bâtiment énergétiquement performant.

Benoit LIEMANS<sup>1\*</sup>, Véronique FELDHEIM<sup>1</sup>, Daniel BOUGEARD<sup>2</sup>, Serge RUSSEIL<sup>2</sup>

<sup>1</sup> UMONS - Faculté polytechnique - Service de thermique et combustion  
Rue de l'Epargne, 56 - 7000 Mons - Belgique

<sup>2</sup> CERI Energie Environnement - IMT Nord Europe  
941, rue Charles Bourseul - 59508 Douai Cedex - France

\* (auteur correspondant : benoit.liemans@umons.ac.be)

**Résumé** - Cet article traite de la modélisation numérique simplifiée d'un panneau aérovoltaique. Nous évaluons l'intérêt d'équiper le capteur d'ailettes génératrices de vortex dans le chenal à l'arrière des cellules photovoltaïques. Ces panneaux sont installés sur un bâtiment énergétiquement performant dont le comportement est étudié numériquement. Après avoir sélectionné les corrélations appropriées pour le calcul des flux convectifs, une étude paramétrique de l'installation est proposée. Elle envisage l'impact de l'inclinaison du capteur, du débit d'air, de la hauteur du chenal et de la présence ou non d'ailettes.

## Nomenclature

$f$	facteur de friction, —	$\tau$	facteur de transmission, —
$K$	coefficient de transfert, $W/m^2 \cdot ^\circ C$	$\theta$	angle d'inclinaison, $^\circ$
$h$	hauteur, m		
$l$	largeur, m		
$L$	longueur, m		
$Nu$	nombre de Nusselt, —		
$q_m$	débit massique, $kg/s$		
$Re$	nombre de Reynolds, —		
$S$	surface d'échange, $m^2$		
$t$	température, $^\circ C$		
$T$	température, K		
$v$	vitesse, $m/s$		
			<i>Indices et exposants</i>
			<i>amb</i> air ambiant
			<i>c</i> capteur
			<i>cond</i> conduction
			<i>CF</i> convection forcée
			<i>elec</i> électrique
			<i>env</i> environnement
			<i>ext</i> extérieur
			<i>ii</i> face inférieure de l'isolant
			<i>is</i> face supérieure de l'isolant
			<i>PV</i> photovoltaïque
			<i>ray</i> rayonnement
			<i>sol</i> solaire
			<i>sky</i> ciel
			<i>ted</i> tedlar
			<i>Symboles grecs</i>
$\alpha$	facteur d'absorption, —		
$\eta$	rendement, —		
$\phi$	flux, W		
$\varphi$	densité de flux, $W/m^2$		
$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann, $W/m^2 \cdot K^4$		

## 1. Introduction

La technologie des panneaux hybrides, photovoltaïque et thermique combinés, remonte aux années 70 en réponse à la crise énergétique de l'époque. L'idée était d'améliorer le rendement de conversion de l'énergie solaire en produisant d'une part de l'énergie électrique mais également en récupérant de l'énergie thermique par le biais de l'écoulement d'un fluide à l'arrière des cellules photovoltaïques.

Au fil des années qui ont suivi et jusqu'à ce jour, des équipes de recherche n'ont cessé d'étudier et de proposer diverses approches pour améliorer le concept.

## 1.1. Systèmes simples

Le fluide le plus évident sur Terre est l'air. Présent à foison, gratuit et sans grand danger pour les panneaux, il présente de nombreux atouts si ce n'est que sa faible capacité thermique volumique limite fortement la récupération thermique à l'arrière des cellules. En fonction du débit, l'efficacité thermique des panneaux est au mieux de l'ordre de 15 à 30% [1] [2]. Il s'agit principalement de systèmes ouverts prenant l'air extérieur avec rejet direct dans l'atmosphère après utilisation, comme pour la ventilation d'un bâtiment par exemple.

## 1.2. Systèmes complexes

En vue d'améliorer la récupération de chaleur, on peut utiliser un liquide au travers d'une boucle fermée. Le premier qui vient à l'esprit est bien entendu l'eau mais en fonction des conditions climatiques, celle-ci peut geler et dégrader l'installation ou voire même passer en phase vapeur. Cette dernière situation peut s'avérer toutefois très intéressante (à condition que l'installation soit prévue pour) puisque ce changement d'état permet d'emmagasiner plus d'énergie.

Afin d'obtenir le changement de phase à des températures plus basses, des installations ont recours à des mélanges eau et éthanol [3], d'autres utilisent des réfrigérants (R-22 ou R-134a) et des caloducs [4][5]. En fonction des conditions et du type de configuration de l'évaporateur, l'efficacité thermique de cette technologie peut monter jusqu'à des valeurs de 43 à 57%.

## 1.3. Générateurs de vortex

Nous nous intéresserons ici aux panneaux thermo-photovoltaïques à air (PV/T), parfois aussi appelés panneaux aérovoltaiques, dans la situation où les échanges convectifs au niveau du chenal sont améliorés en y introduisant des ailettes génératrices de vortex. Ce système a l'avantage d'être simple dans sa mise en oeuvre et surtout peu énergivore quant à sa conception.

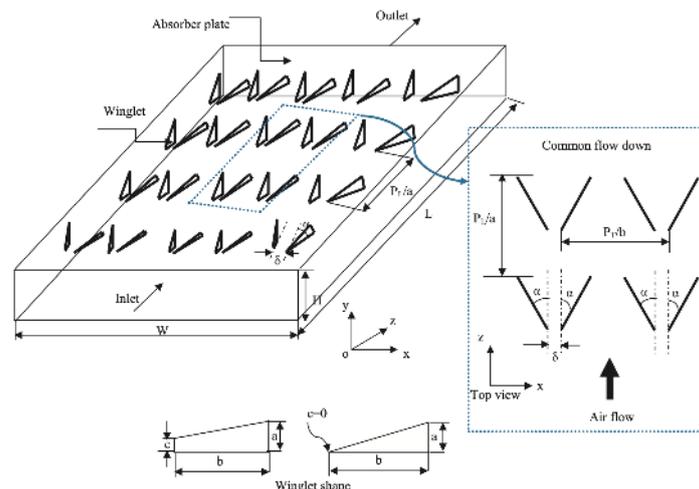


Figure 1 : Forme et distribution des ailettes selon Chamoli [7]

Khanjian et al.[6] ont simulé le comportement d'un tel dispositif dans un tronçon de chenal et montré qu'en fonction de la géométrie et du positionnement des ailettes il était possible d'améliorer le Nusselt de l'ordre de 40% pour un écoulement initial laminaire ( $Re = 911$ ). De leur côté, Chamoli et al.[7] ont établi une corrélation (eq. 1) pour évaluer le Nusselt en fonction de la forme et de l'angle de positionnement des ailettes pour des panneaux solaires thermiques (voir figure 1) avec un écoulement initial turbulent ( $Re \in [3500 : 16000]$ ).

$$Nu = 0,2365Re^{0,6689} \left(1 + \frac{c}{a}\right)^{0,1866} \left(\frac{\alpha}{60}\right)^{-0,3227} e^{(-0,076 \ln(1 + \frac{c}{a})^2)} e^{(-0,9576 \ln(\frac{\alpha}{60})^2)} \quad (1)$$

avec  $\alpha$ ,  $a$  et  $c$  illustrés sur la figure 1.

## 2. Modèle numérique du capteur

Le capteur aérovoltaique étudié se compose d'un panneau photovoltaïque standard et d'un panneau isolant surmonté d'une plaque métallique entre lesquels un espace est prévu (chenal) dans lequel l'air extérieur va pouvoir être aspiré (voir figure 2).

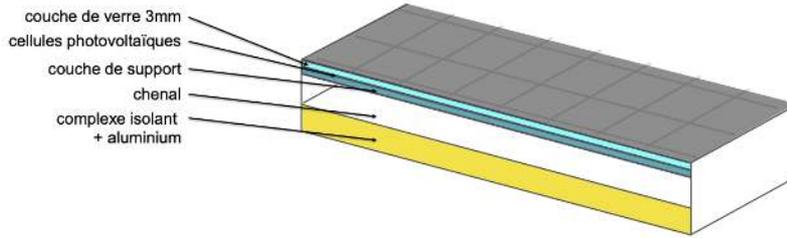


Figure 2 : Coupe de principe du panneau PV/T

Considérant un panneau de 1,68m (L) par 1,02m (l) et une hauteur de chenal de 3cm (h), soit  $L=56h$  et  $l=34h$ , nous effectuons une analyse des transferts de chaleur dans le système en considérant le problème 1-D (selon  $x$  dans le plan médian du chenal). Nous établissons le schéma en résistances équivalent repris à la figure 3.

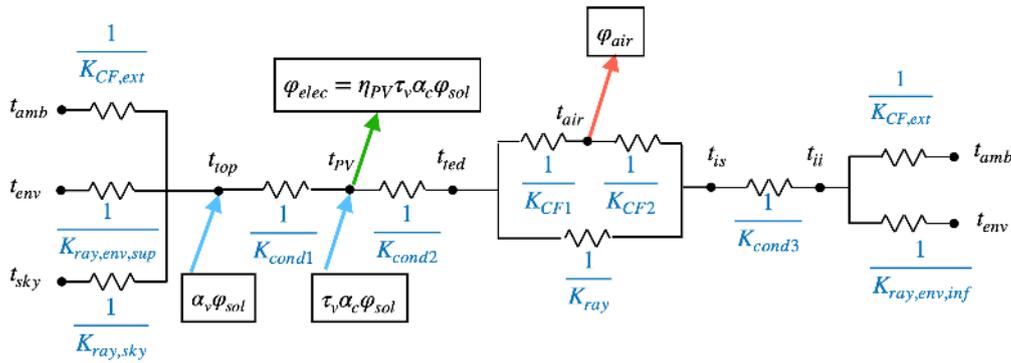


Figure 3 : Schéma électrique équivalent du panneau PV/T en pose libre

Les équations de ce schéma (eq. 2 à 7) sont résolues pour une année climatique type (températures, flux solaire et vitesse du vent de Saint Quentin à 60km de Douai) avec un pas de temps d'une heure.

$$\alpha_v \varphi_{sol} + K_{cond1}(t_{PV} - t_{top}) = K_{CF,ext}(t_{top} - t_{amb}) + K_{ray,sky}(t_{top} - t_{sky}) + K_{ray,env,sup}(t_{top} - t_{env}) \quad (2)$$

$$\tau_v \alpha_c \varphi_{sol} = \eta_{PV} \tau_v \alpha_c \varphi_{sol} + K_{cond1}(t_{PV} - t_{top}) + K_{cond2}(t_{PV} - t_{ted}) \quad (3)$$

$$K_{cond2}(t_{PV} - t_{ted}) = K_{CF1}(t_{ted} - t_{air}) + K_{ray}(t_{ted} - t_{is}) \quad (4)$$

$$\varphi_{air} = q_m c_p \frac{dt_{air}}{dx} = K_{CF1}(t_{ted} - t_{air}) + K_{CF2}(t_{is} - t_{air}) \quad (5)$$

$$K_{ray}(t_{ted} - t_{is}) = K_{CF2}(t_{is} - t_{air}) + K_{cond3}(t_{is} - t_{ii}) \quad (6)$$

$$K_{cond3}(t_{tis} - t_{ii}) = K_{CF,ext}(t_{is} - t_{amb}) + K_{ray,env,inf}(t_{ii} - t_{env}) \quad (7)$$

avec

$$K_{CF,ext} = 5,67 + 3,868v_{vent} \quad (\text{Corrélation de Jürges [8]})$$

$$K_{ray,sky} = \epsilon_{sup}\sigma(T_{top} + T_{sky})(T_{top}^2 + T_{sky}^2)\frac{1+\cos\theta}{2}$$

$$K_{ray,env,top} = \epsilon_{sup}\sigma(T_{top} + T_{env})(T_{top}^2 + T_{env}^2)\frac{1-\cos\theta}{2}$$

$$K_{ray,env,inf} = \epsilon_{inf}\sigma(T_{ii} + T_{env})(T_{ii}^2 + T_{env}^2)$$

$$K_{CF} = \frac{Nu\lambda_{air}}{D_h} \quad \text{avec} \quad D_h = \frac{4(hl)}{2(h+l)} \quad \text{et} \quad \lambda_{air} : \text{la conductibilité thermique de l'air}$$

Pour calculer les flux convectifs au sein du chenal ( ici  $K_{CF1}$  et  $K_{CF2}$  ), plusieurs corrélations existent. La *figure 4* permet d'évaluer quelles corrélations sont utilisables dans la gamme des Reynolds que nous pourrions rencontrer, représentée ici par une zone en pointillés.

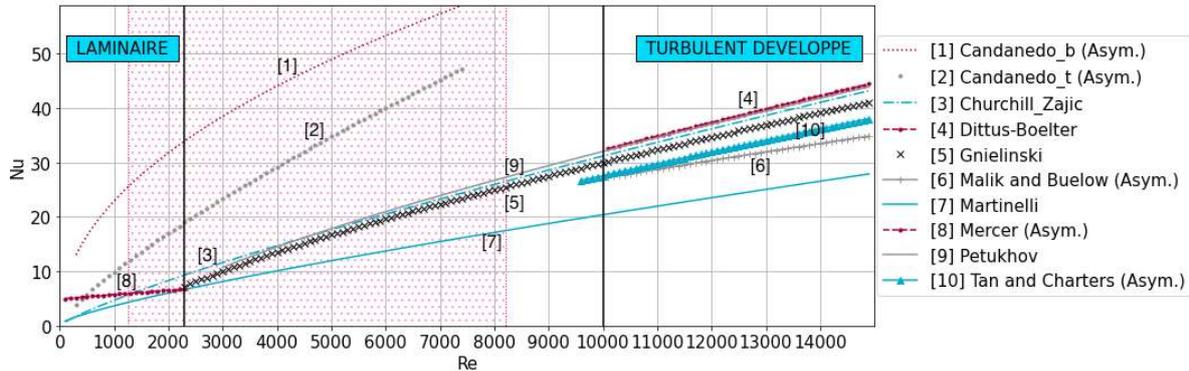


Figure 4 : Comparaison de différentes corrélations pour déterminer le Nusselt

La proposition de Candanedo [9] nous semble fort optimiste avec des valeurs plus de 2 fois supérieures aux autres et nous décidons de l'écartier à ce stade. Pour notre étude, considérant l'absence de corrélation asymétrique dans notre gamme de Reynolds, nous décidons d'utiliser la corrélation de Gnielinski (eq. 8), qui est une corrélation très utilisée et connue pour fournir de bonnes prédictions notamment dans les régimes faiblement turbulents et transitionnels, pour le cas de base pour des Reynolds  $\geq 2300$  ( $Nu=3,6$  si  $Re < 2300$ ) et celle de Chamoli (eq. 1) lors de la présence de générateurs de vortex.

$$Nu = \frac{(Re - 1000)Pr\frac{f}{8}}{1 + 12,7\frac{f}{8}^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (8)$$

$$\text{avec } f = (0,79 \ln(Re) - 1,64)^{-2}$$

Evans et Florschuetz [10] ont montré que le rendement de conversion en électricité du panneau était sensible à la température des cellules photovoltaïques et se dégradait lorsque celle-ci dépassait les 25°C (eq. 9).

$$\eta_{PV} = \eta_{PV,ref}(1 + \beta(t_{PV} - 25)) \quad (9)$$

avec dans notre cas  $\eta_{PV,ref} = 0,1962$  et  $\beta = -0,00369K^{-1}$ .

Nous considérerons à ce stade que le panneau est en pose libre, sur une structure tubulaire par exemple, et donc la face cachée du panneau est en contact avec les conditions extérieures.

La résolution du système d'équations mentionné précédemment pour un cas de base nous donne les résultats repris à la *figure 5*.

### 3. Présentation et simulation des besoins du bâtiment

Le bâtiment considéré dans cette étude est un pavillon expérimental situé à Douai dans le département du Nord (Centre de Recherche de l'IMT) à haut degré d'isolation thermique qui

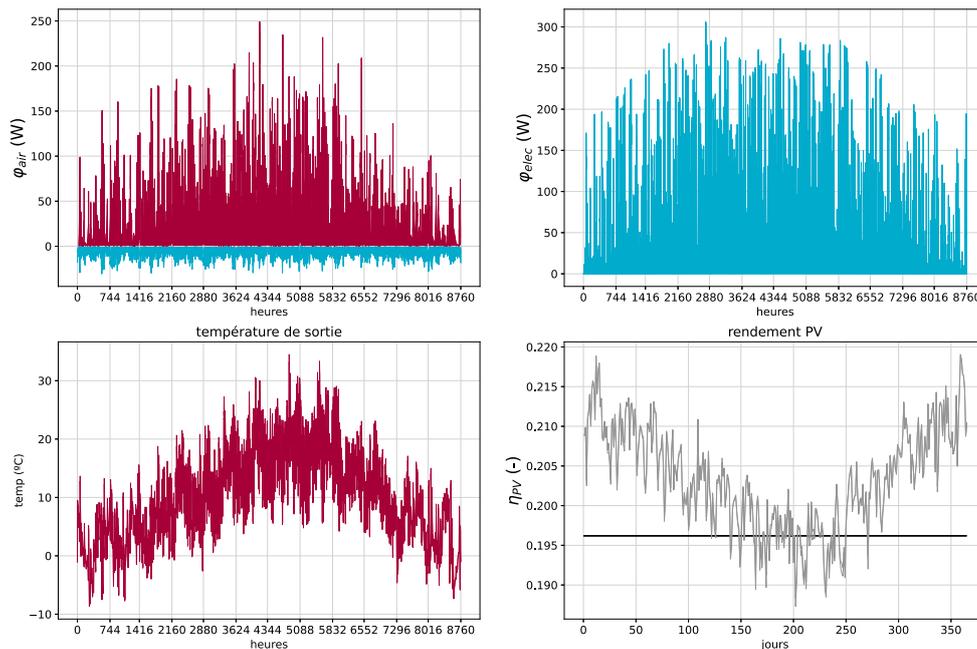


Figure 5 : Résultats obtenus pour 1 panneau orienté sud incliné à  $35^\circ$

sera ultérieurement pourvu de l'installation aérovoltaique. Il est constitué d'un seul niveau comprenant 2 locaux symétriques. Ils disposent chacun d'une porte semi-vitrée sur la façade nord et d'une grande baie vitrée fixe sur la façade sud (voir figure 6).

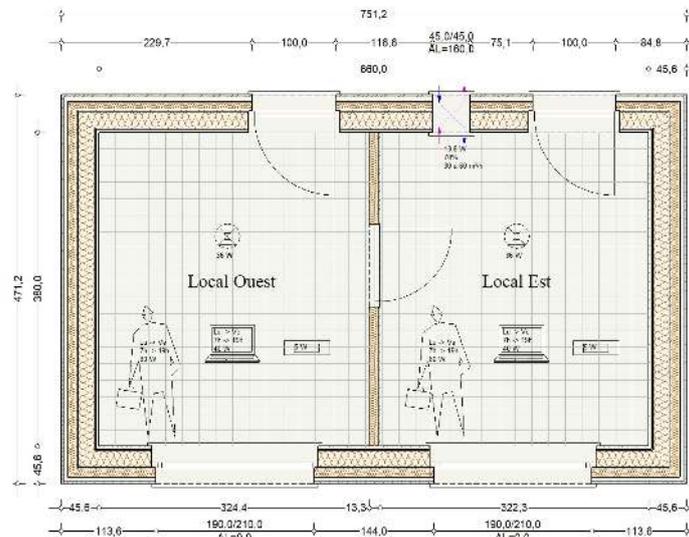


Figure 6 : Plan du pavillon

Pour les besoins de la simulation, nous avons considéré qu'il s'agissait de 2 bureaux d'une personne, équipés chacun d'un ordinateur et utilisés toute l'année de 7h à 19h du lundi au vendredi avec un régime de chauffage 21/15°C et un refroidissement actif à partir de 25°C. La ventilation est assurée par un groupe centralisé équipé d'un échangeur air/air ( $\epsilon=0,7$ ).

La simulation dynamique a été réalisée avec TRNSYS sur une année avec un pas de temps d'une heure (fichier météo de Saint Quentin). Les caractéristiques principales du bâtiment sont reprises dans les *tableaux 1, 2 et 3*.

Les résultats obtenus nous indiquent des besoins nets en chauffage de 490,7 kWh (13,87

	$U_p$	$U_{ch}$	$U_v$	$g$
	W/m <sup>2</sup> .°C	W/m <sup>2</sup> .°C	W/m <sup>2</sup> .°C	-
Murs	0,120	-	-	-
Toit	0,103	-	-	-
Plancher	0,119	-	-	-
Cloison	0,359	-	-	-
Fenêtres- portes	-	1,67	0,61	0,402

Tableau 1 : Coefficients de transfert thermique des parois

Personne	100	W
Laptop	40	W
Veille	5	W
Eclairage	10	W

Tableau 2 : Gains internes par bureau

Ventilation	2 x 30	m <sup>3</sup> h <sup>-1</sup>
Infiltration	0,024	h <sup>-1</sup>

Tableau 3 : Taux de renouvellement d'air

kWh/m<sup>2</sup>.an) et de 322,9 kWh (9,12 kWh/m<sup>2</sup>.an) pour le refroidissement, ce qui est cohérent avec un bâtiment à haut degré d'isolation comme celui-ci, et une puissance maximale de chauffage de 1,66kW et de 1,19kW pour le froid (voir figure 7).

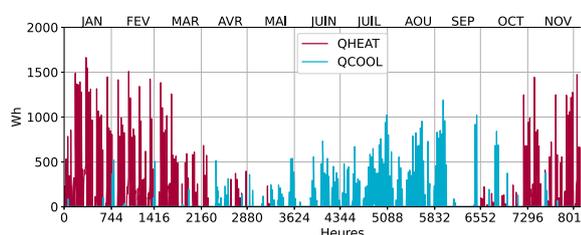


Figure 7 : Evolution des besoins en chaleur et en froid pour un bureau

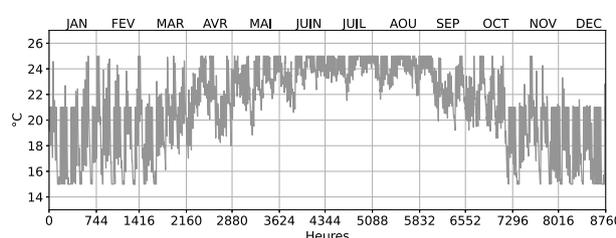


Figure 8 : Evolution de la température dans les bureaux

Nous notons une forte propension à la surchauffe, y compris durant des mois froids, comme le montre la figure 8. Ceci est principalement dû à la présence des grandes fenêtres orientées sud sans protection solaire et à la faible inertie thermique du bâtiment de par sa conception en bois.

#### 4. Etude paramétrique de l'installation solaire

Sur base d'une estimation des besoins annuels du pavillon en électricité, nous avons déterminé qu'il fallait équiper ce dernier de 6 panneaux photovoltaïques de 300Wc pour que le bilan annuel "production et consommation" s'équilibre. Nous considérons qu'ils seront placés côte à côte en format "portrait" et que la largeur du chenal sera égale à la longueur d'un panneau et la longueur du chenal 6 fois celle de la largeur d'un de ceux-ci.

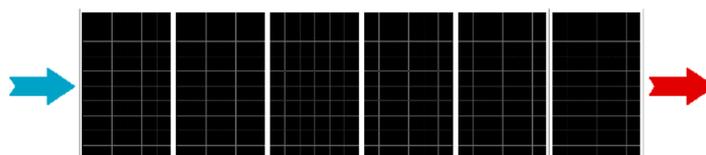


Figure 9 : Schéma de pose des panneaux

Le pavillon disposant d'une toiture plate, nous avons la liberté de choisir l'angle d'inclinaison de l'installation et dans une moindre mesure également son orientation. Nous avons donc déterminé, sans et avec les ailettes génératrices de vortex, les productions annuelles en chaleur et électricité pour différentes configurations en faisant varier le débit d'air circulant dans le chenal de 0,02kg/s (60m<sup>3</sup>/h), le débit minimal hygiénique pour 2 personnes, à 0,05kg/s (150m<sup>3</sup>/h),

la hauteur du chenal de 30mm à 75mm et les valeurs d'inclinaison de 30°, 35° et 45° (voir figures 10, 11 et 12).

Les productions annuelles varient de 2051,43 à 2124,05 kWh pour l'électricité et de 107,91 à 899,86 kWh pour le chauffage. A configuration égale, l'installation équipée des ailettes ne produit qu'entre 0,39 et 0,78% d'électricité en plus alors que celle-ci produit entre 80 et 311% de chaleur de plus.

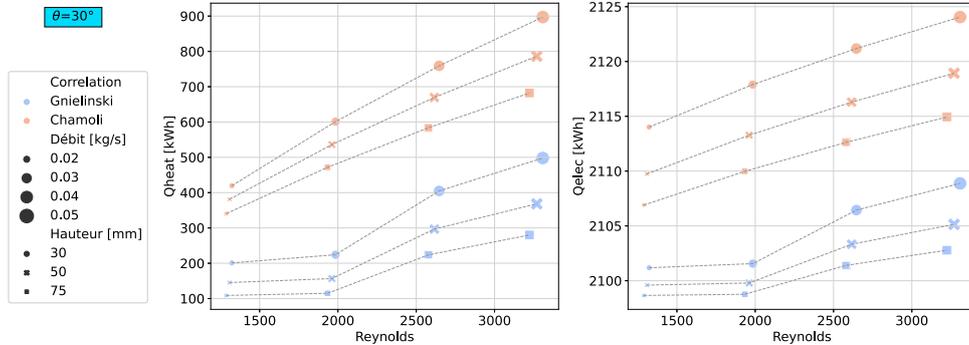


Figure 10 : Productions annuelles en chaleur et en électricité pour une inclinaison de 30°

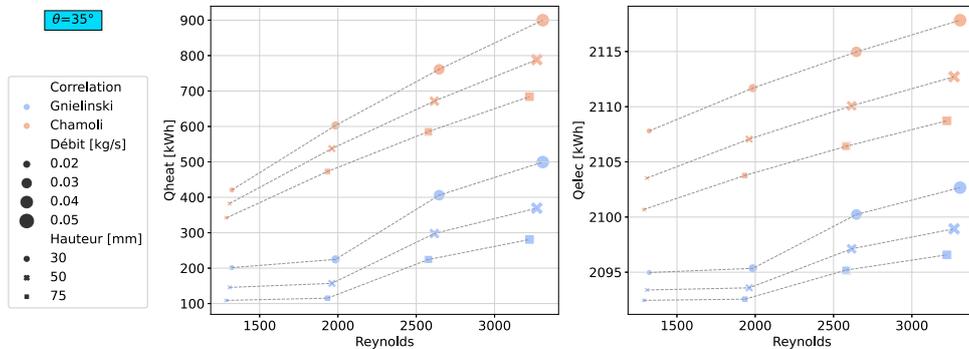


Figure 11 : Productions annuelles en chaleur et en électricité pour une inclinaison de 35°

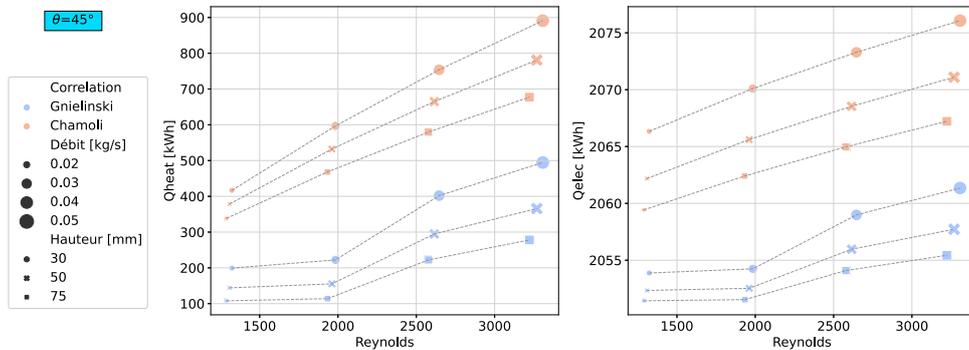


Figure 12 : Productions annuelles en chaleur et en électricité pour une inclinaison de 45°

Nous avons montré que les gammes de production de chaleur sont bien de l'ordre des besoins du bâtiment. Cependant, comme le montre la figure 13, leur distribution temporelle est très différente et finalement, dans le cas d'un débit de 60 m<sup>3</sup>/h (soit 0,02 kg/s) dans un chenal de 30mm de haut et une inclinaison de 35°, sur les 420,7 kWh produits, seuls 23 kWh seront directement exploitables (production lorsqu'il y a consommation) pour préchauffer le bâtiment diminuant ainsi ses besoins annuels en chauffage de 490,7 (eq 10) à 467,7 kWh (eq 11).

$$\text{besoins}_{\text{chauff,bat,an}} = \sum_{h=1}^{8760} \text{besoins}_{\text{chauff,bat,h}} \quad (10)$$

$$\text{besoins}_{\text{chauff,bat+PV/T,an}} = \sum_{h=1}^{8760} (\text{besoins}_{\text{chauff,bat,h}} - \text{production}_{\text{chauff,PV/T,h}}) \quad (11)$$

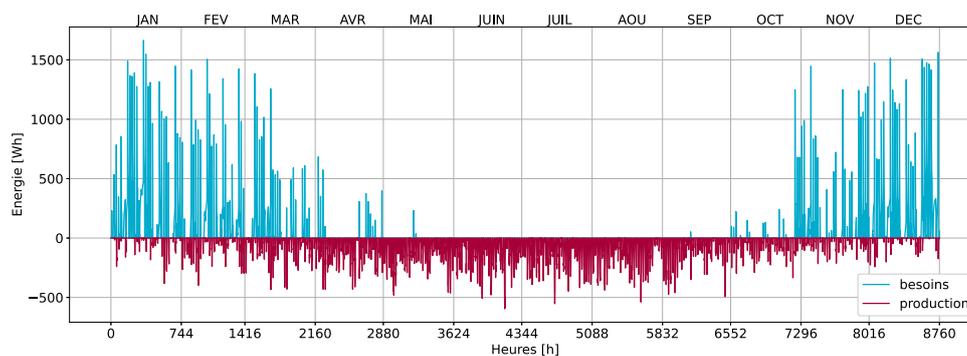


Figure 13 : Comparaison des besoins horaires en chaleur et la production ( $h : 30\text{mm}$ ,  $q_m : 0,02 \text{ kg/s}$ , inclinaison :  $35^\circ$ )

## 5. Conclusion

Avec les résultats obtenus à ce stade, c'est-à-dire sans couplage du panneau PV/T et du bâtiment (outils de simulation distincts), la combinaison actuelle de l'installation aérovoltaïque et du pavillon n'est clairement pas convaincante pour le 1<sup>er</sup> scénario choisi dans cette communication. Plusieurs causes peuvent être avancées et demanderont à être validées.

Premièrement, nous utilisons directement la production thermique immédiate pour satisfaire les besoins de l'heure  $h$ . Dépendants tous deux de l'ensoleillement, la première est souvent la plus faible quand l'autre est à son maximum. Une piste possible serait l'utilisation d'un accumulateur thermique pour différer de quelques heures l'accès à cette énergie.

Deuxièmement, les débits d'air strictement nécessaires pour la ventilation hygiénique des bureaux sont très certainement insuffisants pour une utilisation pertinente des panneaux.

Enfin, les besoins en chauffage du bâtiment test sont tellement réduits et localisés en période de faible ensoleillement que ce type d'installation n'est pas utile ici car plus adapté à des besoins en mi-saison. Nous élargirons nos investigations à d'autres scénarii et à d'autres usages.

## Références

- [1] A. Tiwari et al. , Performance evaluation of photovoltaic thermal solar air collector for composite climate of India, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, Vol. 90 (2006) ,175–189
- [2] A. Kasaeian et al. , Effects of forced convection on the performance of a photovoltaic thermal system : An experimental study, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 85 (2017), 13–21
- [3] K. Terashima, et al. , Development of an environmentally friendly PV/T solar panel, *Solar Energy*, Vol.199 (2020), 510–520
- [4] J. Zhou, X. Zhao and Y. Yuan et al. , Operational performance of a novel heat pump coupled with mini-channel PV/T and thermal panel in low solar radiation, *Energy and Built Environment*, Vol.1 (2020), 50–59
- [5] M. Yu, et al. , Development of an environmentally friendly PV/T solar panel, *Applied Energy*, Vol.256 (2019), 113929
- [6] A. Khanjian et al. , Effect of rectangular winglet pair roll angle on the heat transfer enhancement in laminar channel flow, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 114 (2017),1-14
- [7] S. Chamoli et al. , Thermal performance improvement of a solar air heater fitted with winglet vortex generators, *Solar Energy*, Vol. 159 (2018), 966–983
- [8] S. Sharples and P. S. Charlesworth, Full-scale measurements of wind-induced convective heat transfer from a roof-mounted flat plate solar collector, *Solar Energy*, Vol. 62 No. 2 (1998), pp. 69–77
- [9] L. M. Candanedo, Convective Heat Transfer Coefficients in a Building-Integrated Photovoltaic/Thermal System, *Journal of Solar Energy Engineering*, Vol. 133 (2011), 021002-1 - 021002-14
- [10] Evans, D.L., Florschuetz, L.W., Cost studies on terrestrial photovoltaic power systems with sun-light concentration, *Solar Energy*, Vol. 19 (1977), 255–262.

# Développement d'un dispositif expérimental de surmoulage permettant la mesure de la résistance thermique de contact pièce polymère/pièce polymère en conditions industrielles.

Pierre LE MOUËLLIC<sup>1,2,\*</sup>, Nicolas BOYARD<sup>2</sup>, Jean-Luc BAILLEUL<sup>2</sup>, Nicolas LEFEVRE<sup>2</sup>, Thierry GAUDRY<sup>1</sup>, Jean-Marc VEILLE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Cooper Standard, Route des Eaux, 35503 Vitré, France

<sup>2</sup>Nantes Université, CNRS, Laboratoire de thermique et énergie de Nantes, LTeN, UMR 6607, F-44000 Nantes, France

\*(auteur correspondant : [pierre.le-mouelllic1@etu.univ-nantes.fr](mailto:pierre.le-mouelllic1@etu.univ-nantes.fr))

**Résumé** - Dans l'industrie automobile, les joints d'étanchéité sont fabriqués par surmoulage de profils en élastomères extrudés. Les élastomères thermoplastiques vulcanisés (TPV) constituent un des types d'élastomères utilisés. Lors du procédé de surmoulage, la qualité du contact thermique est essentielle pour développer la résistance mécanique de l'assemblage. Cet article vise à évaluer, pour la première fois, la qualité du contact thermique entre le TPV extrudé et le TPV injecté pendant les phases de maintien et de refroidissement en conditions procédé. A cette fin, un moule expérimental instrumenté a été conçu, permettant de mesurer les champs de température dans chaque polymère pendant le cycle de surmoulage. Les relevés de température ainsi que les positions des thermocouples servent alors de données d'entrée à la méthode séquentielle inverse de Beck. Les informations quantitatives non intrusives de température de surface et de flux de chaleur ainsi obtenues, permettent d'identifier la Résistance Thermique de Contact (RTC) sur le cycle d'élaboration complet. Il a été observé que les variations de la RTC à l'interface polymère semblent être liées au déséquilibre thermique engendré lors du procédé qui génère un champ de transformation hétérogène.

## Nomenclature

$T$	température, °C	<i>Symboles grecs</i>	
$X$	position, m	$\lambda$	conductivité thermique, W/(m.K)
$V$	vitesse, m.s <sup>-1</sup>	$\varphi$	densité surfacique de flux, W/m <sup>2</sup>
$c_p$	chaleur spécifique, J/(kg.K)	$\rho$	masse volumique, kg/m <sup>3</sup>

## 1. Introduction

Le marché automobile utilise des élastomères thermoplastiques vulcanisés (TPV) pour produire des solutions d'étanchéité statiques. Ceux-ci sont produits par un procédé de vulcanisation dynamique, dont la morphologie résultante est constituée d'une phase élastomère dispersée dans une matrice thermoplastique. La phase élastomère est généralement composée d'éthylène-propylène-diène-monomère (EPDM), et la phase thermoplastique est composée de polypropylène semi-cristallin (PP). Ces matériaux présentent un grand intérêt car ils combinent les caractéristiques des élastomères et la facilité de mise en œuvre des thermoplastiques, réduisant ainsi les temps de cycle et augmentant donc la productivité. Les solutions d'étanchéité statiques sont produites par surmoulage d'un TPV fondu sur un brin de TPV préalablement extrudé. Le cycle de surmoulage est divisé en trois étapes. Au cours de l'étape de remplissage, d'une durée inférieure à une seconde, le TPV fondu est injecté dans une cavité régulée en température, sous de forts taux de cisaillement. Le choc thermique résultant du contact entre le

TPV fondu et le moule induit une densité flux de chaleur conductif élevée, typiquement de l'ordre de  $10^5$  W/m<sup>2</sup>. Une pression de maintien est ensuite appliquée pour compenser les retraits thermiques et de cristallisation jusqu'au gel du seuil d'injection. Pendant le refroidissement par conduction, le polymère est soumis à des vitesses de refroidissement élevées, typiquement de l'ordre de 200°C/min, et subit la cristallisation de la phase PP. Dans certains cas, le décollement de la pièce du moule métallique ou de l'insert TPV entraîne une chute de la pression dans l'empreinte. Ce phénomène est également responsable d'une modification locale du transfert de chaleur en raison de la lame d'air ainsi formée à l'interface.

La surface réelle de contact entre les TPV est ponctuelle, formant une zone hétérogène où les transferts de chaleur sont multidirectionnels. Les flux de chaleur traversent alors l'interface par deux chemins distincts. Le premier sont les points de contact générant la constriction des tubes de flux [1]. Le second est lié au flux de chaleur à travers le milieu interstitiel. Ce dernier est composé d'un fluide piégé, dont le volume évolue avec le retrait du polymère. En considérant les deux contributions, on définit la résistance thermique de contact globale :

$$RTC = \frac{T_{inj,s} - T_{ex,s}}{\varphi} \quad (1)$$

Où  $T_{inj,s}$  et  $T_{ex,s}$  sont les températures de surface de chaque TPV et  $\varphi$  est la densité du flux de chaleur traversant l'interface.

La résistance thermique de contact joue un rôle très important dans l'analyse des transferts de chaleur pour de nombreux processus. Pour le moulage par injection, les travaux de recherche se concentrent sur la modélisation et la détermination expérimentale de la RTC à l'interface moule/pièce. Somé *et al.* [2] ont établi un modèle prédictif pour le calcul de la RTC à l'interface polypropylène/moule en acier. Les auteurs ont rapporté une RTC à l'interface variant entre  $1.10^{-4}$  m<sup>2</sup>.K.W<sup>-1</sup> et  $1.10^{-3}$  m<sup>2</sup>.K.W<sup>-1</sup>, en fonction de la rugosité du moule. Levy *et al.* [3] ont établi une relation analytique entre le degré de contact intime (le rapport de la surface de contact réelle sur la surface totale de contact) et la RTC. Les auteurs ont montré que la RTC est liée à la surface réelle de contact par les paramètres géométriques de surface ainsi que par la conductivité du gaz interstitiel à l'interface polymère/moule. Une diminution de la RTC a été montrée avec l'augmentation du degré de contact intime : la valeur de RTC chute de  $4.10^{-4}$  m<sup>2</sup>.K.W<sup>-1</sup> à  $1.10^{-4}$  m<sup>2</sup>.K.W<sup>-1</sup> lorsque le degré de contact intime passe de 0.65 à 0.95. Ces études ont montré que la RTC n'est pas constante au cours du cycle d'injection. La détermination de la RTC requiert le calcul des températures de surface des deux milieux en contact ainsi que la densité de flux traversant l'interface. La principale difficulté réside dans la détermination de la température de surface du polymère en raison de l'intrusivité des capteurs. C'est la raison pour laquelle des méthodes inverses ont été utilisées pour calculer la température du moule et le flux thermique traversant l'interface polymère/moule [4].

Bien que la modélisation de la RTC et que des valeurs expérimentales à l'interface polymère/moule soient rapportées dans la littérature, la RTC à l'interface polymère/polymère, n'a jamais été considérée à notre connaissance, ce qui fait le principal caractère innovant de la présente étude. Pour ce faire, un dispositif original de surmoulage instrumenté a été développé afin de calculer, de façon non intrusive les températures de surface et les densités flux thermiques échangées aux interfaces. Les données obtenues permettront, dans de futurs travaux, d'obtenir des conditions aux limites fiables pour la modélisation du procédé de surmoulage.

## 2. Matériaux et méthodes

### 2.1. Matériaux

Les matériaux considérés sont deux TPV à base de polypropylène-éthylène propylène diène monomère (PP-EPDM) appelés TPV<sub>inj</sub> et TPV<sub>ex</sub>. Le TPV<sub>inj</sub> est un grade pour le moulage par injection et le TPV<sub>ex</sub> est un grade pour l'extrusion. Ces deux TPV sont mis en forme dans un moule en acier 40CMD8. La chaleur spécifique de chaque TPV a été déterminée par DSC, leur conductivité au moyen d'une plaque chaude gardée et le volume spécifique au moyen d'un appareil PVT. Les propriétés thermophysiques sont considérées constantes et présentées dans le tableau 1.

	$\lambda$	$C_p$	$\rho$
	W/(m.K)	J/(m.K)	kg/m <sup>3</sup>
TPV <sub>inj</sub>	0,2	2804	911
TPV <sub>ex</sub>	0,2	2525	970
Mould 40CMD8	36	475	7850

Tableau 1 : Propriétés mécaniques et thermiques du TPV<sub>inj</sub>, TPV<sub>ex</sub> et du moule.

### 2.2. Méthodes

Cette partie s'attache à présenter le dispositif de surmoulage développé permettant d'obtenir de façon non intrusive les températures de surface ainsi que les densités de flux de chaleur aux interfaces TPV<sub>inj</sub>/TPV<sub>ex</sub> et TPV<sub>inj</sub>/moule. Ces données permettent le calcul de la RTC par l'équation 1.

#### 2.2.1. Validation des transferts de chaleur unidirectionnels

La première étape de développement a consisté à définir une géométrie assurant des transferts de chaleur unidirectionnels à l'interface TPV<sub>inj</sub>/TPV<sub>ex</sub>. La géométrie retenue est formée de deux parallélépipèdes de dimensions respectives (80x50x4)mm<sup>3</sup> avec une zone de recouvrement de (50x50)mm<sup>2</sup> (Figure 1). La géométrie du moule est présentée en détail dans la section suivante. La validation des transferts de chaleur unidirectionnels a été effectuée en comparant deux configurations. La première est un schéma tridimensionnel où une condition à la limite de troisième espèce a été appliquée sur toute la surface en contact avec le moule. La seconde est un schéma unidirectionnel où la même condition limite a été appliquée sur les parties supérieure et inférieure de la zone de recouvrement mais avec une condition adiabatique sur les faces latérales (condition de seconde espèce). Les simulations de température pour les deux configurations ont été effectuées le long d'un profil vertical au centre de la zone de recouvrement. La Figure 2 présente les profils de température obtenus pour la configuration 3D (lignes continues) et pour la configuration 1D (symboles) pour des durées comprises entre 0,5s et 50s. Les niveaux de température calculés par le schéma 3D semblent être bien reproduits par le schéma 1D. Cette hypothèse est confirmée par l'analyse des résidus présentés sur la Figure 3, où l'on constate que les écarts maximaux sont de l'ordre de 10°C. Pour la suite, les transferts de chaleur seront considérés comme unidirectionnels à travers l'épaisseur des deux TPV, au centre de la zone de recouvrement pour une durée maximale de 50s.

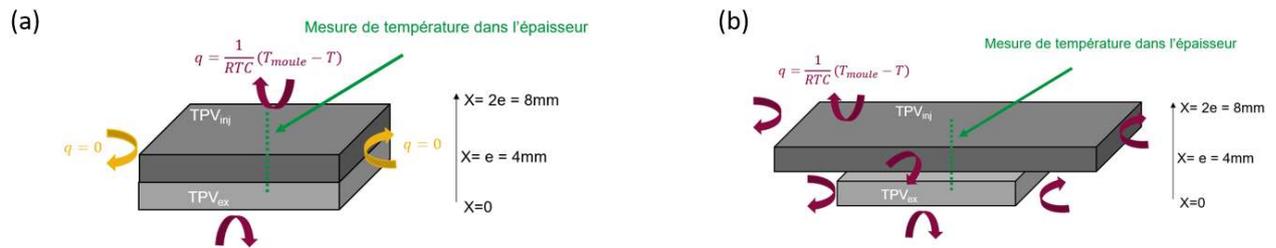


Figure 1: Validation des transferts de chaleur unidirectionnels. (a) Cas 1D. (b) Cas 3D.

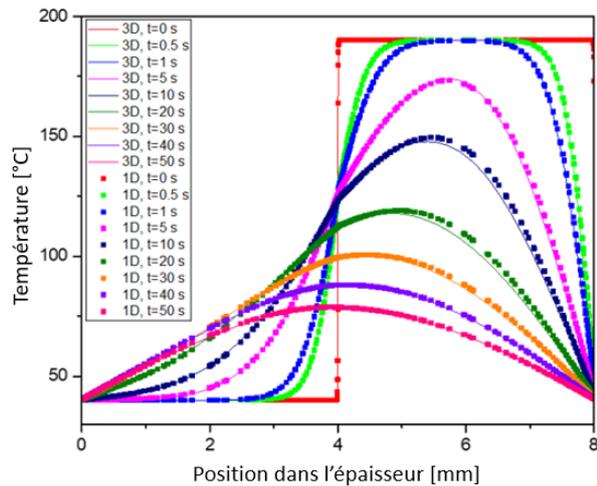


Figure 2 : Comparaison des profils de température selon l'épaisseur et pour différents temps entre le schéma 3D et 1D.

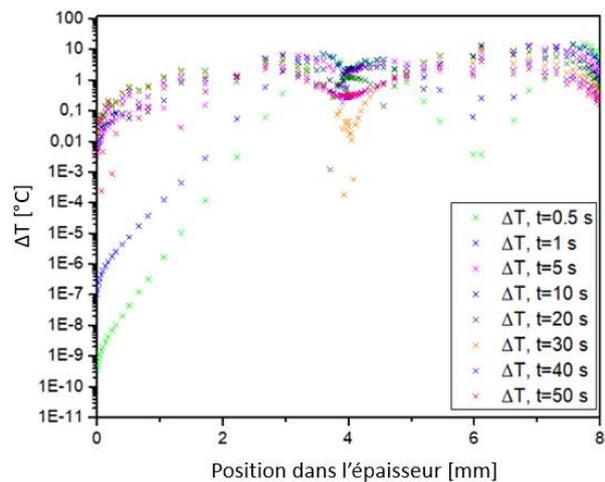


Figure 3 : Résidus entre les schémas 3D et 1D.

### 2.2.2. Description du moule de surmoulage

Le moule développé a été monté sur une presse à injecter SANDRETTO (950kN). La partie fixe est la cavité moulante. Deux capteurs de pression Kistler © (type 6157B, diamètre 4mm) sont implantés dans le moule, placés respectivement à 10mm de l'entrée ("Pression entrée") et à 70mm de l'entrée ("Pression sortie"). Le moule est équipé d'un capteur de flux thermique KAYME© placé à 35 mm de l'entrée. Il est composé de trois thermocouples de type K implantés respectivement à 0.388mm, 1.759mm et 3.157mm de la surface de la cavité. Pour rendre la mesure non intrusive, le moule et la cellule de flux thermique sont réalisés avec le même acier (40CMD8). Deux cavités de 6mm de diamètre permettent de placer des cylindres en silicone (ALC 990/D) dans la cavité. Ces cylindres permettent de tendre dans la cavité trois thermocouples de type K de 125 $\mu\text{m}$  de diamètre ( $T_{inj1}$ ,  $T_{inj2}$  et  $T_{inj3}$ ). Deux seuils d'injection sous-marins sont placés dans la cavité de manière que les deux flux de TPV se recouvrent sur les thermocouples, limitant au minimum les mouvements relatifs lors du moulage. Une pièce imprimée par stéréolithographie (SLA) est insérée entre eux et permet de maintenir leurs positions relatives lors du surmoulage. La partie fixe du moule est composée d'une cavité à double usage. La Figure 4 (a) présente la première fonction, qui est de placer un insert de rugosité maîtrisée ( $R_a = 0.1, 0.8, 2.54, 5.10$  et  $15.8\mu\text{m}$ ) permettant de conférer une rugosité de surface au TPV<sub>ex</sub>. La Figure 4 (b) présente la deuxième fonction, qui est de placer l'insert TPV<sub>ex</sub> instrumenté avec trois thermocouples  $T_{ex1}$ ,  $T_{ex2}$  et  $T_{ex3}$  lors du surmoulage du TPV<sub>inj</sub>.

### 2.2.3. Protocole de surmoulage

Le processus de surmoulage se déroule en deux étapes. La première étape est illustrée à la Figure 4 (a) et consiste à mouler l'insert en TPV<sub>ex</sub>. Un insert métallique avec une rugosité de surface est fixé dans la partie fixe. Trois thermocouples de type K ( $T_{ex1}$ ,  $T_{ex2}$  et  $T_{ex3}$ ) sont tendus dans la partie mobile grâce à des cylindres en silicone avec le positionneur de thermocouples SLA. Le TPV<sub>ex</sub> est ensuite injecté. Après le refroidissement, l'insert métallique avec la rugosité est retiré de la partie fixe et l'insert TPV<sub>ex</sub> produit y est placé. Trois thermocouples,  $T_{inj1}$ ,  $T_{inj2}$  et  $T_{inj3}$ , sont alors tendus dans la partie mobile. Cette étape est suivie de l'injection du TPV<sub>inj</sub>, comme le montre la Figure 4 (b). Pendant tout le cycle de surmoulage, les niveaux de température sont enregistrés dans les deux TPV, qui servent alors de fluxmètre. Les niveaux de pression et les températures dans le capteur de flux thermique sont également enregistrés.

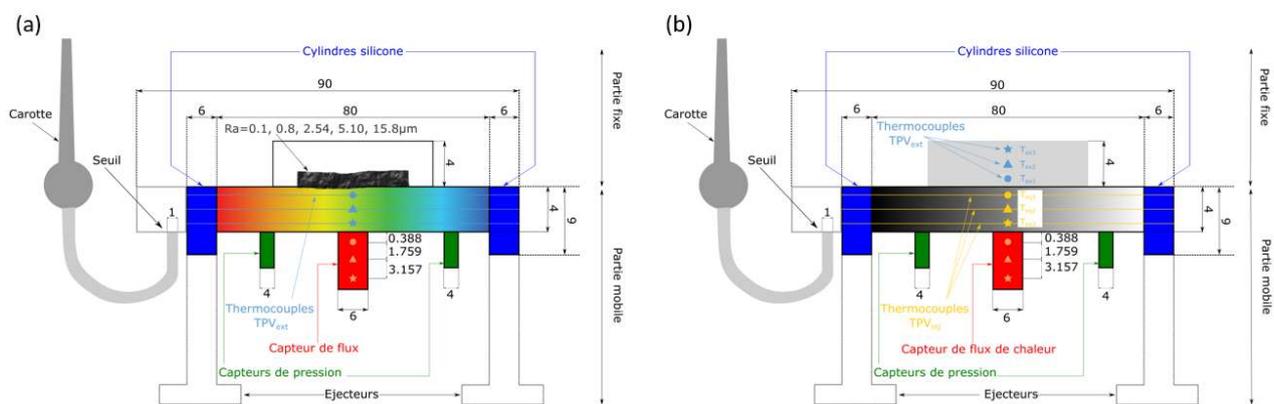


Figure 4 : Moule développé. (a) Injection de l'insert TPV<sub>ex</sub> instrumenté avec une rugosité contrôlée. (b) Injection du TPV<sub>inj</sub> instrumenté sur l'insert TPV<sub>ex</sub>

La Figure 4 (b) présente la configuration finale de la pièce surmoulée. Le TPV<sub>inj</sub> est en dessous et le TPV<sub>ex</sub> au-dessus. Les mesures sont effectuées au centre de la zone de recouvrement de (50 x 50)mm<sup>2</sup>. Les paramètres d'injection utilisés pour le moulage du TPV<sub>ex</sub> et du TPV<sub>inj</sub> sont présentés dans le tableau 2. La température d'injection est plus élevée pour le TPV<sub>ex</sub> que pour le TPV<sub>inj</sub> afin d'avoir une viscosité plus faible. Le TPV<sub>ex</sub> est moulé avec une rugosité de surface de 5.10µm.

	Température injection	Température de moule	Pression de maintien hydraulique
	°C	°C	bar
TPV <sub>inj</sub>	190	20	30-30-30
TPV <sub>ex</sub>	230	20	45-45-45

Tableau 2 : Paramètres d'injection.

## 3. Résultats

Lors du surmoulage du TPV<sub>inj</sub> sur le TPV<sub>ex</sub>, les champs de température sont mesurés par les thermocouples  $T_{inj1}$ ,  $T_{inj2}$  et  $T_{inj3}$  dans le TPV<sub>inj</sub> et  $T_{ex1}$ ,  $T_{ex2}$  et  $T_{ex3}$  dans le TPV<sub>ex</sub>, et sont présentés sur la Figure 6.

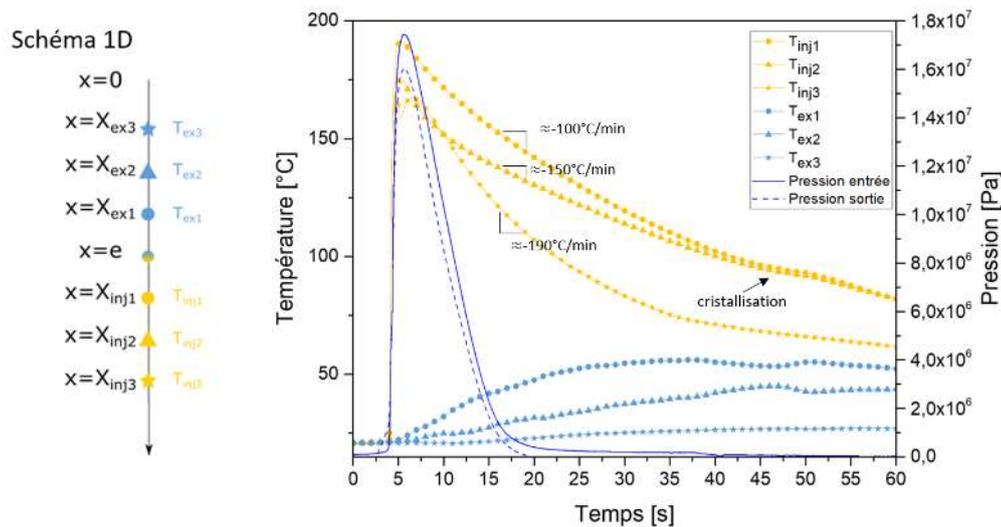


Figure 6 : Températures relevées dans le  $TPV_{inj}$  et dans le  $TPV_{ex}$  et pression lors du surmoulage.

Avant l'injection, le  $TPV_{ex}$  est à la température du moule. À  $t=3,8$ s, le choc thermique résultant de la rencontre du  $TPV_{inj}$  avec le  $TPV_{ex}$  induit une augmentation de la température de l'insert jusqu'à atteindre au maximum environ  $56^\circ\text{C}$  à  $t=37$ s. Les capteurs de pression présentent un décalage d'environ 0,4s ainsi qu'une perte de charge d'environ 14bars. La distance entre les capteurs permet de calculer la vitesse de remplissage  $V=0.15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette valeur est cohérente avec la vitesse d'injection calculée pour du polypropylène par Le Bot [5] en utilisant des capteurs de flux thermique. La phase de refroidissement suit la phase de remplissage. Lorsque le  $TPV_{inj}$  refroidit, une inflexion est observée sur le profil de refroidissement à environ  $t=40$ s. Celle-ci correspond à la libération de la chaleur latente de cristallisation [6]. Cette dernière n'est observée que sur les thermocouples  $T_{inj1}$  et  $T_{inj2}$ , puisque  $T_{inj3}$  est proche de la surface du moule, où la chaleur est évacuée très rapidement. Le calcul des flux de chaleur et des températures de surface pour les deux interfaces considérées a été effectué à l'aide de l'algorithme séquentiel inverse de Beck [7]. L'échelle de temps est décalée de telle sorte que le début du processus, c'est-à-dire  $t=0$ s, correspond au moment où le  $TPV_{inj}$  atteint les thermocouples. La position des thermocouples dans chacun des TPV est une donnée d'entrée pour l'algorithme et a été obtenue par microscopie optique (Keyence VHX-700F). Les températures de surface et les flux de chaleur calculés sont présentés Figure 7.

Le flux de chaleur calculé à la surface du  $TPV_{inj}$  est représenté en valeur absolue puisque ce dernier transmet la chaleur au  $TPV_{ex}$  qui est initialement à la température du moule. Considérons le choc thermique provoqué par l'injection du  $TPV_{inj}$ . D'après la Figure 7, le flux thermique échangé à l'interface  $TPV_{inj}/TPV_{ex}$  atteint son maximum  $1,76 \cdot 10^4 \text{ W}/\text{m}^2$  pour  $TPV_{inj}$  et  $1,71 \cdot 10^4 \text{ W}/\text{m}^2$  pour  $TPV_{ex}$  lors du remplissage et diminue fortement jusqu'à  $1,5 \cdot 10^3 \text{ W}/\text{m}^2$  pour  $TPV_{inj}$  et  $1,2 \cdot 10^3 \text{ W}/\text{m}^2$  pour  $TPV_{ex}$  à la fin du refroidissement. Cette évolution des flux thermiques est caractéristique du processus d'injection et leurs ordres de grandeur sont en bon accord avec la littérature pour des contacts polymère/moule [4, 5, 9, 10, 11]. La continuité des flux de chaleur semble également vérifiée expérimentalement à l'interface à l'erreur de mesure prêt.

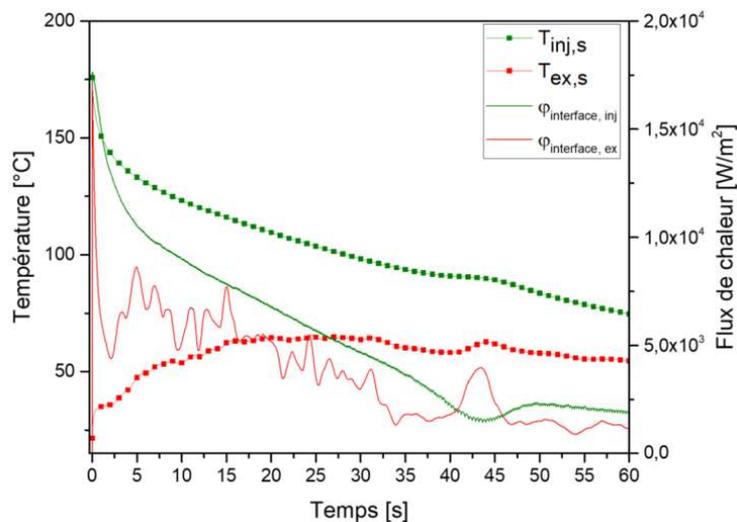


Figure 7 : Températures de surface pour le  $TPV_{inj}$  et le  $TPV_{ex}$  et flux de chaleur entre le  $TPV_{inj}$  et le  $TPV_{ex}$ .

La température de surface du  $TPV_{inj}$  n'atteint jamais la température de surface du  $TPV_{ex}$ . Ceci est la conséquence du contact imparfait entre le  $TPV_{inj}$  et le  $TPV_{ex}$ , quantifié par la résistance thermique de contact. La Figure 8 présente l'évolution de la résistance thermique de contact à l'interface  $TPV_{inj}/TPV_{ex}$  et de la cristallinité relative calculée aux interfaces  $TPV_{inj}/TPV_{ex}$  et  $TPV_{inj}/moule$  par un modèle unidirectionnel de conduction thermique couplé à la cristallisation. Pour plus de précisions, le lecteur pourra se référer à Delaunay *et al.* [6]. Lorsque la pression diminue (gel des seuils et retrait volumique) vers une valeur nulle ( $t=25s$ ), le refroidissement devient isochore et la RTC augmente soudainement puis diminue avant d'augmenter à nouveau. La variation de la RTC semble être fortement liée à la transformation dans l'épaisseur du  $TPV_{inj}$ . En effet, son augmentation entre  $t=25s$  et  $t=37s$  semble correspondre à la cristallisation du  $TPV_{inj}$  proche du moule, et son augmentation entre  $t=42s$  et  $t=50s$ , à la cristallisation du  $TPV_{inj}$  à l'interface  $TPV_{inj}/TPV_{ex}$ . La diminution de la RTC entre  $t=37s$  et  $t=42s$  peut être interprétée comme la conséquence du décollement du  $TPV_{inj}$  de la paroi du moule, gauchissant la pièce du côté moule, et la plaquant sur le  $TPV_{ex}$ . Ce mouvement diminuerait alors la lame d'air entre le  $TPV_{inj}$  et le  $TPV_{ex}$ , impliquant alors une diminution de la RTC à l'interface entre les TPV. Des travaux d'approfondissement de cette hypothèse sont en cours sur la base [8]

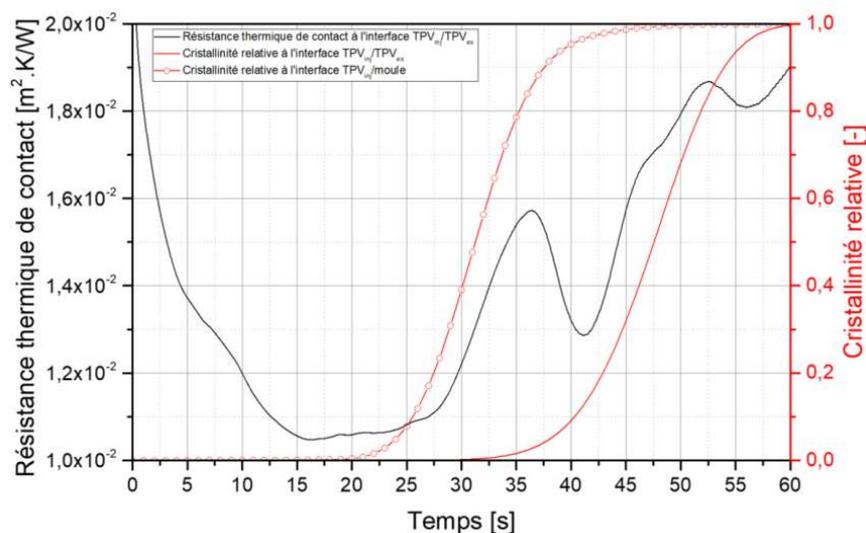


Figure 8 : Résistance thermique de contact à l'interface  $TPV_{inj}/TPV_{ex}$  durant le cycle de mise en oeuvre

## 4. Conclusion

Ce document présente la première étude expérimentale des transferts thermiques à l'interface polymère d'une pièce surmoulée en TPV. Pour cela, un dispositif expérimental original a été conçu pour calculer, de manière non intrusive, la résistance thermique de contact à l'interface TPV/TPV. Les mesures de température ont mis en évidence la cristallisation du TPV pendant le surmoulage. Les températures de surface ainsi que les flux de chaleur aux interfaces TPV<sub>inj</sub>/TPV<sub>ex</sub> et TPV<sub>inj</sub>/moule ont été déterminés par des méthodes inverses de conduction thermique. Ces valeurs ont ensuite été utilisées pour calculer la RTC à l'interface. Son évolution semble être liée au déséquilibre thermique engendré lors du surmoulage qui aura une forte influence sur la répartition des contraintes dans la pièce. Ce point fait l'objet de travaux complémentaires.

## Références

- [1] Loulou, T., & Bardon, J. P. (1997). Premiers instants du refroidissement d'une goutte métallique après son impact sur une paroi. *Revue générale de thermique*, 36(9), 682-689.
- [2] Somé, S. C., Delaunay, D., Faraj, J., Bailleul, J. L., Boyard, N., & Quilliet, S. (2015). Modeling of the thermal contact resistance time evolution at polymer–mold interface during injection molding: Effect of polymers' solidification. *Applied Thermal Engineering*, 84, 150-157.
- [3] Levy, A., Heider, D., Tierney, J., & Gillespie, J. W. (2014). Inter-layer thermal contact resistance evolution with the degree of intimate contact in the processing of thermoplastic composite laminates. *Journal of Composite Materials*, 48(4), 491-503.
- [4] Bendada, A., Derdouri, A., Lamontagne, M., & Simard, Y. (2004). Analysis of thermal contact resistance between polymer and mold in injection molding. *Applied Thermal Engineering*, 24(14-15), 2029-2040.
- [5] Le Bot, P. (1998). Comportement thermique des semi-cristallins injectés. Application à la prédiction des retraits (Doctoral dissertation, Nantes).
- [6] Delaunay, D., Le Bot, P., Fulchiron, R., Luye, J. F., & Regnier, G. (2000). Nature of contact between polymer and mold in injection molding. Part I: Influence of a non-perfect thermal contact. *Polymer Engineering & Science*, 40(7), 1682-1691.
- [7] Beck, J. V., Blackwell, B., & Clair Jr, C. R. S. (1985). *Inverse heat conduction: Ill-posed problems*. James Beck.
- [8] Péron, M., Jacquemin, F., Casari, P., Orange, G., Bikard, J., Bailleul, J. L., & Boyard, N. (2020). Measurement and prediction of residual strains and stresses during the cooling of a glass fibre reinforced PA66 matrix composite. *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, 137, 106039.
- [9] Yu, C. J., Sunderland, J. E., & Poli, C. (1990). Thermal contact resistance in injection molding. *Polymer Engineering & Science*, 30(24), 1599-1606.
- [10] Rhee, B. O., Hieber, C. A., & Wang, K. K. (1994). Experimental investigation of thermal contact resistance in injection molding. In *ANTEC Conference, San Francisco* (pp. 496-500).
- [11] Kamal, M. R., Mutel, A. T., Salloum, G., & Garcia-Rejon, A. (1991). Heat transfer measurement at the mold surface during injection molding of thermoplastic melts. *McGill University and National Research Council Canada. Antec*, 91, 483-486.

# Prise en compte du confort des usagers dans les projets de réhabilitation

Zineb JKAOUA\*<sup>12</sup>, Alain SEMPEY<sup>1</sup>, Aline BARLET<sup>1</sup>, Eric LARREY<sup>2</sup>, Hélène DESBIEYS<sup>2</sup>, Denis BRUNEAU<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université de Bordeaux, I2M, UMR 5295, CNRS,  
Bâtiment A11, 351 cours de la libération – 33405 Talence

<sup>2</sup>Verdi ingénierie  
13 Rue Archimède – 33700 Mérignac

\*(zineb.jkaoua@u-bordeaux.fr)

**Résumé** - La conception des projets d'aménagement urbain et de réhabilitation des bâtiments est porteuse de nombreux enjeux et notamment celui d'une meilleure prise en compte des usagers. Afin de définir ces projets en regard de leurs futur ou actuel environnement climatique et usages, il devient nécessaire d'élaborer des méthodes qui centrent l'approche sur l'humain. La méthodologie adoptée pour cette étude expérimentale est basée sur des campagnes de mesures physiques sur site et des questionnaires adressés aux usagers, dans le but de comprendre les éléments qui influent sur le confort thermique perçu en milieu urbain. Cet article propose des stratégies permettant de caractériser ce confort thermique perçu, en quantifiant celui-ci à l'aide de la mise en place d'un indicateur de confort perçu, et construit à l'aide de questionnaires.

**MOTS-CLÉS** : confort thermique en milieu urbain – usagers – méthode participative - méthode d'évaluation – indices de confort thermiques

## Nomenclature

*Lettres latines et grecques*

C Coefficient de correction  
HR Humidité Relative, %  
Icl Isolation par les vêtements, clo  
M Satisfaction moyenne  
Mt Métabolisme, met  
Ta Température de l'air, °C  
Tmrt Température radiante moyenne, °C  
V Vitesse de l'air, m.s<sup>-1</sup>

*Indices et exposants*

i items  
n nombre d'item

*Abréviations*

APCI Average Perceived Comfort Index  
HI Heat Index  
Humidex Humidity index  
ICU Ilot de Chaleur Urbain  
PET Physiological Equivalent Temperature  
PMV Predicted Average Mean Vote  
UTCI Universal Thermal Climate Index

## 1. Introduction

Les observations du microclimat ont démontré une multiplication des épisodes de fortes chaleurs au cours des dernières années. Cette transformation du climat est accompagnée par l'apparition de températures plus élevées dans les centres urbains denses, liées notamment à l'intensification de l'urbanisation, par rapport à celles mesurées dans les campagnes environnantes. Il s'agit du principe d'îlot de chaleur urbain (ICU). Ces phénomènes physiques mettent à l'épreuve le confort dans les espaces extérieurs ainsi que dans les bâtiments en période estivale. Aujourd'hui, il apparaît donc nécessaire d'adopter des stratégies et des actions de lutte contre ces ICU, et ainsi de concevoir ou de rénover des espaces urbains de façon appropriée et adaptée aux microclimats actuels mais aussi à ceux auxquels ils seront confrontés dans le futur.

Les espaces extérieurs jouent un très grand rôle dans la qualité de vie. Les pratiques au sein de ceux-ci dépendent entre autres des propriétés physiques microclimatiques qui peuvent augmenter, limiter ou modifier leurs usages. Ainsi, mener des projets d'aménagement et de réhabilitation urbains et architecturaux nécessite une attention toute particulière aux qualités environnementales prouvées, viables et désirables lors de l'élaboration des projets. En particulier, afin de profiter amplement des espaces extérieurs pour toutes les activités quotidiennes, il est important d'avoir une réflexion globale afin de créer des ambiances microclimatiques confortables pour les différents usagers.

Avec la problématique grandissante du phénomène d'ICU, la nécessité du retour d'expérience de la part des usagers à l'échelle urbaine se fait de plus en plus ressentir [1]. Ce travail va permettre d'étudier le confort thermique en milieu urbain et de mettre en évidence la nécessité pour les concepteurs et les collectivités d'avoir à disposition une méthodologie participative et des indicateurs leur permettant de pouvoir évaluer le niveau de confort thermique atteint dans les espaces extérieurs. A travers l'étude présentée ici, nous avons cherché à répondre aux questions suivantes : ▪ Comment caractériser et évaluer le confort microclimatique en extérieur, à l'échelle du quartier ? ▪ Quel(s) indicateur(s) choisir dans les différentes phases d'un projet pour bien représenter le confort de l'individu ?

Pour répondre à ces questions, une méthode expérimentale a été développée sur la base d'un état de l'art portant sur les différents indices. Notre étude vise à quantifier le confort thermique en extérieur. Pour cela, nous avons souhaité expérimenter une méthodologie intégrant des enquêtes standardisées permettant le calcul d'un indice de confort perçu et la corrélation de cet indice avec des mesures microclimatiques relevant de l'ingénierie appliquée.

## **2. L'évaluation du confort microclimatique en extérieur**

A l'opposé des études du confort hygrothermique en intérieur qui sont déjà nombreuses et pour lesquelles des normes existent et de nombreux indices ont été éprouvés, les études du confort microclimatique en milieu urbain sont relativement récentes [1] [2]. L'environnement extérieur est ouvert, incontrôlable et synonyme de grandes variations des sollicitations thermiques influençant le confort de l'individu, tant sur le plan temporel, au rythme des journées et des saisons, que sur le plan spatial, selon les matérialités et l'agencement des espaces concernés. Il est le théâtre de phénomènes physiques complexes relatifs à l'interaction entre l'atmosphère, le rayonnement solaire et la ville. En regard de la complexité des ambiances microclimatiques urbaines, nous choisissons ici d'aborder celles-ci au prisme de l'analyse de l'influence des paramètres microclimatiques dans l'environnement proche de l'usager sur le confort de celui-ci.

De nombreux indices ont été développés afin de quantifier le niveau de confort des individus dans les espaces et de se rapprocher au mieux du ressenti. Le tableau 1 contient les indices étudiés dans ce travail de recherche. Ils associent les conditions microclimatiques locales (les paramètres) et la sensation thermique humaine. Ils sont de différents types, avec tout d'abord les indices simples empiriques, prenant en compte uniquement des paramètres climatiques. Par exemple, l'Humidex et le HI intègrent l'effet combiné de la température de l'air et de l'humidité. Ensuite, les indices rationnels principalement le PMV, l'UTCI et le PET sont basés sur le calcul du bilan thermique du corps humain à partir de modèles physiques et physiologiques, intégrant en plus des paramètres climatiques des variables personnelles telles que le niveau d'activité et l'isolation par les vêtements. Une majorité de ces indices permettent au final d'estimer une température dite « équivalente », en fonction des différents paramètres pris en compte. Seuls le PMV et l'APCI sont sans dimension.

Indices thermiques	Type d'indice (Unité)	Nature du modèle	Paramètres	Type d'échelle thermique associée	Echelle
Humidex [3]	Température équivalente (°C)	Empirique	Ta, HR	Stress thermique	20 à >46
HI [3]	Température équivalente (°C)	Rationnel	Ta, HR	Stress thermique	27 à >54
PMV [3] [4]	Vote de sensation thermique (Sans dimension)	Rationnel	Ta, HR, V, Tmrt, M, Icl	Sensation thermique	-3 à 3
UTCI [5]	Température équivalente (°C)	Rationnel	Ta, HR, V, Tmrt, M, Icl	Stress thermique	<-40 à >46
PET [3]	Température équivalente (°C)	Rationnel	Ta, HR, V, Tmrt, M, Icl	Sensation thermique	<4 à >41
APCI [6]	(Sans dimension)	Empirique	items	Catégorie de confort	0 à 6

Tableau 1 : Synthèse des caractéristiques des différents indices de confort urbain étudiés

L'APCI (Average Perceived Comfort Index) est un indice subjectif basé sur des données perceptives relevées à l'aide de questionnaires. Les évaluations des différents paramètres microclimatiques sont moyennées et pondérées en fonction de l'importance accordée à chacun de ces paramètres par les personnes interrogées pour leur confort. Il s'agit donc dans un premier temps du questionnaire d'identifier la définition du confort microclimatique pour le contexte étudié pour chaque enquête. Cette définition est exprimée en termes de coefficients de correction  $C_i$ , comme le montre l'équation (1). Ceux-ci sont définis en classant les différents paramètres, selon leur importance pour le confort, sur une échelle de 1 « Pas du tout important » à 5 « Tout à fait important ». Dans un second temps, le questionnaire permet d'identifier les sensations immédiates par rapport aux mêmes paramètres microclimatiques introduits dans la première partie du questionnaire. Il s'agit d'évaluer la satisfaction moyenne de l'échantillon représentatif des enquêtés au sujet de l'item  $i$  (correspondant aux différents paramètres) [6].

$$APCI = \frac{\sum_{i=1}^n (\bar{M}_i - 1)}{\sum_{i=1}^n C_i} \quad (1)$$

$n$  : nombre d'items ;  $i$ =item (température de l'air, humidité, vitesse de l'air...)

$C_i$  : Coefficient de correction

$M_i$  : Satisfaction moyenne pour l'ensemble de l'échantillon de sujet concernant l'item (ou paramètres)  $i$  selon l'échelle suivante :  $M=1$  « Tout à fait satisfaisant » jusqu'à  $M=7$  « Pas du tout satisfaisant »

Echelle APCI	Catégorie du confort
[5,16 ; 6]	Tout à fait inconfortable
[4,30 ; 5,15]	Très inconfortable
[3,44 ; 4,29]	Inconfortable
[2,58 ; 3,43]	Ni confortable, ni inconfortable
[1,72 ; 2,57]	Confortable
[0,86 ; 1,71]	Très confortable
[0 ; 0,85]	Tout à fait confortable

Figure 1 : Echelle d'évaluation de l'APCI

Le site répond aux attentes des usagers en matière de confort lorsque le résultat de l'indice est proche de 0 (situation idéale), l'indice étant obligatoirement compris entre 0 et 6, puisqu'il est bâti sur une échelle d'évaluation de satisfaction en 7 points dans le questionnaire établi. En se basant sur la valeur de l'indice, les différents espaces peuvent être classés selon un niveau de confort perçu allant de « Tout à fait confortable » à « Tout à fait inconfortable ».

### **3. Méthodologie**

Les outils permettant d'évaluer le confort microclimatique s'avèrent compliqués et loin d'être à la portée des concepteurs de la ville. L'objectif est d'expérimenter une méthodologie pratique récente mais peu utilisée dans le but de la valider. La démarche empirique dans cette étude consiste à mettre en parallèle les indices thermiques existants avec un indice subjectif. Elle est basée sur une expérimentation combinée qui regroupe deux approches complémentaires simultanément.

D'abord, l'approche objective, qui repose sur les mesures in-situ pour l'obtention de données liées aux paramètres physiques dans les différents sites, vise à comparer les valeurs des indices dans différentes situations climatiques et configurations urbaines.

Ensuite, afin d'évaluer la perception microclimatique en intégrant les points de vue psychologiques des usagers, l'approche subjective permet de quantifier le degré de satisfaction et les attentes des individus. Elle se base sur des techniques impliquant l'utilisateur de l'espace dans l'investigation empirique, à travers des enquêtes par questionnaire et en déterminant l'APCI.

#### **3.1. Mesures micro-météorologiques**

Les paramètres climatiques donnés par les stations météorologiques ne permettent pas de caractériser les conditions thermiques réelles à l'échelle d'un microclimat urbain spécifique et selon la morphologie, les matériaux et les activités. La collecte des données microclimatiques en milieu urbain nécessite, donc, une étude locale. Pour notre étude, nous avons défini un protocole de mesures basé sur le relevé des données microclimatiques agissant sur le confort des usagers au plus proche des espaces pratiqués par ceux-ci.

Les mesures ont été réalisées grâce à une station microclimatique mobile de type mini station DELTA OHM HD32.3TC. Cette station mobile, montée sur un trépied permet une mesure de température opérative de type Pt100 « globe noir », une mesure d'humidité relative à l'aide d'un capteur capacitif, une mesure de la température de l'air de type Pt100, ainsi qu'une mesure de vitesse d'air de type NTC 10K $\Omega$  « anémomètre à fil chaud ». Elle est positionnée à proximité des enquêtés. Les grandeurs mesurées par cette mini station suffisent aux calculs des valeurs des indices thermophysiques suivants : UTCI, PMV et PPD, HI, PET. Cet instrument fournit ces valeurs automatiquement. Les paramètres personnels tels que l'isolation par les vêtements et le niveau d'activité métabolique ont été pris en compte dans le mât de mesures, et ont été définis selon la norme ASHRAE 55 [7] et la norme ISO 7730 [8].

#### **3.2. Collecte de données perceptives liées aux paramètres environnementaux**

Quant à l'évaluation du confort perçu, le questionnaire a été préparé pour identifier les paramètres microclimatiques les plus importants qui influent sur le bien-être de chaque personne et ainsi donner une définition du confort selon les usagers de l'espace étudié. La satisfaction immédiate à l'égard de chacun de ces paramètres est également évaluée à l'aide d'une échelle en sept points. Les données ainsi recueillies permettent alors le calcul de l'APCI.

### 3.3. Présentation des cas d'études

Les mesures des conditions microclimatiques ainsi que les enquêtes ont été réalisées simultanément sur plusieurs périodes de l'année (cf. Tableau 2). Nous présenterons ci-dessous à titre d'exemple les résultats de deux jours d'enquête effectués au mois de juillet 2021 sur le site de l'I2M au sein de l'Université de Bordeaux (cf. Figure 3).

Site	Vichy	ENSAM Talence	I2M Talence	IUT Bordeaux	ENSAP Bordeaux
Saison	Eté	Printemps	Eté	Automne	Automne
Echantillon	50	14	10	18	10

Tableau 2 : Synthèse des expérimentations effectuées



(a)



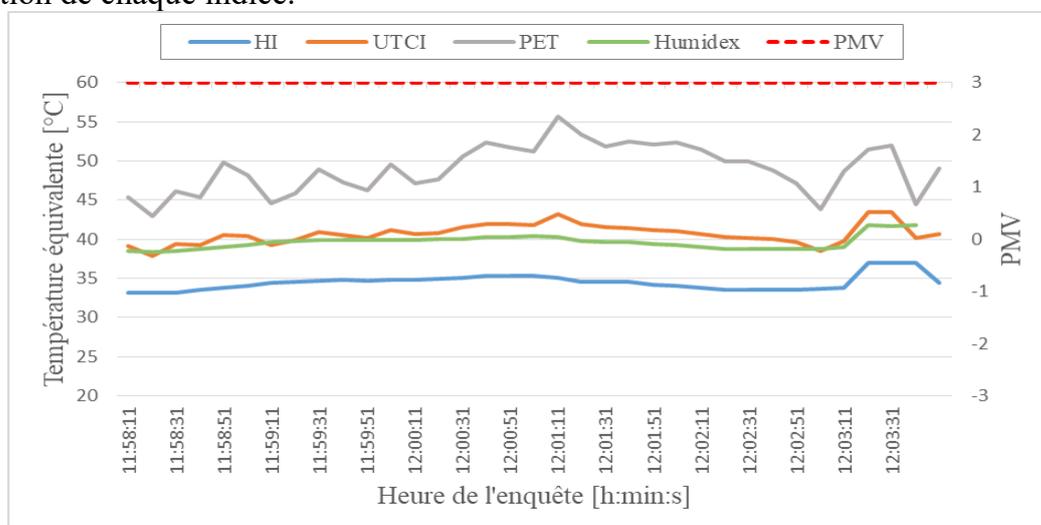
(b)

Figure 2 : Photos du lieu de l'expérimentation à l'I2M (a) 21 juillet 2021 (b) 23 juillet 2021

## 4. Analyse et discussion des résultats

### 4.1. Approche objective

Dans cette recherche, la concordance et la comparaison entre les résultats des indices ont été étudiées à l'aide de données physiques issues de capteurs. Pour une analyse détaillée, deux jours d'expérimentation, le 21 et 23 juillet 2021, représentant les conditions météorologiques d'été, ont été sélectionnés. Les graphiques ci-dessous (Figure 3) permettent d'observer l'évolution de chaque indice.



(a)

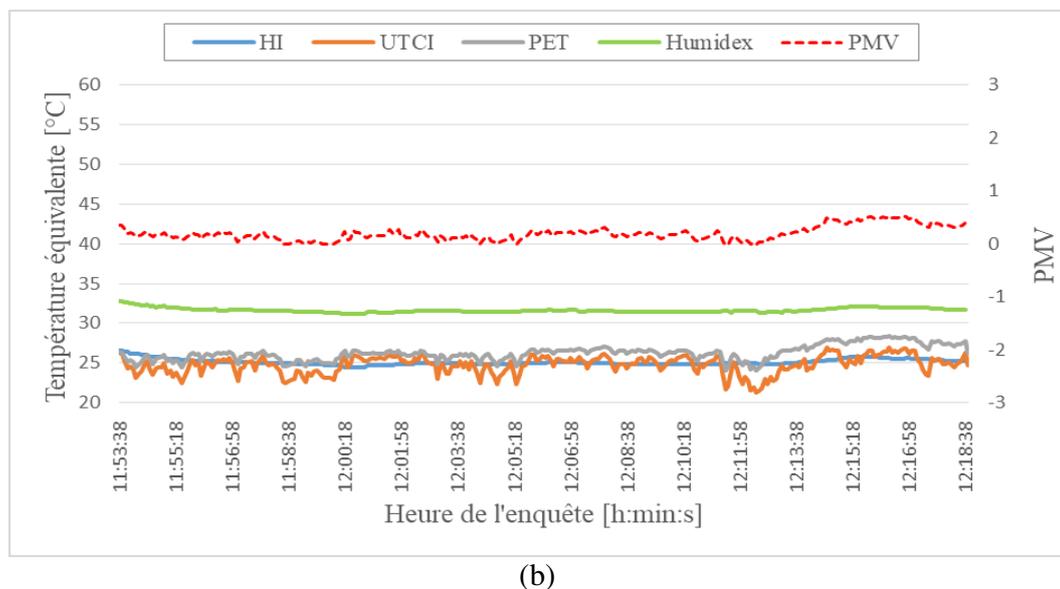


Figure 3 : Évolution temporelle des indices (UTCI, Humidex, PMV, HI, PET) : (a) le 21 juillet 2021 avec  $T_a=32,5^{\circ}\text{C}$ ,  $RH=47\%$ ,  $v=1\text{ m/s}$ ,  $T_{mrt}=69,3^{\circ}\text{C}$ , (b) le 23 juillet 2021 avec  $T_a=24,4^{\circ}\text{C}$ ,  $RH=75\%$ ,  $v=1,2\text{ m/s}$ ,  $T_{mrt}=28,6^{\circ}\text{C}$

Le 21 juillet, le temps était ensoleillé ( $T_{mrt}$  moyenne de  $69,3^{\circ}\text{C}$ ) et calme ( $v=0,1$  à  $2\text{ m/s}$ ). Pour le 23 juillet, le temps était nuageux ( $T_{mrt}$  moyenne de  $28,6^{\circ}\text{C}$ ) et peu venteux ( $v=1$  à  $2,6\text{ m/s}$ ). Par temps frais et nuageux, le cours temporel des indices a dévié de façon significative (cf. Figure 3). Les indices dérivés du bilan thermique du corps humain (PET, UTCI) ont une allure presque similaire. Les indices simples (HI, Humidex) sont bien corrélés, ils ont la même allure mais avec un certain décalage. Ce dernier est sensiblement le même pour les deux jours. On remarque que l'Humidex est plus sensible à l'humidité relative que le HI. Pendant les journées ensoleillées, les indices basés sur des formules relativement simples n'illustrent pas assez l'impact du rayonnement solaire. L'une des causes possibles est l'absence de facteur de rayonnement dans les équations. Cependant, ces variables sont bien représentées dans les indices de bilan thermique avec des niveaux de sensation et de stress thermique élevés (cf. Tableau 3).

A partir des données, on peut déduire que des indices particuliers n'expriment raisonnablement les conditions bioclimatiques que dans des situations spécifiques. Comme on remarque d'après la Figure 3-a, l'indice de confort PMV atteint rapidement son seuil max 3, ceci montre que son résultat n'est pas précis et son application et sa mise en œuvre est très limitée en extérieur pour un climat chaud. Bien que ce résultat soit numériquement correct, l'échelle de sensation thermique n'est pas adaptée pour les conditions extérieures. L'indice est principalement utilisé dans les environnements intérieurs et son calcul repose sur un modèle stationnaire. De ce fait, il est souhaitable d'utiliser des indices qui décrivent d'une manière réaliste l'aspect du confort thermique de l'individu dans les espaces extérieurs.

Indices	Echelle de sensation / stress thermique	
	21 juillet 2021	23 juillet 2021
PMV	Très chaud	Neutre
Humidex	Un certain inconfort	Un certain inconfort
UTCI	Très grand stress thermique	Pas de stress thermique
HI	Attention extrême : des crampes de chaleur et un épuisement par la chaleur sont possibles	Hors échelle
PET	Très chaud	Légèrement chaud

Tableau 3 : Echelle thermique associée à chaque indice pour le 21 et le 23 juillet 2021

## 4.2. Approche subjective

Les études expérimentales in situ apportent des informations cruciales sur le lien entre l'occupant et son environnement. La figure 4 ci-après représente le pourcentage des réponses « Tout à fait important » pour chacun des paramètres microclimatiques proposés et permet ainsi de donner la définition du confort selon les usagers d'I2M.

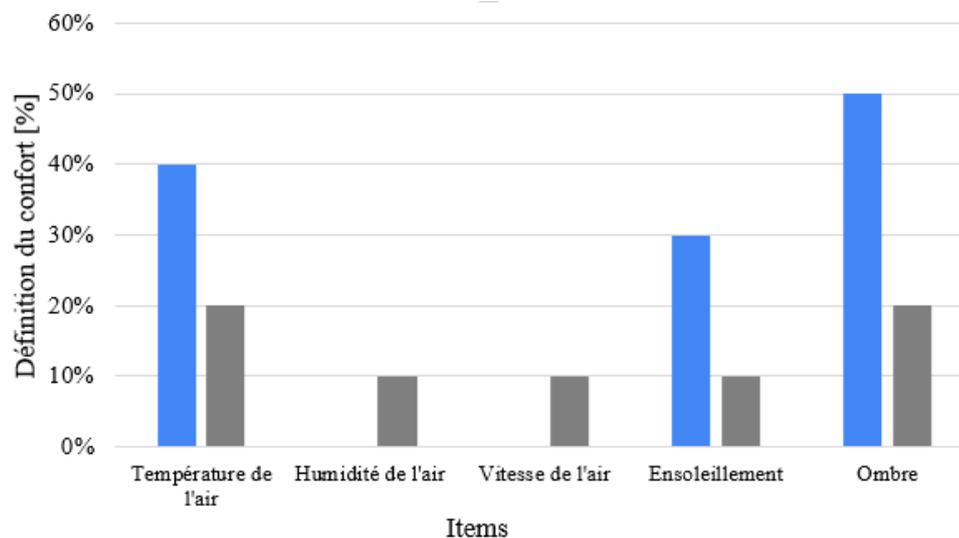


Figure 4 : Taux de réponses « tout à fait important » pour les paramètres microclimatiques (bleu pour le 23 juillet 2021 et le gris pour le 21 juillet 2021)

Les résultats montrent que l'ombre joue un rôle important pour le bien être de près de 50% des individus le 21 juillet car il faisait très chaud. L'importance de la température de l'air est exprimée différemment en fonction des deux jours étudiés avec 40% des enquêtés qui trouvent que la température de l'air est importante le 21 juillet pour leur confort. L'humidité et la vitesse de l'air sont moins importantes pour le bien-être. Les enquêtes montrent que les usagers ont des conditions de confort différentes selon le jour étudié. Malgré le changement des conditions climatiques, l'ombre et la température de l'air sont classés premier. À partir de la définition du confort selon les usagers et de l'évaluation des paramètres in-situ, l'indice moyen de confort perçu (APCI) a été calculé. Le niveau de confort, avec une valeur de 3.31, est perçu « ni confortable ni inconfortable » pour le 23 juillet, marqué par un temps nuageux. Le site était « inconfortable » le 21 juillet, avec un APCI=3.1. Ces résultats permettent de trouver par la suite les solutions et les aménagements qu'il faut prioriser et sur lesquels il faut se concentrer pour établir et améliorer et le confort.

## 4.3. Comparaison des deux approches

D'après la figure 3-a et le tableau 3, le résultat de l'UTCI montre la présence d'un grand stress thermique, le PMV et le PET donnent un niveau de sensation thermique « très chaud ». L'APCI obtenu pour ce cas indique un classement du site dans « inconfortable ». Pour le 23 juillet, l'ensemble des indices (UTCI, PMV, APCI) donnent des résultats similaires. On remarque une cohérence entre ces différents indices.

## 5. Conclusion et perspectives

En conclusion, les résultats obtenus ont démontré que la méthode, adaptée au contexte d'étude, peut être utilisée pour prendre en compte les conditions du confort microclimatique.

La méthodologie, sur laquelle repose l'approche, repositionne l'humain au centre des préoccupations en objectivant leurs perceptions grâce à des paramètres utilisables par les acteurs de la conception. Son emploi peut augmenter le coût d'un projet. Basés sur les perceptions des usagers, ces résultats définissent, à partir de l'identification des attentes des usagers, la stratégie d'intervention la plus adaptée. L'APCI est adapté aux contextes microclimatiques et socioculturels locaux. La prise en compte des usagers et la mise en place de l'indice APCI en amont d'un projet de réhabilitation permettront de réaliser un diagnostic, un état des lieux et de recenser les besoins. Après les travaux et au cours de l'exploitation, l'indice jouera un rôle important afin d'étudier l'évolution des perceptions des usagers et d'identifier leurs ressentis et mesurer l'impact de la rénovation sur le confort et la satisfaction. L'analyse de la différence entre l'état initial et le projet rénové permet d'évaluer l'impact des modifications sur le bien-être des usagers et donc la potentialité que le projet soit apprécié et que des activités variées s'y développent. L'utilisation de cette méthode peut permettre aux concepteurs et aménageurs des espaces urbains de préconiser aisément les aménagements à l'échelle du quartier selon les besoins des usagers et les conditions de confort thermique. Diverses mesures peuvent être mises en œuvre pour répondre aux besoins des usagers, assurer le confort et créer des îlots de fraîcheur. Quelques méthodes envisageables peuvent être la végétalisation afin de bénéficier du rafraîchissement par l'ombrage ainsi que par l'évapotranspiration, la mise en place des dispositifs favorisant l'évaporation de l'eau (comme les jets d'eau, les brumisateurs), la gestion des eaux de pluie et la perméabilisation des sols. La suite consistera à analyser la sensibilité des indices qui mettra en lumière l'effet de chaque paramètre. La seconde étape (non illustrée ici) de la démarche globale est de quantifier l'impact des aménagements urbains sur le confort à l'intérieur des bâtiments ainsi que sur le besoin énergétique en termes de climatisation.

## Références

- [1] Kubilay, A., Strebel, D., Derome, D., Carmeliet, J., (2021), Mitigation measures for urban heat island and their impact on pedestrian thermal comfort. *Journal of Physics: Conference Series*. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2069/1/012058>
- [2] Johansson, E., Thorsson, S., Emmanuel, R., Krüger, E., (2014). Instruments and methods in outdoor thermal comfort studies – The need for standardization. *Urban Climate* 10, Part 2, 346–366. <https://doi.org/10.1016/j.uclim.2013.12.002>
- [3] Blazejczyk, K., Epstein, Y., Jendritzky, G., Staiger, H., & Tinz, B. (2012). Comparison of UTCI to selected thermal indices. *International Journal of Biometeorology*, 56(3), 515-535.
- [4] Fanger, P.O., 1970. Thermal comfort. Analysis and applications in environmental engineering. Thermal comfort. Analysis and applications in environmental engineering.
- [5] Bröde, P., Fiala, D., Blazejczyk, K., Holmer, I., Jendritzky, G., Kampmann, B., Tinz, B., Havenith, G., (2011). Deriving the operational procedure for the Universal Thermal Climate Index (UTCI). <https://doi.org/10.1007/s00484-011-0454-1>
- [6] Talhi, A., Barlet, A., Bruneau, D., & Aichour, B. (2020). Towards a prediction of outdoor human thermal comfort adapted for designers of urban spaces: examining UTCI and APCI in the context of Algiers (Algeria). In *International Journal of Biometeorology*, 64(4), 651– 224 662. <https://doi.org/10.1007/s00484-019-01854-3>
- [7] ASHRAE 55, (2017). Standard 55-2017 -- Thermal Environmental Conditions for Human Occupancy (ANSI/ASHRAE Approved).
- [8] ISO 7730, (2005). Ergonomie des ambiances thermiques -- Détermination analytique et interprétation du confort thermique par le calcul des indices PMV et PPD et par des critères de confort thermique local.

# Analysis on Applicability of Phase Change Material Glazing Unit in Different Climate Conditions

Zhenhao ZHANG<sup>1,3</sup>, Mustapha KARKRI<sup>2\*</sup>, Laurent IBOS<sup>2</sup>, Yi WANG<sup>1,3</sup>, Yanqiu HUANG<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>State Key Laboratory of Green Building in Western China, Xi'an University of Architecture and Technology

13 Yanta Road, Xi'an, Shaanxi Province, (China)

<sup>2</sup>CERTES, Université Paris Est Créteil Val de Marne

61 Av. Du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, (France)

<sup>3</sup>School of Building Services Science and Engineering, Xi'an University of Architecture and Technology

13 Yanta Road, Xi'an, Shaanxi Province, (China)

\*(Corresponding author: mustapha.karkri@u-pec.fr)

**Abstract** - Thermal performance of phase change material (PCM) glazing in different climate conditions is studied in this paper. Inner surface temperature ( $T_{sur}$ ) and total heat flow entering the room ( $Q_{total}$ ) are the evaluation indicators. According to the results: (1) PCM glazing has better performance than ordinary glazing,  $T_{sur}$  and  $Q_{total}$  decreased by 1-19% and 4-80%, respectively; (2) PCM glazing is more suitable for strong mean solar radiation intensity (MSRI) conditions from the perspective of  $T_{sur}$ ; (3) however, when viewed from  $Q_{total}$ , PCM glazing is more compatible with weak MSRI conditions.

## Nomenclature

$C$  specific heat capacity,  $J.kg^{-1}.K^{-1}$   
 $T$  temperature, K  
 $t$  time, s  
 $Q_r$  radiative heat source,  $W.m^{-2}$   
 $L_f$  latent heat of PCM,  $J.kg^{-1}$   
 $h$  convective heat transfer coefficient,  $W.m^{-2}.K^{-1}$   
 $I$  radiation intensity,  $W.m^{-2}.sr^{-1}$   
 $q_r$  radiative heat flux in glazing unit,  $W.m^{-2}$   
 $T_m$  melting point of PCM, K  
 $n$  refractive index  
 $B$  volume fraction of liquid PCM

### Greek symbols

$\lambda$  thermal conductivity,  $W.m^{-1}.K^{-1}$   
 $\rho$  density,  $kg.m^{-3}$

$\alpha_m$  transition function  
 $\varepsilon$  surface emissivity  
 $\Omega$  direction of radiation  
 $\kappa$  absorption coefficient,  $m^{-1}$   
 $\sigma_s$  scattering coefficient,  $m^{-1}$   
 $\rho_d$  surface diffuse reflectance  
 $\tau$  surface transmittance

### Index and exponent

$g$  glass  
 $p$  PCM  
 $s$  solid state  
 $l$  liquid state  
 $amb$  ambient environment  
 $s$  location

## 1. Introduction

Worldwide, building energy consumption accounts for about 29% of total energy consumption (IEA 2019), of which 60-80% of building energy consumption is due to heat loss from building envelope <sup>[1]</sup>. Among them, about 30-40% of the building heat loss occurs at glazing unit <sup>[1]</sup>. In order to improve thermal performance of glazing, the concept of PCM glazing was first proposed 20 years ago <sup>[2]</sup>, and main research directions are briefly described below.

**Study of thermal and optical parameters of PCMs.** Different climate regions have different requirements for phase change temperature [3-5]. Usually, high phase change temperature is more suitable for summer, while the lower one is better for winter [3-4]. The absorbance, reflectance and transmittance of PCM were studied by Francesco Goia et al. [6]. Linyang Wei et al. has found the absorption coefficient has a greater impact than refractive index [7]. Similar results were reported by Yuan Gao et al. [5].

**Analysis of application effect of PCM glazing in a certain climate.** According to Daniel Uribe et al., PCM glazing can possess good performance in summer, while they have no significant effect in winter [8], the conclusion is similar with some research [9]. However, not all studies have concluded PCM is not suitable for winter: Francesco Goia et al [10], PCM glazing provided better indoor thermal conditions during most of the time in a whole year.

**PCM layer thickness study.** Changyu Liu et al. investigated the suitable thickness of PCM layer in northeast China [4], and the thickness of 12–20 mm is recommended. Dong Li et al. also conducted a similar study in northeast China [11], but their findings were different: increasing the thickness from 9 mm to 16 mm had no significant effect.

Generally, previous study usually limits the research to a certain climate, then the effect of season/weather, physical parameters and layer thickness of PCM will be analyzed. In contrast, there is a lack of research in different climate. Thus, numerical simulation has been conducted to analyze the application effect of PCM glazing under different climate conditions in this paper.

## 2. Methodology

### 2.1. Physical model

Incident solar radiation can be divided into three parts: reflecting, absorbing and transmitting portion. In this study, the glazing unit consists of two layers of glass (each layer has a thickness of 4 mm) and one layer of PCM (layer thickness of 14 mm), shown in figure 2.1.

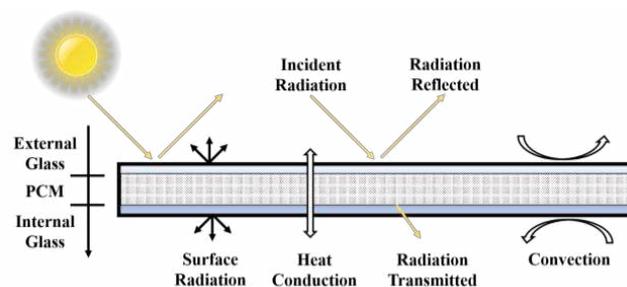


Figure 2.1: *Physical model of PCM glazing unit*

### 2.2. Mathematical model

The mathematical model for glazing unit consists of two parts: (1) energy conservation equation (for temperature field); (2) radiation transfer equation (for radiation intensity distribution). Solar radiation absorbed by glazing unit can be derived from radiation transfer equation, which will be the radiative heat source term in energy conservation equation.

#### 2.2.1. Heat transfer inside glazing unit

The heat transfer process of glazing unit is described in equation (1a) for glass region and equation (1b) for PCM region.

$$\rho_g C_g \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-\lambda_g \nabla T) - Q_r = 0 \quad (1a)$$

$$\rho_p C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-\lambda_p \nabla T) - Q_r = 0 \quad (1b)$$

where,  $\rho$  is density, ( $\text{kg.m}^{-3}$ );  $C$  is specific heat capacity at constant pressure, ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ );  $T$  is temperature, (K);  $t$  is time, (s);  $\lambda$  is thermal conductivity, ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ );  $Q_r$  is radiative heat source term, which gives the net amount of solar radiation absorbed by glazing, ( $\text{W.m}^{-2}$ ).

Regarding the calculation in the region of PCM, there are also the following formulas,

$$\rho_p = [1 - B(T)]\rho_{p,s} + B(T)\rho_{p,l} \quad (2a)$$

$$\lambda_p = [1 - B(T)]\lambda_{p,s} + B(T)\lambda_{p,l} \quad (2b)$$

$$C_p(T) = \begin{cases} C_{p,s}, & \text{if } T < T_m - \Delta T/2 \\ \frac{1}{\rho} \left\{ [1 - B(T)]\rho_s C_{p,s} + B(T)\rho_l C_{p,l} \right\} + L_f \frac{\partial \alpha_m}{\partial T}, & \text{if } T_m - \Delta T/2 \leq T \leq T_m + \Delta T/2 \\ C_{p,l}, & \text{if } T > T_m + \Delta T/2 \end{cases} \quad (2c)$$

$$B(T) = \begin{cases} 0, & \text{if } T < T_m - \Delta T/2 \\ (T - T_m + \Delta T/2) / \Delta T, & \text{if } T_m - \Delta T/2 \leq T \leq T_m + \Delta T/2 \\ 1, & \text{if } T > T_m + \Delta T/2 \end{cases} \quad (2d)$$

$$\alpha_m = \frac{1}{2} \cdot \{ B(T)\rho_{p,l} - [1 - B(T)]\rho_{p,s} \} / \rho_p \quad (2e)$$

where  $B(T)$  is volume fraction of liquid PCM;  $L_f$  is latent heat, ( $\text{J.kg}^{-1}$ );  $T_m$  is melting point of PCM, (K);  $\Delta T$  is transition interval of PCM, (K);  $\alpha_m$  is a transition function, which is equal to -1/2 before phase transformation and 1/2 after phase transformation, together with latent heat makes specific heat capacity in phase transition process much higher than that in solid and liquid state. Table 2.1 summarizes the main thermal physical parameters of PCM.

	$\rho_p$ $\text{kg.m}^{-3}$	$L_f$ $\text{J.kg}^{-1}$	$\lambda_p$ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$C_p$ $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$T_m$ K	$\Delta T$ K
PCM	789	140000	0.18(s),0.22(l)	2300(s),2100(l)	301.15	2

Table 2.1: Thermal physical parameters of PCM

In order to solve the energy equation, boundary conditions are needed. There are two types of heat exchange between the surface of glazing unit and environment (including indoor and outdoor environment): convection and surface radiation, as shown in equation (3),

$$-\lambda_g \frac{\partial T}{\partial x} = h(T - T_{amb}) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_{amb}^4) \quad (3)$$

where  $h$  is the convective heat transfer coefficient, and the value of  $h$  is 17 and 8 ( $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ) for outdoor and indoor environment, respectively;  $\varepsilon$  is surface emissivity;  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$  ( $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ ) is Stefan's constant.

### 2.2.2. Radiation transfer inside glazing unit

In practical engineering, PCM will interact with solar radiation by three types of mechanisms: absorption, scattering, and emission. The balance of the radiation intensity in glazing can be written as: change in radiative intensity = gain due to emission – loss due to absorption – loss due to out-scattering + gain due to in-scattering, shown in equation (4),

$$dI(s, \Omega) = \kappa I_b(T) ds - \kappa I(s, \Omega) ds - \sigma_s I(s, \Omega) ds + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(s, \Omega') \cdot \phi(\Omega', \Omega) d\Omega' \quad (4)$$

where  $I(s, \Omega)$  is radiation intensity in the location of  $s$  from  $\Omega$  direction, ( $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ );  $I_b(T)$  is the blackbody radiation intensity and calculated by Stefan-Boltzmann law;  $\kappa$  and  $\sigma_s$  are absorption and scattering coefficients, ( $\text{m}^{-1}$ );  $\phi(\Omega', \Omega)$  is the scattering phase function, which gives the probability that a ray coming from one direction  $\Omega'$  is scattered into the direction  $\Omega$ . The boundary condition for equation (4) is radiative intensity entering glazing unit along the  $\Omega$  direction as shown in figure 2.2, which is calculated by equation (5):

$$I(0, \Omega) = \varepsilon I_b(T) + \frac{\rho_d}{\pi} q_{r, \text{out}} + \tau I_{\text{ext}}(\Omega) \quad (5a)$$

$$q_{r, \text{out}} = \int_{n \cdot \Omega > 0} I(\Omega) (n \cdot \Omega) d\Omega \quad (5b)$$

where  $\rho_d$  is surface diffuse reflectance;  $q_{r, \text{out}}$  is the heat flux inside glazing striking the surface, ( $\text{W.m}^{-2}$ );  $\tau$  is surface specular transmittance;  $I_{\text{ext}}$  is exterior radiation intensity, ( $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ ).

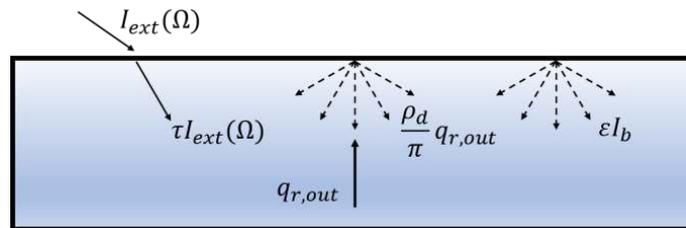


Figure 2.2: Radiative intensity entering glazing unit along the  $\Omega$  direction

Radiative heat source term in equation (1) can be obtained from equation (6):

$$Q_r = \nabla \cdot q_r = \nabla \cdot \left[ \int_{4\pi} I(s, \Omega) \Omega d\Omega \right] \quad (6)$$

The table 2.2 summarizes optical parameters of PCM and glass used in numerical simulation.

	$\varepsilon$	$\kappa$	$\sigma_s$	$n$
	-	$\text{m}^{-1}$	$\text{m}^{-1}$	n
PCM	-	30	5	1.4
Glass	0.8	10	0	1.4

Table 2.2: Optical parameters of PCM and glass

### 2.2.3. Classification method of climate conditions

This section is mainly about the classification method of climate conditions. First, two climate stations were randomly selected in each province of China (23 provinces in total). Then three types of summer climate data, including daily mean temperature (MT), daily mean solar

radiation intensity (MSRI), and diurnal temperature range (DTR) were collected. The relationship between these data was then analyzed, as shown in figure 2.2-2.4.

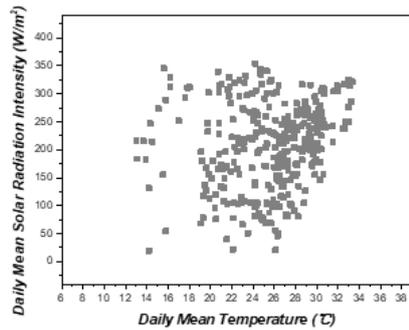


Figure 2.2: MSRI and MT

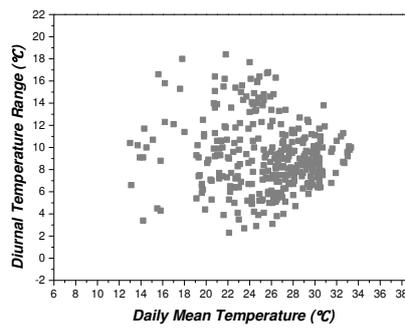


Figure 2.3: DTR and MT

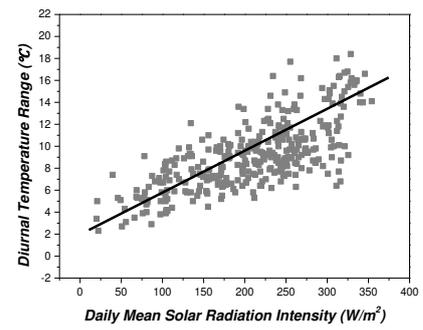


Figure 2.4: DTR and MSRI

From figure 2.2-2.3, no obvious relationship has been found. However, a significant positive correlation exists between DTR and MSRI, i.e., strong MSRI is usually accompanied by large DTR, while weak MSRI is normally accompanied by small DTR. Considering fact that thermal performance of PCM glazing is closely related to DTR and MSRI, the working conditions in the simulation are set as shown in table 2.3.

	<i>MT</i>	<i>Case number</i>
Strong MSRI & Large DTR	High MT	Case 1 & Case 2
	Medium MT	Case 3 & Case 4
	Low MT	Case 5 & Case 6
Weak MSRI & Small DTR	High MT	Case 7 & Case 8
	Medium MT	Case 9 & Case 10
	Low MT	Case 11 & Case 12

Table 2.3 Working conditions in numerical simulation

### 3. Results and discussions

#### 3.1. Validation of numerical model

The numerical simulation software used in this study is COMSOL<sup>®</sup>. In order to ensure the accuracy of simulation results, the grid independence test is firstly carried out. Then the simulation data was compared with experimental data from previous literature [12], shown in figure 3.1-3.2. It can be seen from the figure that the maximum error from experiment and simulation is about 1.5°C, which is acceptable. One of main reason for the error may be that the climate data used in simulation are the average value per hour, rather than real-time data.

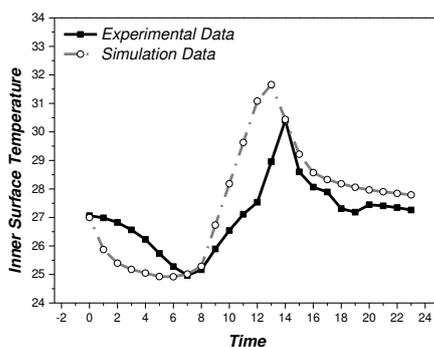


Figure 3.1: Summer sunny day

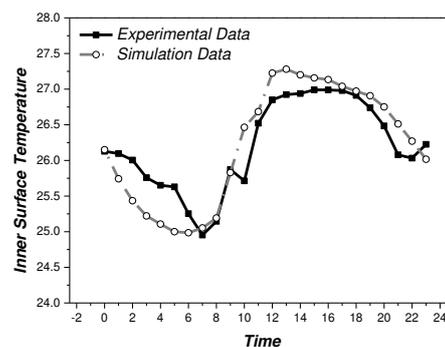


Figure 3.2: Summer rainy day

### 3.2. Comparison between PCM glazing and conventional glazing

This section will focus on comparing thermal performance of PCM glazing unit with conventional glazing (i.e., double layer glazing unit with the cavity filled with air),  $T_{sur}$  (°C) and  $Q_{total}$  (W) will be the evaluation indicators, where  $Q_{total}$  is the sum of convective and radiative heat exchange between inner surface of glazing and indoor environment, and the transmitted parts of solar radiation. Figure 3.3-3.4 have shown the simulation results from case 4, which is the condition of strong MSRI, large DTR and medium MT.

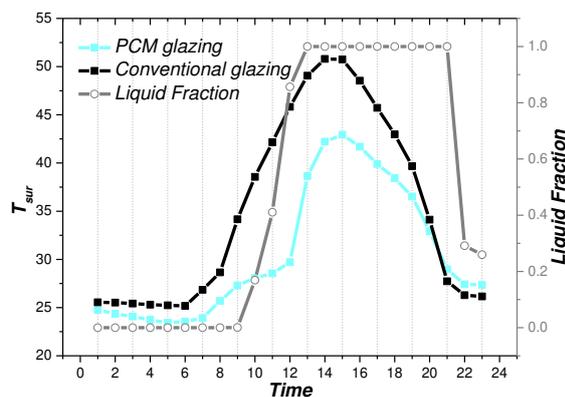


Figure 3.3: Comparison between PCM glazing and conventional glazing by  $T_{sur}$

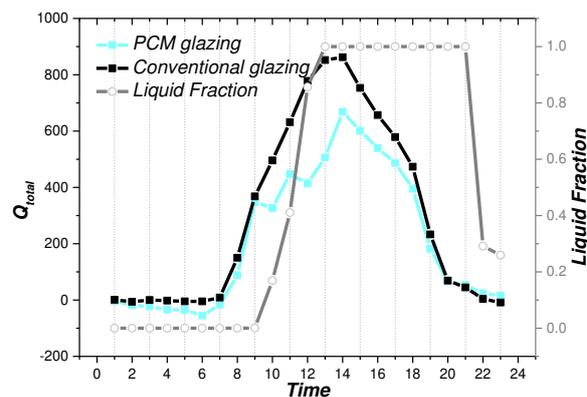


Figure 3.4: Comparison between PCM glazing and conventional glazing by  $Q_{total}$

According to the results in figure 3.3, the application of PCM significantly reduces  $T_{sur}$ , peak difference between PCM glazing and conventional glazing reaches to about 16°C, 24-hour average difference is 5°C. The conclusions regarding  $Q_{total}$  are still very similar, with a peak difference of 364 W and a 24-hour average difference of 20 W for the two kinds of glazing unit, respectively. In addition to the “weakening effect” on  $T_{sur}$  and  $Q_{total}$ , the simulations also showed another function of PCM glazing: the peak value is delayed by about 1 hour after the use of PCM, both in terms of  $T_{sur}$  and  $Q_{total}$ . In fact, not only in case 4, but also in all climate conditions, PCM glazing has shown a better thermal performance compared with conventional glazing:  $T_{sur}$  and  $Q_{total}$  are reduced by 1%-19% and 4%-80%, respectively.

There are two main reasons for the ability of PCM glazing to reduce  $T_{sur}$  and  $Q_{total}$ : (1) high absorption coefficient (usually 30-40  $m^{-1}$ ) of solid PCM for solar radiation outside the visible wavelength range and (2) strong heat storage capacity compared to conventional glazing. High absorption coefficient makes it difficult for solar radiation to enter indoor environment directly, while strong heat storage capacity enables PCM glazing to store the absorbed heat inside the glazing cavity. However, high absorption coefficient and strong heat storage capacity are characteristics that only belong to solid PCM, and both of these characteristics will become insignificant when PCM is liquefied. This phenomenon is also reflected in figure 3.3-3.4, where the value of  $T_{sur}$  and  $Q_{total}$  of PCM glazing increased dramatically when the liquid phase fraction becomes 100%.

### 3.3. Applicability analysis of PCM glazing in different climates

The main content of this section is to analyze the applicability of PCM glazing unit under different climate conditions. First, the analysis will start from the perspective of  $T_{sur}$ , shown in figure 3.5. The ordinate is the ratio of  $T_{sur, with PCM}$  to  $T_{sur, without PCM}$ , represents the  $T_{sur}$  of PCM glazing and conventional glazing, respectively. Therefore, a smaller ratio means: PCM glazing is more applicable in the certain climate, whereas the larger the ratio, the less suitable it is. From

figure 3.5, the average height of blue bars is lower than that of black, which means PCM glazing can perform better in a climate with strong MSRI and large DTR ( $T_{sur}$  is reduced by 13% on average) rather than the climate of weak MSRI and small DTR ( $T_{sur}$  is reduced by 6% on average) viewed from  $T_{sur}$ . There are two reasons for this. Firstly, one of the main differences between PCM glazing and ordinary glazing is that PCM have a high absorption coefficient of solar radiation. Therefore, the stronger the solar radiation is, the better PCM glazing will perform its characteristics. Secondly, PCM needs to release the absorbed heat to outdoor environment as soon as possible at night. At this time, large DTR conditions enable PCM to complete the heat release process in the shortest time and reduce the adverse effects of PCM glazing on indoor thermal environment at night.

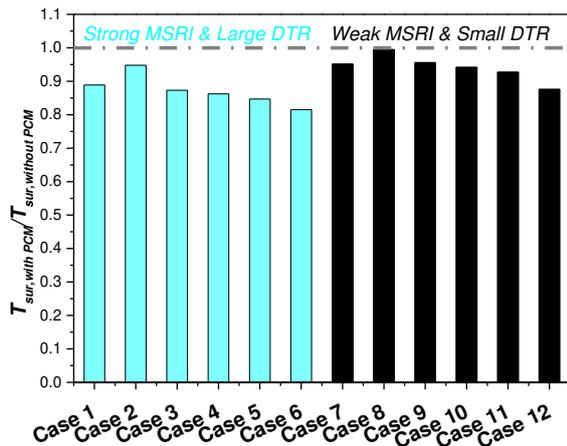


Figure 3.5: Applicability analysis by  $T_{sur}$

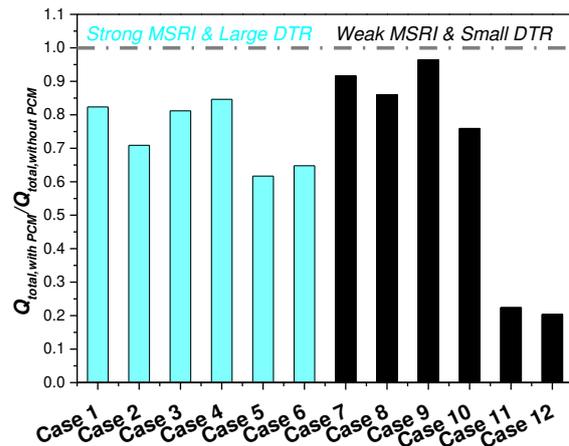


Figure 3.6: Applicability analysis by  $Q_{total}$

Figure 3.6 then analyzes the applicability in terms of  $Q_{total}$ . As can be seen in the figure, the height of black bars is lower than blue bars. This indicates that PCM glazing can have better applicability in weak MSRI and small DTR conditions ( $Q_{total}$  is decreased by 35% on average) compared to strong MSRI and large DTR conditions ( $Q_{total}$  is decreased by 26% on average).. This conclusion seems to be inconsistent with the general law, that is, strong MSRI and large DTR are suitable for the characteristics of PCM. The reason for this result may be that: in this simulation, solar radiation intensity is too high in strong MSRI and large DTR conditions (mean value in a day:  $242\text{W/m}^2$ - $354\text{W/m}^2$ ), and the heat storage capacity of PCM is not enough (perhaps the amount of PCM is not enough, or the specific heat capacity and latent heat of the selected PCM is not large enough). Under these two factors, PCM melts completely prematurely, as shown in figures 3.3-3.4: liquid fraction has already turned to 100% at 1:00 pm. The absorption coefficient and thermal storage capacity of PCM will be significantly reduced after melting process. Considering that the thermal conductivity of PCM is greater than that of air, if PCM in glazing unit are completely molten, it may fail to improve the indoor thermal environment and reduce building energy consumption, but also produce negative effects. Therefore, matching the heat storage capacity of PCM of glazing unit to the outdoor climate conditions is crucial for the application of PCM glazing. The heat storage capacity matched to climate parameters allows PCM to remain solid for a longer period of time to avoid overheating problems.

## 4. Conclusion

This paper analyzed the relationship between three climate parameters that are closely related to the thermal performance of PCM glazing and a significant positive correlation between MSRI and DTR has been found. Then PCM glazing is compared with conventional

glazing: PCM glazing has shown better performance in all conditions. Finally, the applicability of PCM glazing was evaluated in different climate conditions. Unlike the conclusions drawn from  $T_{sur}$ , when  $Q_{total}$  used as the evaluation index, PCM glazing did not perform well under strong MSRI and large DTR conditions. This indicates whether the heat storage capacity of PCM glazing units matches the outdoor climate parameters plays a crucial role in its application effect. The cost of PCM glazing units will be increased and indoor light environment will be adversely affected, if excess PCM is filled into the glazing cavity. On the contrary, if the heat storage capacity of glazing unit is insufficient, PCM will be completely melted prematurely, which will make it not only unable to effectively improve indoor thermal environment and even have adverse effects.

## References

- [1] E. Cuce, S. B. Riffat, A state-of-the-art review on innovative glazing technologies, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 41 (2015), 695-714.
- [2] H. Manz, P. W. Egolf, P. Suter and A. Goetzberger, TIM-PCM external wall system for solar space heating and daylighting, 61 (1997), 369-379.
- [3] S. Zhang, Y. Ma, D. Li, C. Liu, R. Yang, Thermal performance of a reversible multiple-glazing roof filled with two PCM, *Renewable Energy*, 182 (2022), 1080-1093.
- [4] C. Liu, Y. Wu, J. Bian, D. Li, X. Liu, Influence of PCM design parameters on thermal and optical performance of multi-layer glazed roof, *Applied Energy*, 212 (2018), 151-161.
- [5] Y. Gao, Q. Zheng, J. C. Jonsson, S. Lubner, C. Curcija, et al., Parametric study of solid-solid translucent phase change materials in building windows, *Applied Energy*, 301 (2021), 117467.
- [6] F. Goia, M. Zinzi, E. Carnielo, V. Serra, Spectral and angular solar properties of a PCM-filled double glazing unit, *Energy and Buildings*, 87 (2015), 302–312.
- [7] L. Wei, G. Li, M. Song, C. Wang, Study on dynamic thermal behavior of double glazing unit filled with phase change materials, *Energy Research*, 45 (2021), 20672–20685.
- [8] D. Uribe, S. Vera, Assessment of the Effect of Phase Change Material (PCM) Glazing on the Energy Consumption and Indoor Comfort of an Office in a Semiarid Climate, *Applied Sciences*, 11 (2021), 9597.
- [9] S. Zhang, W. Hu, D. Li, C. Zhang, Müslüm Arıcı, et al., Energy efficiency optimization of PCM and aerogel-filled multiple glazing windows, *Energy*, 222, (2021) 119916.
- [10] F. Goia, M. Perino, V. Serra, Improving thermal comfort conditions by means of PCM glazing systems, *Energy and Buildings*, 60 (2013), 442–452.
- [11] D. Li, Y. Wu, G. Zhang, Müslüm Arıcı, C. Liu, et al., Influence of glazed roof containing phase change material on indoor thermal environment and energy consumption, *Applied Energy*, 222 (2018), 343-350.
- [12] K. Zhong, S. Li, G. Sun, S. Li, X. Zhang, Simulation study on dynamic heat transfer performance of PCM-filled glass window with different thermophysical parameters of phase change material, *Energy and Buildings*, 106 (2015), 87–95.

## Acknowledgements

I am grateful to my supervisors Prof. Yi WANG and Prof. Mustapha KARKRI for their great patience in guiding me how to conduct research and also the continuous help from them. Besides, the research is funded by China Scholarship Council, grant number: 202107837002.

# Efficacité énergétique de différentes techniques de refroidissement évaporatif appliquées à un condenseur de climatisation

Stéphanie O.L. Lacour<sup>1\*</sup>, Christelle Périlhon<sup>2</sup>, Kouadio Alphonse Diango<sup>3</sup>, François Trinquet<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université Paris-Saclay, Laboratoire INRAE-FRISE, Antony, France

<sup>2</sup>CNAM Paris, Laboratoire Lifse, Paris, France

<sup>3</sup>Institut National Polytechnique Felix Houphouet-Boigny INP-HB, Yamoussoukro, Cote d'Ivoire

**Résumé** - Technique ancestrale de refroidissement, le froid évaporatif évolue suite à la désaffection pour les tours aéroréfrigérantes et au recours de plus en plus massif aux solutions de refroidissement évaporatif indirect, de brumisation et de pré-refroidissement adiabatique. Cette contribution vise à distinguer le pré-refroidissement adiabatique et le refroidissement par aspersion d'un condenseur à air. Pour la première technique, l'objectif est de refroidir l'air d'entrée jusqu'à la température de saturation adiabatique. Dans le second cas, l'eau est injectée sur le corps de chauffe et le refroidissement obtenu, toujours lié à l'évaporation de l'eau, dépend plus de la température de surface et de la surface mouillée et moins des conditions d'ambiance. Dans cet article, nous étudions un système de pré-refroidissement adiabatique de l'air en entrée d'un condenseur à air de climatisation. Ce système, reposant sur une matrice de cellulose du type "cooling pad", est comparé à une solution de brumisation directe, mais partielle sur l'échangeur. Des mesures des conditions dans la boucle frigorifique permettent de quantifier les impacts de la brumisation sur les puissances frigorifiques produites et sur le coefficient de performance de la machine. La baisse de pression engendrée par l'amélioration des transferts thermiques permet de réduire la consommation d'énergie de la machine frigorifique : les quantités d'eau mises en jeu sont également évaluées pour chacun de ces systèmes et on quantifie les gains énergétiques apportés par les systèmes évaporatifs en regard des quantités d'eau mises en jeu pour refroidir. L'effet des conditions météorologiques sur les systèmes est analysé. L'ensemble permet d'apprécier les efficacités relatives de ces deux techniques en fonction des conditions ambiantes et d'apprécier leur intérêt environnemental en terme d'énergie et d'eau, deux des enjeux majeurs de la transition énergétique.

## Nomenclature

*BP* Basse pression (bar)

*COP* Coefficient de performance (adim)

*DH* Variation d'enthalpie (kW/kg<sub>f</sub>)

*HP* Haute pression (bar)

*m* débit (kg/s)

*Q<sub>f</sub>* Puissance frigorifique

*S* Surface d'échange, m<sup>2</sup>

*T* Température (K ou °C)

*t* Durée d'injection (s)

*W* Puissance mécanique

*ω* Teneur en vapeur d'eau (kg/kg air sec)

### Indices et exposants

*air* air

*cond* condenseur

*CV* conventionnel sec

*f* frigorigène

*i* entrée

*p* paroi

*PAD* avec matrice poreuse

*o* sortie

*w* eau liquide

*wb* bulbe humide (wet bulb)

### Symboles grecs

*η* Effectivité de saturation (%)

*ε<sub>QF</sub>* Gain de puissance (%)

## 1. Introduction

Pour faire face à l'élévation des températures, la production de froid est au coeur des stratégies d'adaptation au changement climatique. L'enjeu pour le froid est de trouver des solutions pour conditionner des

ambiances plus supportables sans renchérir au réchauffement par des émissions de chaleur [1] ni trop augmenter la consommation d'électricité. Parmi les solutions étudiées, le froid évaporatif est une solution passive permettant, par l'évaporation spontanée d'eau dans l'air, d'en abaisser la température pour rafraîchir des ambiances extérieures (DEC : direct evaporative cooling) ou intérieures (IEC : indirect evaporative cooling).

Comme les techniques passives ne permettent pas de garantir que le système puisse toujours répondre à des exigences sur l'ambiance, une alternative est d'utiliser cette technique sur une machine de refroidissement. On peut ainsi en limiter la consommation ou le dimensionnement et mieux gérer les périodes de forte chaleur. Rafraîchir la source chaude d'une machine frigorifique, c'est à dire le condenseur, permet de réduire sa consommation électrique de 10 à 20% [2, 3, 4].

Le refroidissement évaporatif implique deux composés, l'air et l'eau, se retrouvant sous deux phases, gazeuse et liquide. Selon les quantités respectives de l'un et l'autre, on observe des régimes d'échanges différents. Si l'eau est injectée en quantité importante, comme dans le cas des tours aéroréfrigérantes (TAR), un film se développe sur la surface chauffante : la chaleur est évacuée partiellement par le film ruissellant, mais également à l'interface air-eau par évaporation. Si on diminue les quantités d'eau injectée, comme pour le refroidissement évaporatif amont par pad cooling ou la brumisation [5], le film se réduit au point d'apparaître statique. Les coefficients d'échange sont plus limités, mais ils augmentent d'un facteur deux à trois si on les compare à ceux de l'air, comme indiqué sur la figure 1. Depuis une dizaine d'année, la sévérité accrue des réglementations sur les légionnelles rendent la maintenance des TAR contraignante. Leurs applications sont de plus en plus limitées aux très grosses installations alors que les systèmes évaporatifs amont se développent.

Dans cette communication, on étudie deux stratégies évaporatives pour refroidir un condenseur de clima-

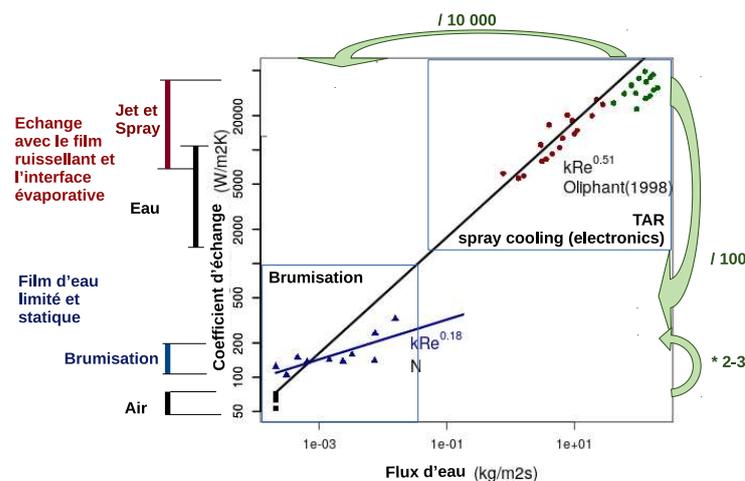


Figure 1 : Comparaison des quantités d'eau et coefficients d'échanges rencontrés dans différentes applications du froid évaporatif

tisation : le rafraîchissement d'air en amont du condenseur à air et son aspersion directe. On détaille, pour chacune d'entre elles, les caractéristiques principales de leur fonctionnement et les paramètres conditionnant leur efficacité. On évalue l'impact de ces stratégies sur une climatisation à partir de mesures, en détaillant les consommations et efficacités de ces deux techniques et leurs enjeux de mise en oeuvre.

## 2. Refroidissement par matrice poreuse (cooling pad)

Le refroidissement de l'air s'obtient en mettant en contact de l'air avec de l'eau : l'évaporation de celle-ci assure un refroidissement depuis la température ambiante jusqu'à la température de bulbe humide. La brumisation par spray peut être utilisée pour arriver à cet état [3, 4] mais on utilise aussi à cette fin des matrices poreuses : les coolings pads (voir figure 3).

## 2.1. Présentation des matrices poreuses

Les articles de He et al. [6] et de Tejero-Gonzales et Fanco-Salas [7] présentent des revues bibliographiques détaillées sur ce sujet. Ces matrices servent à faire se croiser un flux d'air avec un écoulement d'eau sur un support solide, le plus souvent composé de cellulose. L'efficacité du dispositif, ou selon les termes de Terejos, l'effectivité de saturation, s'apprécie en regard de l'abaissement de température de l'air rapport à l'écart des températures sèche et de bulbe humide avec l'équation (1).

$$\eta = \frac{T_{air,i} - T_{air,o}}{T_{air,i} - T_{wb,i}} \quad (1) \quad \dot{m}_w = \frac{\omega_{wb} - \omega_{air,i}}{\eta} \cdot \dot{m}_{air,i} \quad (2)$$

Tejero-Gonzales et Franco-Salas [7] détaillent l'influence des différents paramètres d'entrée (débits et températures d'air et d'eau, hygrométrie, géométrie) sur l'effectivité : les paramètres les plus sensibles sont la vitesse d'air et l'épaisseur de la matrice, qui conditionne la surface d'échange air-eau. Dans He et al. [6], il est rappelé que cette effectivité varie entre 60 et 98 % et des corrélations sont proposées pour l'estimer. L'effectivité moyenne rapportée par les mesures de Yan et al. [8] est de 75.5 % pour une épaisseur de 20 centimètres.

Du côté de la distribution d'eau, la bonne irrigation de la matrice implique de faire circuler de 10 à 30 fois la quantité d'eau évaporée dans l'air [6], qui se déduit de l'effectivité du pad et des conditions climatiques de l'équation (2). La quantité d'eau consommée est en général supérieure à ce diagnostic, car

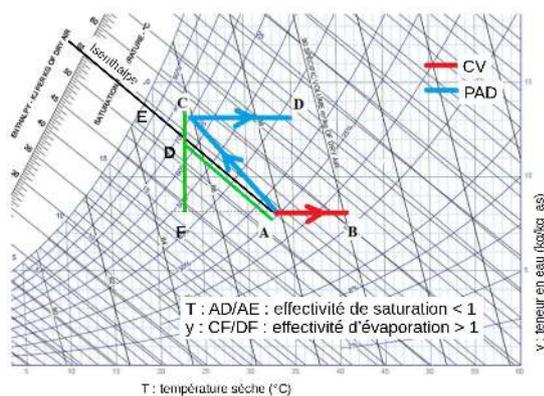


Figure 2 : Effet de la brumisation sur les conditions hygrométriques de l'air traversant le condenseur : CV (conventionnel) et PAD (avec matrice)

le refroidissement par matrice n'est pas tout à fait isenthalpe. On consomme plus d'eau que le poids d'eau calculé avec l'isenthalpe de référence car l'effectivité de saturation diffère de l'efficacité évaporative (voir figure 2). On note que l'air ressort du condenseur plus frais quand on humidifie : même si toute l'énergie latente liée à l'évaporation de l'eau n'est pas valorisée dans le condenseur, la matrice réduit la signature thermique de la climatisation sur son environnement proche. Le débit d'eau a peu d'effet sur l'effectivité de saturation, dès lors que la matrice est bien irriguée. L'estimation du débit évaporé est donnée dans le tableau 1 pour différentes conditions climatiques typiques de la France. Le calcul s'appuie sur les données climatiques de la réglementation thermique RT2012 et sur les valeurs d'effectivité de saturation de Yan et al. (75,5% d'effectivité de saturation [8] pour 20 cm d'épaisseur). Les débits évaporés sont assez indépendants des régions climatiques : la même pompe permet de couvrir toutes les régions, sauf Nice, région chaude sèche et humide du bord de mer où le procédé est moins efficace. Un circulateur assure l'imbibation permanente de la matrice avec un coût énergétique de l'ordre de 15 à 20 W pour un débit de l'ordre 250 l/h, soit 15 fois les valeurs maximum et 30 fois les valeurs moyennes (voir tableau 1).

Du côté de l'air, la présence de la matrice poreuse constitue un obstacle à l'écoulement. Elle génère une perte de charge plus élevée que la brumisation et qui dépend des dimensions de la matrice. D'après les mesures réalisées par Yan et al. [8], 10 cm de matrice placés dans un écoulement d'air à 1 m/s génère une perte de charge de 5 Pa. Cette perte de charge représente 5% de l'énergie consommée par le ventilateur, d'après Sohani et al. [9]. En amont des condenseurs, on installe des matrices à faibles épaisseurs (10 à 20 centimètres) qui limitent l'efficacité du pad mais permettent de conserver une perte de charge acceptable.

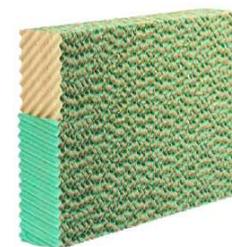


Figure 3 : Exemple de coling pad tiré de He(2015)

Ville	Min	1st Quantile	Median	Mean	3rd Quantile	Max
$\Delta T_{cond}$ (°C)						
Carpentras	1.3	5.4	6.6	6.7	8.0	13.
Macon	1.6	4.4	5.4	5.5	6.4	11.4
Nice	0.5	2.5	3.3	3.7	4.6	10.6
Rennes	1.4	4.3	5.6	5.6	6.6	10.6
$m_{evap}$ (l/h)						
Carpentras	1.9	7.8	9.6	9.7	11.6	18.9
Macon	2.4	6.4	7.9	8.	9.3	16.6
Nice	0.8	3.6	4.8	5.3	6.7	15.4
Rennes	2.1	6.3	8.1	8.1	9.6	15.4
$\epsilon_{Qf}$ (%)						
Carpentras	2.7	3.2	3.8	4.1	4.8	7.0
Macon	2.7	3.1	3.7	3.8	4.4	6.4
Nice	2.6	3.0	3.3	3.4	3.8	5.2
Rennes	2.7	3.1	3.5	3.7	4.3	6.3
$\epsilon_w$ (%)						
Carpentras	2.5	3.4	4.3	4.3	5.3	6.3
Macon	2.5	3.2	4.1	4.1	4.9	6.1
Nice	2.5	3.	3.6	3.7	4.2	5.6
Rennes	2.4	3.2	4.0	4.0	4.9	6.1

Tableau 1 : Valeurs horaires du refroidissement adiabatique sur le condenseur, de la quantité d'eau évaporée et des gains de puissance frigorifique et de travail du compresseur sur la période de climatisation mai-septembre, pour un débit d'air au condenseur de 1 kg/s et une matrice de 20 cm d'épaisseur

La matrice poreuse nécessite d'être bien imbibée, ce qui implique un fonctionnement permanent de la pompe de circulation d'eau. Cette contrainte limite l'utilisation de la matrice aux périodes les plus chaudes et Rong et al. [10] étudient l'effet d'une circulation intermittente d'eau dans la matrice pour la consommation du circulateur.

## 2.2. Effet sur la machine frigorifique

Nous reprenons dans ce paragraphe les valeurs publiées par Wang et al. [2]. Dans cet article, il présente des essais réalisés sur une climatisation commercialisée dédiée au secteur résidentiel. La climatisation est équipée d'un compresseur scroll d'une puissance de 7 kW et le fluide frigorigène est du R410A. Le protocole et le matériel sont décrits en détail dans l'article et cinq conditions opératoires sont utilisées pour simuler des variations climatiques sur le condenseur et sur l'évaporateur. On ajoute aux résultats publiés une synthèse quantifiant les effets du pad sur la boucle frigorifique, présentée avec la figure 4. Les variables sont représentées en % d'écart entre les essais avec pad et sans pad. Ainsi, avec un refroidissement évaporatif, la haute pression (HP) en sortie du compresseur diminue. La basse pression (BP) diminue aussi légèrement, soit une diminution de la température de l'évaporateur. De ce fait, la puissance frigorifique délivrée à l'air augmente de 6% en moyenne. Comme la haute pression diminue plus que la basse pression, la variation d'enthalpie du fluide dans le compresseur diminue aussi de 5%. Ce double bénéfice permet d'améliorer le COP de la machine de 13% en moyenne. Pour ce type de machine, le débit de fluide frigorigène ne varie pas avec le refroidissement amont du condenseur : les valeurs publiées [2] permettent de le vérifier sur l'essai fait à 33 °C. Avec un débit constant, les variations d'enthalpie  $DH_f$  et  $DH_w$  sont proportionnelles aux puissances au compresseur et à l'évaporateur. La température de consigne à l'évaporateur est également constante, fixée à 4.4 °C. La légère baisse de température sur l'évaporateur pendant l'essai avec PAD ne modifie pas le débit de soufflage de l'air froid dans l'enclume climatisée. Sur le condenseur, le meilleur échange avec l'air conduit à un léger sous-refroidissement à la sortie du condenseur. La boucle se comporte comme si on avait augmenté la taille du condenseur par rapport à l'évaporateur. Enfin, sur tous ces essais, le débit d'air au condenseur ne varie pas (une seule vitesse de ventilateur), ce qui simplifie le dimensionnement de la matrice de refroidissement.

Les matrices poreuses constituent dans ce cas une alternative intéressante à la brumisation par spray : tout aussi efficace, elles évitent d'avoir à régler la question du débit d'eau à injecter. La plupart des matrices poreuses, selon He et al. [6], permettent aussi d'éviter les dérives (particules d'eau dans l'air en aval de la matrice) qui inquiètent toujours du fait du risque associé aux légionelles.

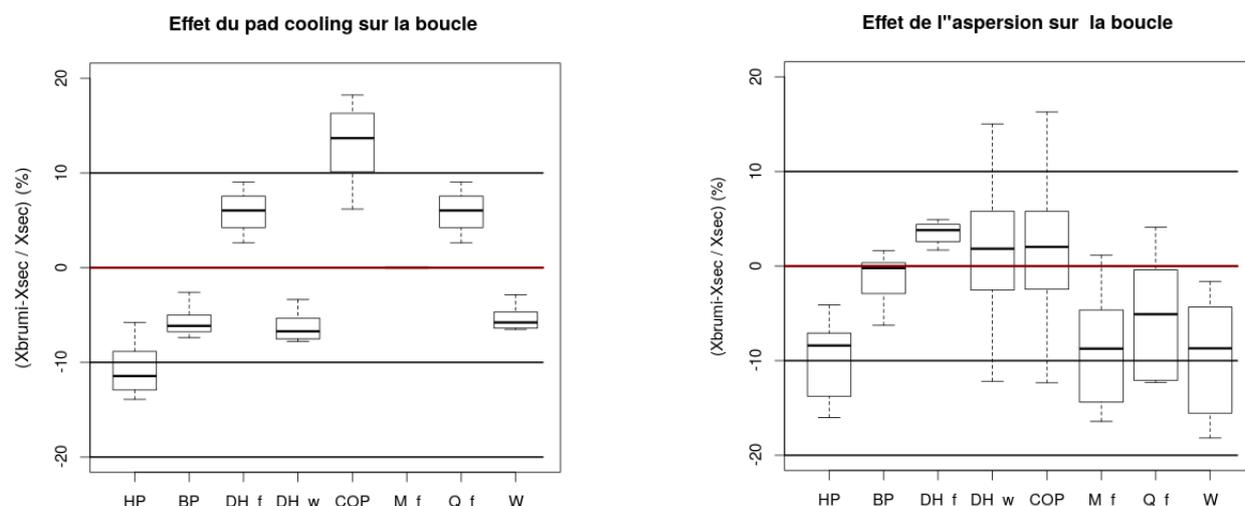


Figure 4 : Comparaison de grandeurs caractéristiques de la boucle avec et sans pad sur 5 conditions opératoires. Figure 5 : Comparaison de grandeurs caractéristiques de la boucle avec et sans spray sur 11 conditions opératoires

Légende : HP, BP haute et basse pression,  $DH_f, DH_w$  : variation d'enthalpie du frigorigène dans l'évaporateur, resp. le compresseur, COP : coef. de performance,  $M_f$  : débit de frigorigène,  $Q_f$  : énergie frigorifique, W : travail du compresseur

### 3. Refroidissement par aspersion directe du condenseur

#### 3.1. Protocole de mesure

Pour le fonctionnement avec brumisation partielle, on se base sur des essais réalisés dans notre laboratoire. Une climatisation d'une puissance de 8 kW, équipée d'un compresseur à cylindrée variable, a été instrumentée : à l'intérieur de la boucle, on mesure les températures et pressions du fluide frigorigène en différents points du cycle, tandis que les conditions environnementales sont aussi documentées (amont et aval de l'échangeur, vitesses d'air). Le couple et la vitesse de rotation du compresseur sont mesurés sur l'arbre du moteur d'entraînement. Le condenseur présente une surface de  $0.20 \text{ m}^2$  pour une vitesse d'air de 1.2 m/s. Les essais sont réalisés pour des conditions de température ambiante variant de 25 à 35 °C et des consignes de climatisation (température d'air, vitesse d'air à l'évaporateur) différentes. Pour chaque essai, on alterne des séquences de fonctionnement à sec (20 minutes de mise à l'équilibre puis 10 min d'enregistrement) avec des séquences avec brumisation du condenseur (20 minutes de mise à l'équilibre puis 10 min d'enregistrement). L'aspersion est réalisée à l'aide d'une buse à basse pression, alimentée par une pompe d'une puissance de 3 bars.

Le débit d'eau injecté fait partie d'un cahier des charges et est inférieur aux quantités moyennes évaporées dans les matrices. Il est ajusté par une injection intermittente et deux débits d'injection sont utilisés, de 1 l/h et 2 l/h. La durée du cycle  $t(\text{cyc})$ , et d'injection,  $t(\text{inj})$ , sont choisies pour être supérieures au temps d'établissement du spray pour  $t(\text{inj})$  et inférieures au temps de réaction de l'échangeur pour  $t(\text{cyc})$  afin d'éviter des oscillations thermiques dans la boucle frigorifique. Les essais présentés sont réalisés pour un débit d'air fixe au condenseur, mais variable à l'évaporateur, sans modification de la stratégie de régulation.

#### 3.2. Effet sur la machine frigorifique

Sur la figure 6, on reporte les mesures effectuées dans la boucle dans le diagramme H-P. En rouge, on présente le cycle à sec : 3 cycles sont reportés, qui correspondent à l'état stable avant brumisation,

entre 2 paliers de brumisation et à la fin de l'essai. Ces cycles sont quasiment superposés et montrent la stabilité du fonctionnement. 2 cycles sont reportés en bleu clair (injection de 1 l/h) et en bleu foncé (2 l/h). On observe ainsi que la haute pression, dans le condenseur, diminue nettement avec la brumisation, tandis que la basse pression n'est pas affectée. Dans cet essai, on n'observe pas de diminution de la température à l'évaporateur, mais on relève une augmentation du sous-refroidissement du condenseur. Sur la figure 5, on reporte les variations des grandeurs sur l'ensemble des essais réalisés, toutes stratégies

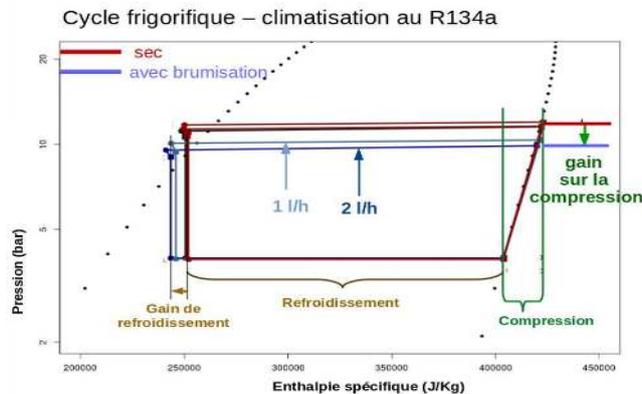


Figure 6 : Effet de la brumisation sur une boucle de climatisation dans le diagramme H-P



Figure 7 : Dispositif d'aspersion d'eau installé sur le condenseur

de brumisation confondues. La haute pression diminue systématiquement tandis que la basse pression reste le plus souvent stable, sauf dans quelques essais où elle diminue. La variation d'enthalpie du fluide dans l'évaporateur augmente tandis que celle du compresseur présente un comportement plus erratique, qui se répercute sur le COP. Selon qu'on asperge le condenseur ou pas, le débit du fluide dans la boucle frigorifique varie. Ainsi, bien que  $DH_f$  augmente, la puissance frigorifique,  $Q_f = M_f \cdot DH_f$  a plutôt tendance à diminuer. Par contre, la puissance mécanique mesurée sur l'arbre diminue systématiquement avec la brumisation. Ainsi, on voit que pour ce système, l'intégration de l'aspersion nécessite de réviser la stratégie de régulation pour assurer un bénéfice sur le COP de la machine. Ce comportement vient du fonctionnement du compresseur à cylindrée variable, qui obéit à une loi de régulation basée sur les valeurs de HP et BP.

La chute importante de la HP entraîne une modification de la cylindrée du compresseur et le débit fluide

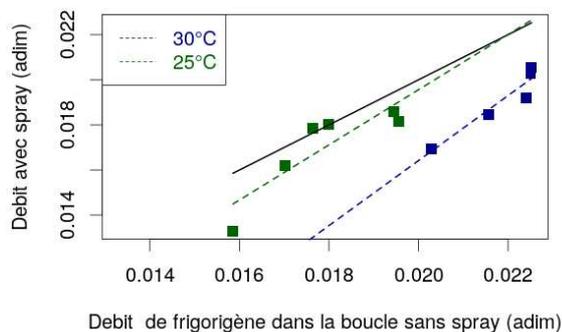


Figure 8 : Débit de fluide frigorigène dans la boucle

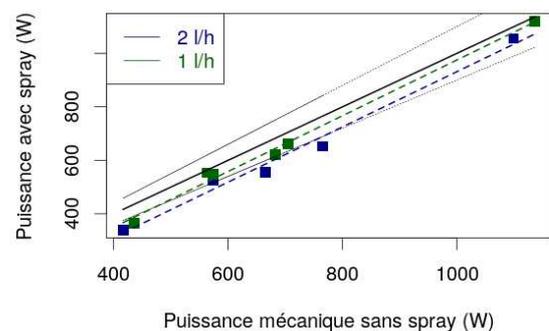


Figure 9 : Puissance mécanique du compresseur

diminue avec l'aspersion, ainsi qu'on le voit sur la figure 8. Lorsque la variation de débit est modérée par rapport au cas sec, la puissance frigorifique reste stable. Cette dernière diminue si la chute du débit est importante (essais à 30°C). En fonctionnement automatique, la température extérieure est mesurée par une sonde disposée hors du champ de la brumisation. Son signal doit être modifié pour tenir compte de la baisse de température d'air vue par le condenseur et rectifier les réglages de la climatisation : c'est une condition nécessaire pour garantir un bénéfice frigorifique avec la brumisation. La puissance mécanique, elle, diminue systématiquement avec l'aspersion. On présente sur la figure 9 la comparaison des puissances mécaniques avec brumisation en fonction de la puissance à sec. La droite 1:1 en noir correspond à la puissance à sec et les courbes en pointillé noir correspondent à une baisse, et respectivement, une

hausse de 10% de cette puissance. Avec brumisation, on observe que la puissance mécanique du compresseur est toujours inférieure à la puissance à sec. Plus on réduit la puissance de sollicitation, plus l'effet de la brumisation est sensible. Avec 2 l/h, on diminue la puissance du compresseur de plus de 10% jusqu'à 800 W de sollicitation. Avec moins d'eau (1 l/h), le bénéfice de la brumisation est moins important. Les points de brumisation rejoignent la courbe à sec pour les fortes puissances : la quantité d'eau utilisée n'est pas suffisante pour refroidir le condenseur dans ces conditions.

#### 4. Discussion

Le refroidissement d'un condenseur de climatisation a pour effet de dissocier les conditions climatiques *vues* par l'évaporateur de celles *vues* par le condenseur. L'intensification des transferts thermiques sur le condenseur revient à modifier les transferts relatifs entre les deux échangeurs. La régulation du système frigorifique peut être perturbée par ce changement. Aussi, l'implémentation de ces systèmes sur un groupe frigorifique peut nécessiter une intervention sur le système de régulation. Les deux méthodes de refroidissement des condenseurs ont un impact sur le COP des machines frigorifiques, qui traduit une modification des performances du système frigorifique. L'appréciation des bénéfices pour l'utilisateur d'un système couplé *système frigorifique et refroidissement évaporatif* n'est cependant pas triviale. En effet, comme les étiquetages énergétiques des machines reposent sur l'élaboration d'un climat type, il est difficile d'exprimer l'amélioration apportée pour un système exposé à deux climats différents.

Sur la figure 10, on rapporte les valeurs de performances obtenues par Wang et al. [2] en fonction du climat extérieur, représenté dans les essais par la température extérieure. Les valeurs des COP montrent l'évolution de la performance globale du système avec matrice. Ici, on définit l'augmentation de puissance frigorifique apportée avec le refroidissement amont (PAD) par rapport au système conventionnel sec (CV) et la réduction de puissance sur le compresseur correspondante :

$$\epsilon_{Qf} = \frac{Q_{f,PAD} - Q_{f,CV}}{Q_{f,CV}} \quad \epsilon_W = \frac{|W_{PAD} - W_{CV}|}{W_{CV}} \quad (1)$$

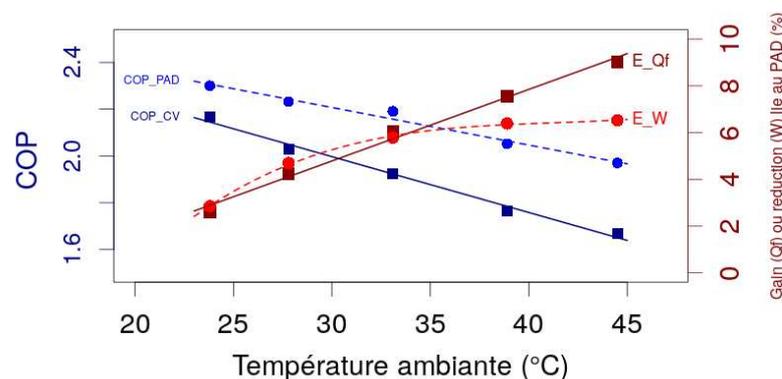


Figure 10 : Evolution de la performance globale, efficacité de refroidissement  $\epsilon_{Qf}$  et de puissance électrique  $\epsilon_W$  par refroidissement évaporatif amont

Le climat de référence sert à exprimer le besoin normalisé de froid auquel doit répondre la machine : des coefficients de pondération des essais servent à définir les coefficients de performance saisonniers pour l'étiquetage énergétique. Le refroidissement évaporatif en amont du condenseur n'apporte pas de changement du besoin de froid, ni des coefficients de pondération, mais il a un impact sur la puissance frigorifique de la machine. Cette augmentation n'est pas forcément valorisée sur les consommations d'énergie car cette valorisation dépend avant tout de la finesse de régulation de l'enceinte climatisée : le surcroît de puissance frigorifique réduit-il la durée d'utilisation de la climatisation ? Seuls des essais comparatifs en usage permettraient de répondre à cette question. Mais la puissance de l'installation sert à faire face aux situations extrêmes. La surpuissance apportée par le système de brumisation est certes petite face aux coefficients de sécurité utilisés dans le dimensionnement. Cependant, la croissance monotone de  $\epsilon_{Qf}$

montre que la surpuissance apportée par l'évaporation d'eau est maximum aux températures élevées. Le refroidissement évaporatif apporte bien un surcroît de puissance maximale dans les situations les plus extrêmes. Les consommations d'énergie sont majoritairement le fait de la consommation du compresseur. Pour celui-ci, on observe que le bénéfice apporté par le système évaporatif  $\epsilon_W$  intervient rapidement lorsque les températures extérieures s'élèvent. Il plafonne ensuite lorsque les températures deviennent très élevées, cas rare et peu impactant sur la consommation annuelle. Ainsi le système évaporatif apporte un gain sur les consommations d'énergie en fonctionnant dès les températures intermédiaires. Ce gain est significatif pour les deux systèmes évaporatifs testés en incluant le fonctionnement des leurs accessoires.

## 5. Conclusion

Nous avons présenté deux systèmes évaporatifs pouvant être utilisés pour refroidir des condenseurs de climatisation : un système de prérefroidissement amont par matrice poreuse et un système d'aspersion directe. Pour le premier, le dimensionnement se réalise en fonction des conditions climatiques, tandis que le second permet de maîtriser plus facilement la consommation d'eau du procédé évaporatif. Les effets de ces systèmes sur la boucle frigorifique sont présentés sur la base de relevés expérimentaux. L'amélioration des transferts thermiques sur le condenseur permet de réduire la haute pression dans la boucle et soulage ainsi le compresseur. Selon le système de régulation de la boucle, des effets déstabilisants liés à des variations de débits de fluide frigorigène peuvent cependant engendrer des contreperformances sur la puissance frigorifique. L'implantation de tels dispositifs peut donc nécessiter une révision de la stratégie de régulation. La dernière partie est consacrée à l'analyse des bénéfices apportés par le système. On souligne la nature différente des gains sur la puissance frigorifique et du compresseur. Si la seconde est plus facile à convertir en gains de consommation d'énergie, on montre l'intérêt de faire fonctionner le système évaporatif à des températures extérieures intermédiaires. Le surcroît de puissance frigorifique apporté par les systèmes évaporatifs est maximum dans les événements extrêmes mais des recherches supplémentaires sont nécessaires pour apprécier l'effet du système évaporatif sur les durées de fonctionnement de la boucle.

## Références

- [1] Tremeac B, Bousquet P, de Munck C, Pigeon G, Masson V, Marchadier C, Merchat M, Poef P and Meunier F 2012 *APPLIED ENERGY* **95** 102–110 ISSN 0306-2619
- [2] Wang T, Sheng C and Nnanna A G A 2014 *Energy and Buildings* **81** 435–443 ISSN 0378-7788
- [3] Boulet P, Tissot J, Trinquet F and Fournaison L 2013 *Applied thermal engineering* **50** 1164–1173
- [4] Heidarinejad G, Moghaddam M R A and Pasharshahi H 2019 *INTERNATIONAL JOURNAL OF THERMAL SCIENCES* **137** 508–525 ISSN 1290-0729
- [5] Zhang F, Bock J, Jacobi A M and Wu H 2014 *Applied Thermal Engineering* **63** 528–540 ISSN 1359-4311
- [6] He S, Gurgenci H, Guan Z, Huang X and Lucas M 2015 *RENEWABLE & SUSTAINABLE ENERGY REVIEWS* **44** 407–422 ISSN 1364-0321
- [7] Tejero-Gonzalez A and Franco-Salas A 2021 *RENEWABLE & SUSTAINABLE ENERGY REVIEWS* **151** ISSN 1364-0321
- [8] Yan M, He S, Li N, Huang X, Gao M, Xu M, Miao J, Lu Y, Hooman K, Che J, Geng Z and Zhang S 2021 *INTERNATIONAL JOURNAL OF REFRIGERATION* **124** 64–74 ISSN 0140-7007
- [9] Sohani A and Sayyaadi H 2017 *APPLIED THERMAL ENGINEERING* **123** 1396–1418 ISSN 1359-4311
- [10] Rong L, Pedersen P, Jensen T L, Morsing S and Zhang G 2017 *BIOSYSTEMS ENGINEERING* **156** 173–182 ISSN 1537-5110

# Correlation between field-test and laboratory results for a Proton Exchange Membrane Fuel Cell (PEMFC) used as a residential cogeneration system

Nicolas PAULUS<sup>1\*</sup>, Camila DAVILA<sup>1</sup>, Vincent LEMORT<sup>1</sup>

<sup>1</sup>University of Liège, Thermodynamics Laboratory, Liège (Belgium)

\*(Corresponding author: nicolas.paulus@uliege.be)

**Abstract** – This correlation work is mainly based on a field-test empirical efficiency model developed in a parallel study [1]. Another previous research work has studied laboratory steady-state performance of the same system [2] but those are very different than real field-test applications because the in-situ operating conditions are specific to the installation, the climate and the occupant's behavior. Despite that, this work demonstrates how a correlation can still be conducted, mainly by implementing a primary energy penalty on the steady-state nonrealistic laboratory results.

## Nomenclature

$cp$	specific heat capacity of water, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$(Q_{SH} + Q_{DHW})_{aj}$	adjusted total heat demands of the day (with correction factor $\gamma_1$ ), kWh
$C_\gamma$	minimum value for the $\gamma_1$ correction factor applicable to the dataset of laboratory results for field-test correlation, -	$\dot{V}_{gas}$	gas volume flow rate consumption, $m^3.s^{-1}$
$DHW$	Domestic Hot Water	<i>Greek symbols</i>	
$\dot{m}$	water flow rate, $kg.s^{-1}$	$\eta_{th}$	LHV thermal efficiency
$HHV$	High Heating Value, $kWh.m^{-3}$	$\gamma_{1,2}$	correction factors to account for working temperature levels (1) and unsmooth heat demands (2), -
$LHV$	Low Heating Value, $kWh.m^{-3}$	$\Delta T$	temperature difference between depart and return of space heating appliance, K
$Max_{\overline{T_{R,4h}}}$	maximum value of $\overline{T_{R,4h}}$ for the whole dataset, -	$\varphi_0$	primary energy penalty applied to laboratory testing to allow correlation with field-test model, kWh
$Q_{DHW}$	monitored heat produced by the machine for DHW production, kWh		
$Q_{SH}$	monitored heat produced by the machine for space heating, kWh		
$\overline{T_{R,4h}}$	non-dimensionalized daily maximum 4h gliding average temperature of the return line, -		

## 1. Introduction

This work takes into account two previous studies on which it bases its correlation. The first one, a field-test study of two systems implemented in Belgium houses in 2020, has built daily performance models of the machine [1]. One of them is reused and slightly adapted in this work. The other one is a purely laboratory environment study [2] that provided, amongst other interesting results, steady-state figures that serve as a base for this work. As this one, all those previous studies consider identical machines whose schematics is presented in Figure 1 and whose expected performance targets are shown in Table 1. One particularity of the system is that it requires a fuel cell shutdown recovery procedure of 2.5 hours at least every two days to handle reversible ageing PEMFC processes [3].

### 1.1. Field-test - description of the monitored houses and the space heating architecture

The first house is located in Huy (South-East of Belgium) whereas the other one is located in Oostmalle (North of Belgium). The same climatic region can be assumed for the two houses.

The first monitored building (Huy) is a semi-detached house of the early 20th century but significant insulation work of walls and roofs has been conducted. Single-glazing windows have been replaced by double-glazing windows and a balanced ventilation has been installed. However, terminal units still consist of high temperature radiators. The family that lives there consists of 2 active adults and 3 children under the age of 10.

<i>Datasheet figures</i>	<i>Values</i>
Maximum electrical production a day	17 kW <sub>el</sub>
Fuel cell rated electrical & thermal power	0.75 kW <sub>el</sub> & 1.1 kW <sub>th</sub>
Electrical LHV efficiency of the PEMFC	37 %
Max global Fuel cell LHV efficiency	92 %
Max LHV boiler efficiency (at rated power) <sup>a</sup>	108.6 %

<sup>a</sup> Considering HHV to LHV ratio of 1.1085 [4]

Table 1: PEMFC gas boiler hybrid expected targets (data provided by manufacturer)

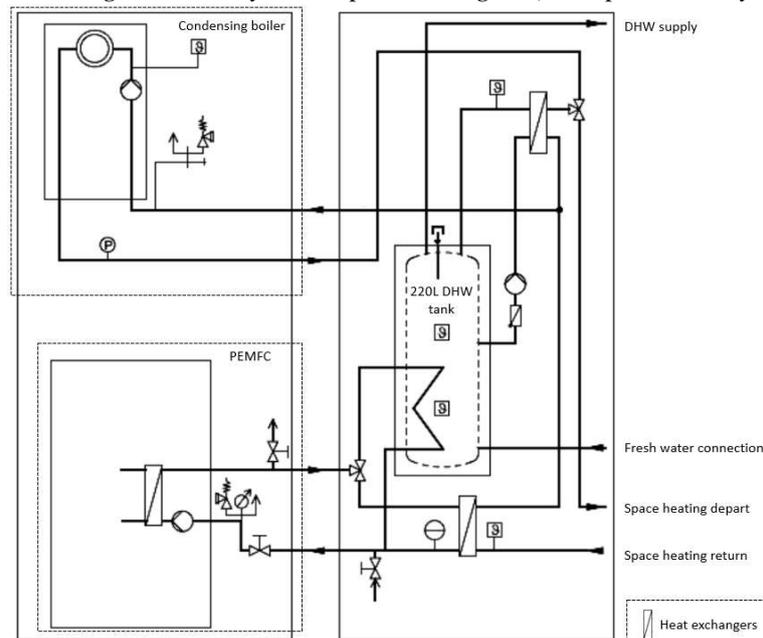


Figure 1: Hybridization's architecture of the PEMFC with the gas condensing boiler and the DHW tank

The second monitored building (Oostmalle) is a fully detached house from the 70s but deep renovation has just taken place before the study. Insulation of course, but the whole space heating architecture has also been revisited with the implementation of floor heating for the ground floor. On the first floor, terminal units consist of high temperature radiators. The family involves a young active couple and one child of small age.

## 1.2. Field-test - Acquisition chain (from the monitoring sensors to the cloud)

Both houses are equally monitored according to the scheme of Figure 2. Sensor reference, precision and resolution of the acquired data are presented in Table 2. Monitoring sampling rate has been set to a 2-minute or a 5-minute time step, respectively for Huy and Oostmalle [5].

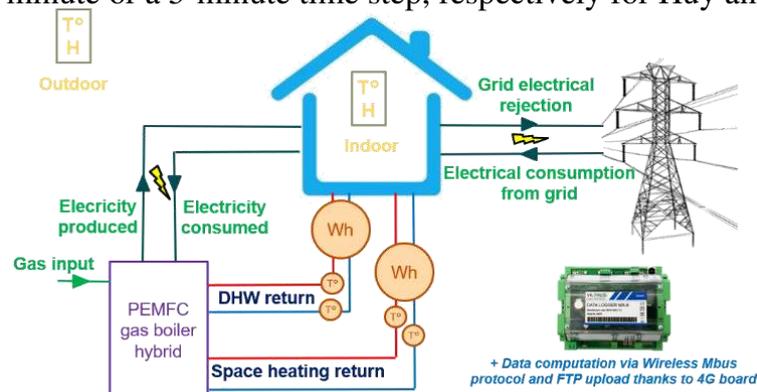


Figure 2: Monitored sensors configuration

### 1.3. Field-test - Resulting model

The field-test model reused in this work provides the daily LHV thermal and electrical efficiencies [1]. It is worth mentioning that electrical consumption of the auxiliaries (for example, the circulator) is not taken into account in the efficiency calculations, mainly because a net electrical consumption of the system only occurs when the PEMFC is not producing [5], which is one of the reasons why the electrical consumption of the unit is not that significant [6].

<i>Sensors</i>	<i>Reference</i>	<i>Accuracy</i>
Temperature and humidity	Weptech Munia	$\pm 0.3 \text{ K} \mid \pm 2 \%$
DHW and space heating heat counters	Qalcosonic E1 Qn2,5 qi=0.025m <sup>3</sup> /h   L=130mm	Accuracy Class 2 [7]
Machine & house 2-ways electrical energy counter	Iskraemeco MT174-D2A42-V12G22-M3K0	Accuracy Class 1 [8]
Gas volume counter	BK-G4T DN25 Qmax 6 m <sup>3</sup> /h	<0.5%

Table 2: Reference of the monitoring sensors. Data logger (cloud connection) is a Viltrus MX-9

The field-test models offered a good fit despite the fact that the two installations are pretty different as far as the owner's heat demands are concerned [1]. The chosen model (and its goodness of fit) is presented in Figure 3. It takes as inputs the daily total heat demand ( $Q_{SH} + Q_{DHW}$ ) and the daily electrical production of the unit (or its daily load factor [1]). It also implements two correction factors ( $\gamma_1$  and  $\gamma_2$ ) in order to take into account two physical sensitivities that have an impact on the resulting efficiency (and it therefore provides a better fit). The first effect that is taken into account is that higher working temperatures decrease the thermal efficiency (for identical heat demands). This has also been stated for other heating devices in literature [9]. Thus, considering as a first approach that the relation between thermal efficiency and total heat demand is linear (for a given heat demand window), one has concluded that the monitoring data (in this case, the total heat demand) can be adjusted linearly with a first non-dimensionalized correction factor  $\gamma_1$  as proposed with equation (1) and equation (2) [1]:

$$(Q_{SH} + Q_{DHW})_{aj} = (Q_{SH} + Q_{DHW}) \times \gamma_1 \quad (1)$$

Where:

$$\gamma_1 = 1 - \frac{\overline{T_{R,4h}}}{\text{Max}\overline{T_{R,4h}}} \times 0.3 \quad (2)$$

$\overline{T_{R,4h}}$  is a parameter chosen to be the image of the delivery temperature conditions of the day. The problem is that the machine does not work in steady-state operations for the whole day. Looking only at the maximum temperature of the day in the return line would therefore not be representative and might account for one single (very high) transient effect. Considering the average temperature of the whole day for  $\overline{T_{R,4h}}$  is not ideal as well because a very erratic and high temperature space heating demand could result in the same average temperature as the one of a 24h-long low temperature demand (typical of floor heating). Therefore, it has been chosen to look at the return temperature 4h gliding average of the day and keep its maximum value. On the other hand,  $\text{Max}\overline{T_{R,4h}}$  is the maximum value of  $\overline{T_{R,4h}}$  for the whole dataset (both monitored houses and the 365 days considered) [1]. It is worth mentioning that one has only considered the return line temperature, as in literature [9]. Also, in this case, only the space heating is considered for  $\overline{T_{R,4h}}$  mostly because DHW production goes mainly into the tank and is not directly monitored (see Figure 1).

The second effect the chosen model is considering is that possible erratic behavior (highly transient) tends to decrease the thermal efficiency, as seen in literature [10]. The chosen model establishes a second correction factor  $\gamma_2$  to that end [1] but it will not be used in this paper because the laboratory conditions used for the correlation are steady-state only [2].

The empirical model is a polynomial regression of the third order on both dimensions and is defined by equation (3) ( $x$  being the total adjusted total heat demands from equation (1) and  $y$  being the daily electrical production). Parameters models of equation (3) are shown in Table 3.

$$f(x, y) = p_{00} + p_{10}x + p_{01}y + p_{20}x^2 + p_{11}xy + p_{02}y^2 + p_{30}x^3 + p_{03}y^3 + p_{21}x^2y + p_{12}y^2x \quad (3)$$

$p_{00}$	$p_{01}$	$p_{10}$	$p_{02}$	$p_{11}$	$p_{20}$	$p_{03}$	$p_{12}$	$p_{21}$	$p_{30}$
24.27	-1.648	3.024	0.01102	-0.01704	-0.04291	$7.329e^{-5}$	$6.384e^{-4}$	$1.597e^{-4}$	$1.976e^{-4}$

Table 3: Values for the parameters of the field-test model of equation (3)

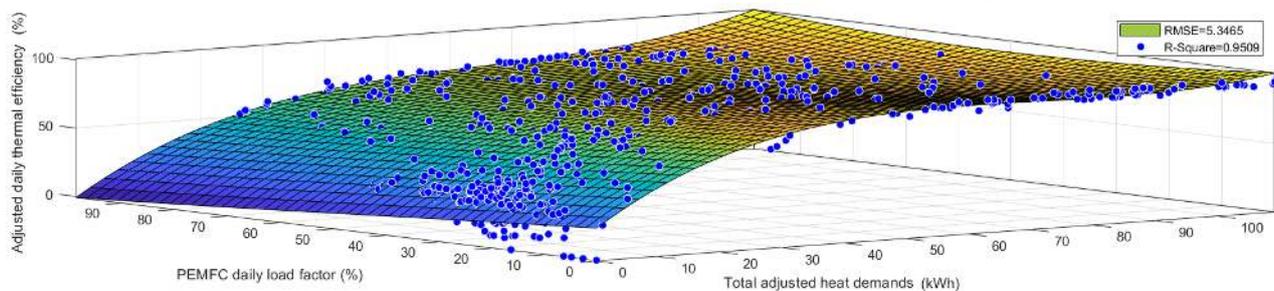


Figure 3: Resulting LHV efficiency model from the field-test monitoring study [1].

#### 1.4. Laboratory steady-state tests

The schematics [2] of the test bench for the steady-state experiments is shown in Figure 5. To prevent warranty loss, the measurements inside the modules could not be invasive; only surface thermocouples were installed on the pipes around and in the machine. Only the W3 water meter could be placed in the system itself thanks to proper intended hydraulic interfaces.

The test bench principle was for the heat demand to be emulated by an auxiliary heat exchanger (*Heat ex.* on Figure 5), whose capacity is controlled by a ball valve V2 that regulates the water flow on the cold side. The demand of DHW is controlled by adjusting the opening of another ball valve VI at the outlet of the system. The V3 valve on the gas inlet is only there for security reasons and shall not be altered. All the sensors of the test bench are represented in Figure 5. For increased representativity of enthalpy measurements [11], in-pipe thermocouples (facing incoming fluid) were placed thanks to manufactured immersion sleeves (as shown in Figure 4). Type of sensors are presented in Table 4 along with their accuracy.

Based on the EN 50465, four main test campaigns were performed: one with only the DHW valve fully opened, one with only the DHW valve 50% opened (the space heating valve being fully closed for both), one with only the space heating valve fully opened and at last one with only the space heating valve 50% opened (the DHW valve being fully closed for both) [2]. The results of those campaigns have been reproduced in Table 5 and Table 6. The HHV values have been given by the gas provider [2] and HHV to LHV ratio has been assumed to be 1.1085 [4]. The LHV equivalent energy of the gas has been computed considering the difference between delivery (about 1 atm, about 288.15 K) and HHV measurements standard conditions (1 atm, 273.15K) [1]. Measured thermal energy assumes a constant calorific value  $cp$  of 4184 J/kg-K (assumption similar to initial work [2]). Thermal LHV efficiency can thus be trivially obtained. Electrical efficiency is not shown because the output electrical power has been verified to be quite constant and equal to the targeted 750 W (of Table 1) [1].

Sensor	Type	Accuracy	Number of measure points
Thermocouples	T	$\pm 0.3$ K	24
Water meter	Volumetric	$\pm 2\%$ $Q_n$ ; $\pm 5\%$ $Q_{min}$	3
Gas meter	Diaphragm	$\pm 0.5\%$	1
Power meter	Multifunctional	$\pm 0.5\%$	1

Table 4: Laboratory test measurement devices specifications



Figure 4: Thermocouples immersion sleeves: surface and elbow thermocouples

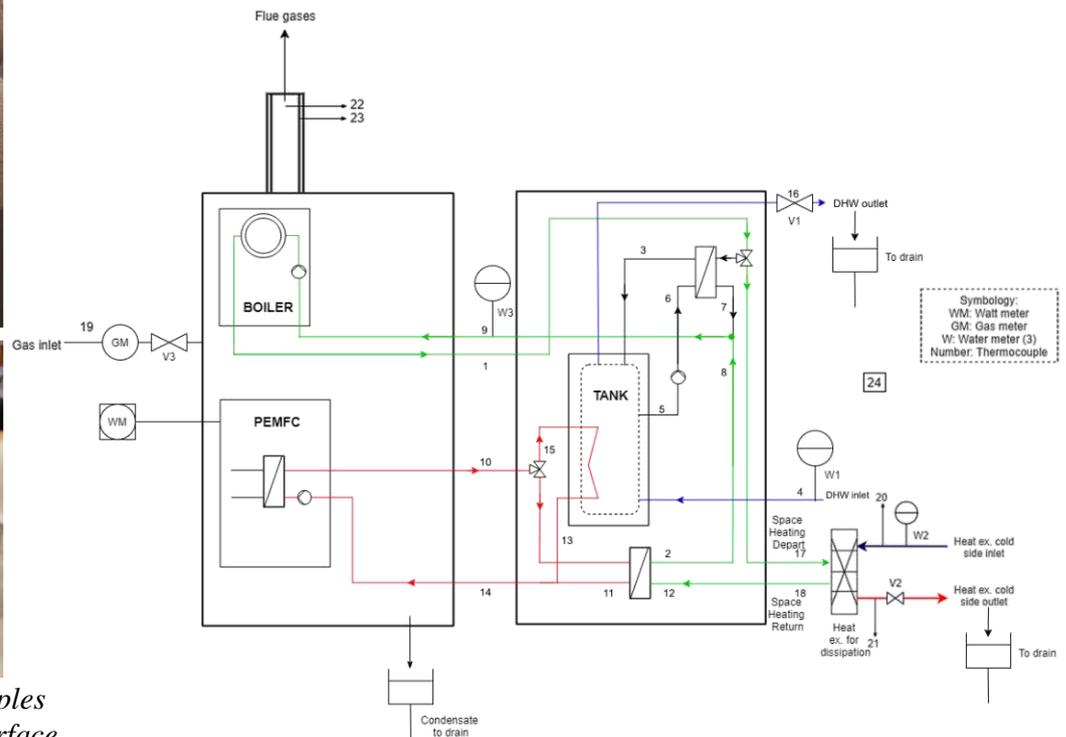


Figure 5: Complete schematics of the test bench

## 2. Correlation

It is clear that the best way to operate a correlation would have been to reproduce one typical day seen on the field-test in a laboratory but this could not be done. Laboratory operating conditions and field-test are thus difficult to correlate because the whole field-test analyses have been established based on daily values (not close at all from the laboratory steady-state operating conditions). In addition, the laboratory tests have been conducted for about 45 minutes only and do not include the warming up of the tank. Also, there is pretty much no standby losses in those laboratory tests as the heat demand is always there and the 3-way valves (Figure 1) are mainly switched to bypass the tank so the heat is directly measured by the sensors at the outlets. For DHW tests, the tank is not bypassed but there is still pretty much no storage effect as the enthalpy flow that comes in also comes out (so the standby losses are also insignificant).

On the other hand, in the field-test, standby losses are not negligible, especially in low heat demand days (which account for similar heating demands as the 45-min laboratory tests, i.e. lower than 25 kWh as seen in Table 5 and Table 6). Therefore, a compensation parameter shall be applied on the laboratory results to ensure relevancy with the field-test model.

It is performed by considering a fictive extra primary energy consumption (or primary energy penalty)  $\varphi_0$  at the denominator of the “adjusted” efficiency formula of the laboratory tests, presented in equation (4).

$$\text{Adjusted } \eta_{th} = \frac{\int \dot{m} \times cp \times \Delta T \times dt}{\varphi_0 + \int \dot{V}_{gas} \times LHV \times dt} \quad (4)$$

$\int \dot{V}_{gas}$  is the gas consumption,  $\int \dot{m}$  is the mass of water heated during the test (relative density assumed to 1),  $\Delta T$  is the thermal difference between depart and return to the system. All those measurements are given in Table 5 and Table 6. All the terms shall be expressed in kWh (and based on LHV). Optimized penalty  $\varphi_0$  to be applied to laboratory tests has been set to 10 kWh for fitting reasons. This value happens to be equal to the amount of energy that can be considered to be store in the 220 L DHW tank of the unit (thermally loaded temperature of 60°C

compared to 20°C of rest temperature). As a first approach, this lump sum value of 10 kWh can be considered as the daily stand-by losses that are occurring onsite. Since DHW scheduling occurs pretty much every day (up to about 60°C as well), the daily standby losses with this system can be considered to approximate the total energy that can be stored in the tank. It is worth mentioning that the “Adjusted  $\eta_{th}$ ” of the laboratory results has only been computed for correlation purposes and shall not be considered relevant as is (one reason is that higher the working temperature, higher the efficiency, which is against what has previously been stated).

On the other hand, a proper use of the field-test model of equation (3) requires two inputs:  $x$  and  $y$ .  $y$ , the electrical production of the day, can be considered as a first approach as the multiplication of the net power of the PEMFC (observed to be constant and equal to 750 W) by the duration of the test, given in Table 5 and Table 6.  $x$ , the adjusted total heat demand of the day, is obtained by multiplying the measured thermal energy (the heat demand, that can directly come from Table 5 and Table 6) to the  $\gamma_1$  correction factor as described by equation (1).

For the laboratory results,  $\gamma_1$  can be expressed as a function of a second fitting parameter ( $C_\gamma$ ). Indeed,  $\gamma_1$  accounts for the fact that higher working temperatures tend to decrease the thermal efficiency. Unfortunately, the laboratory data cannot reuse equation (2) as it is designed to be established based on the temperature data of one whole day. However, one can still establish  $\gamma_1$  manually in a similar way compared to equation (2). Indeed, this equation gives a linear decrease of  $\gamma_1$  with higher working temperature and this kind of linear behavior can be reproduced for the laboratory tests. The maximum value of  $\gamma_1$  (which is 1, i.e. no correction) is assumed to be of application with the lowest temperature delivery, which is 20°C (as it can be seen in Table 5 and Table 6). This is coherent because in real operating conditions, heating temperatures shall rarely be lower than 20°C. Maximum operating conditions of 60°C (from Table 5 and Table 6) lead to a minimum value of the  $\gamma_1$  correction factor, called  $C_\gamma$  (optimized manually to 0.8 for fitting reasons). In fact, by looking at equation (2),  $\gamma_1$  could reach smaller values (down to 0.7) but it is not advised to assume that the maximum temperature operating conditions of the laboratory tests requires this absolute  $\gamma_1$  minimum value. Indeed, equation (2) is only valid for the field-test and daily dataset that allows establishing the maximum 4h gliding average of the return temperature. This does not correspond to the laboratory tests operating conditions. Intermediate  $\gamma_1$  values are subsequently set linearly between 1 and 0.8 ( $C_\gamma$ ) according to the working temperature of Table 5 and Table 6.

There is no need to make a difference between the space heating only and the DHW only operating conditions because it has been stated that standby losses and storage effect could be neglected for both laboratory campaigns studied in this work. It can thus be assumed that they can be treated the same way, with the same correction factor (only depending on temperature).

### 3. Results and conclusions

The correlation method between the chosen field-test model and the laboratory steady-state results for this PEMFC-gas condensing boiler hybrid can be resumed with two main steps.

Firstly, on the one hand, to account for stand-by losses that have not occur in the laboratory steady-state tests, one must apply a primary energy penalty  $\varphi_0$  on the laboratory results. It has been set equal to 10 kWh, which is equivalent to the amount of thermal energy that can be stored in the 220 L tank of the system. This is an indication of the daily stand-by losses with this system in real applications (with daily DHW scheduling). Thus, one obtains the “Adjusted” LHV thermal efficiency from equation (4), that will be compared to the field-test model.

Secondly, on the other hand, the field-test model of equation (3) intrinsically uses as an input the total heat demand, adjusted (multiplied) with the  $\gamma_1$  correction factor to account for the effect of the working temperatures on the thermal efficiency of the system. The laboratory

measured thermal energy cannot thus be used as is in equation (3) because it has to be multiplied by  $\gamma_1$ , which should therefore be established beforehand. Unfortunately, the method used in the field-test model study to define  $\gamma_1$  [1] is not applicable for the laboratory results, but it can be established quite similarly, through optimizing only one fitting parameter, i.e.  $C_\gamma$ .

	Space Heating 100% - DHW 0%												
	Gas Consumption [m <sup>3</sup> ]	Water Consumption [m <sup>3</sup> ]	Mean $\Delta T^\circ$ [°C]	Test duration [s]	HHV [kWh/m <sup>3</sup> ]	LHV equivalent gas energy [kWh]	Measured Thermal Energy [kWh]	$\gamma_1$ [-]	Adjusted Thermal Energy [kWh]	Electrical Energy [kWh]	Adjusted $\eta_{th}$ [-]	$\eta_{th}$ from field-test model [-]	difference between $\eta_{th}$ [percentage points]
60±1°C	2,4290	1,128	17,205	2693	11,4588	23,628	22,556	0,85	19,172	0,561	0,67	0,67	0,27
50±1°C	2,0100	1,123	14,650	2696	11,4588	19,552	19,121	0,8875	16,970	0,562	0,65	0,63	1,56
40±1°C	1,6400	1,125	12,055	2676	11,4588	15,953	15,762	0,925	14,580	0,558	0,61	0,59	1,91
30±1°C	1,2080	1,137	8,756	2711	11,4588	11,751	11,571	0,9625	11,137	0,565	0,53	0,52	1,32
20±1°C	0,8440	1,144	5,958	2705	11,4588	8,210	7,922	1	7,922	0,564	0,44	0,45	1,13
	DHW Heating 100% - Space Heating 0%												
	Gas Consumption [m <sup>3</sup> ]	Water Consumption [m <sup>3</sup> ]	Mean $\Delta T^\circ$ [°C]	Test duration [s]	HHV [kWh/m <sup>3</sup> ]	LHV equivalent gas energy [kWh]	Measured Thermal Energy [kWh]	$\gamma_1$ [-]	Adjusted Thermal Energy [kWh]	Electrical Energy [kWh]	Adjusted $\eta_{th}$ [-]	$\eta_{th}$ from field-test model [-]	difference between $\eta_{th}$ [percentage points]
60±2°C	2,3530	0,809	22,913	2718	11,6003	23,171	21,544	0,85	18,312	0,566	0,65	0,65	0,45
55±2°C	2,3990	0,827	23,173	2772	11,6003	23,624	22,273	0,8688	19,350	0,578	0,66	0,67	0,81
50±2°C	2,2490	0,801	22,476	2682	11,6003	22,147	20,924	0,8875	18,570	0,559	0,65	0,66	0,75
45±2°C	1,9360	0,809	19,316	2713	11,6003	19,065	18,162	0,9063	16,459	0,565	0,62	0,62	0,25
40±2°C	1,5930	0,808	16,013	2705	11,6003	15,687	15,037	0,925	13,910	0,564	0,59	0,58	1,02
35±2°C	1,2450	0,800	12,770	2688	11,6003	12,260	11,873	0,9438	11,205	0,560	0,53	0,52	1,31
30±2°C	0,9150	0,788	9,487	2653	11,6003	9,011	8,688	0,9625	8,363	0,553	0,46	0,46	0,01
<b>Max difference :</b>													<b>1,91</b>

Table 5: Laboratory results [2] (with adjustments) for comparison to field-test model (based on adjusted heat demands with correction factor  $\gamma_1$  and electrical production) – fully opened heat demand valves

	Space Heating 50% - DHW 0%												
	Gas Consumption [m <sup>3</sup> ]	Water Consumption [m <sup>3</sup> ]	Mean $\Delta T^\circ$ [°C]	Test duration [s]	HHV [kWh/m <sup>3</sup> ]	LHV equivalent gas energy [kWh]	Measured Thermal Energy [kWh]	$\gamma_1$ [-]	Adjusted Thermal Energy [kWh]	Electrical Energy [kWh]	Adjusted $\eta_{th}$ [-]	$\eta_{th}$ from field-test model [-]	difference between $\eta_{th}$ [percentage points]
60±1°C	2,3860	0,662	29,204	2678	11,3016	22,891	22,469	0,85	19,099	0,558	0,68	0,67	1,63
50±1°C	2,0010	0,668	24,432	2677	11,3016	19,198	18,968	0,8875	16,834	0,558	0,65	0,63	2,05
40±1°C	1,6530	0,675	20,066	2665	11,3016	15,859	15,742	0,925	14,561	0,555	0,61	0,59	2,09
30±1°C	1,1920	0,678	14,433	2698	11,3016	11,436	11,373	0,9625	10,947	0,562	0,53	0,51	1,58
20±1°C	0,8280	0,68	9,809	2693	11,3016	7,944	7,752	1	7,752	0,561	0,43	0,44	1,04
	DHW Heating 50% - Space Heating 0%												
	Gas Consumption [m <sup>3</sup> ]	Water Consumption [m <sup>3</sup> ]	Mean $\Delta T^\circ$ [°C]	Test duration [s]	HHV [kWh/m <sup>3</sup> ]	LHV equivalent gas energy [kWh]	Measured Thermal Energy [kWh]	$\gamma_1$ [-]	Adjusted Thermal Energy [kWh]	Electrical Energy [kWh]	Adjusted $\eta_{th}$ [-]	$\eta_{th}$ from field-test model [-]	difference between $\eta_{th}$ [percentage points]
60±2°C	2,0010	0,414	38,253	2728	11,5730	19,659	18,406	0,85	15,645	0,568	0,62	0,61	1,28
55±2°C	1,9240	0,420	36,459	2739	11,5730	18,902	17,797	0,8688	15,461	0,571	0,62	0,60	1,14
50±2°C	1,6120	0,394	32,680	2627	11,5730	15,837	14,965	0,8875	13,281	0,547	0,58	0,56	1,60
45±2°C	1,5360	0,434	28,088	2834	11,5730	15,090	14,168	0,9063	12,839	0,590	0,56	0,55	1,11
40±2°C	1,2070	0,412	23,909	2695	11,5730	11,858	11,448	0,925	10,590	0,561	0,52	0,51	1,67
35±2°C	0,9590	0,415	19,281	2725	11,5730	9,422	9,300	0,9438	8,777	0,568	0,48	0,47	1,25
30±2°C	0,7540	0,414	14,727	2726	11,5730	7,408	7,086	0,9625	6,820	0,568	0,41	0,42	1,26
<b>Max difference :</b>													<b>2,09</b>

Table 6: Laboratory results [2] (with adjustments) for comparison to field-test model (based on adjusted heat demands with correction factor  $\gamma_1$  and electrical production) – fully opened heat demand valves

This fitting parameter  $C_\gamma$ , which is the minimum value of this work for the  $\gamma_1$  correction factor, is required for the correlation and it has been set equal to 0.8. It is applicable to the laboratory data corresponding to the highest temperature delivery (60°C in this case). Maximum  $\gamma_1$  value is assumed equal to 1 and relevant for minimum delivery temperature (20°C). The rest of the  $\gamma_1$  values to apply to the laboratory dataset are set accordingly (linearly between 0.8 and 1). One is thus finally able to fully implement equation (3) with the laboratory measured thermal

energy. One subsequently obtains the LHV thermal efficiency from the field-test model, which can be compared to the previously established “Adjusted” laboratory LHV thermal efficiency.

All those manipulations are recorded in Table 5 and Table 6. One can see that the difference between the “adjusted” laboratory efficiency (with the  $\varphi_0$  penalty) and the field-test model comes down to about 2 percentage point, which is way within the error margin, that can be deduced from the accuracy of the sensors presented in Table 4 (for the laboratory results) and in Table 2 (for the field-test model). For the field-test data, the propagated uncertainty can indeed be established to about  $\pm 5\%$ . The method of uncertainty propagation is based on the National Institute of Standards and Technology recommendations and has been fully explained in a parallel field-test study (conducted on another fuel cell cogeneration system) [12].

Even if the two fitting parameters ( $C_\gamma$ , used to establish  $\gamma_1$  and  $\varphi_0$  used for adjusting the laboratory results) have manually been optimized, they have still physical meanings. On one hand,  $C_\gamma$  ( $\approx 0.8$ ) is close to the minimum value allowable for  $\gamma_1$  of the chosen field-test model (as deduced from equation (2) the minimum  $\gamma_1$  is 0.7 [1]). On the other hand,  $\varphi_0$  as already been stated close to the amount of thermal energy storable in the DHW tank of the system.

Such a goodness of fit for all the laboratory data presented in Table 5 and Table 6 is quite amazing. Therefore, it highlights the relevance of the laboratory study [2] but even more significantly of the previous modelling work [1] that provided equation (3), which was actually the main (achieved) purpose of this work. This has been performed despite of the intrinsic differences between laboratory and field-test configurations (for example, big differences in the hydraulic integration and in the sensors that have been used).

## References

- [1] N. Paulus and V. Lemort, "Field-test performance models of a residential mi-cro-cogeneration system based on a proton exchange membrane fuel cell and a gas condensing boiler," *To be submitted*.
- [2] C. Davila, N. Paulus and V. Lemort, "Experimental investigation of a Micro-CHP unit driven by natural gas for residential buildings," in *Herrick 2022 Proceedings*, Purdue, 2022.
- [3] N. Paulus and V. Lemort, "Review of probable degradation mechanisms and recovery procedures for reversible performance losses in a residential cogeneration polymer electrolyte membrane fuel cell," *To be submitted*.
- [4] I. Daoud, "Installer une Cogénération dans votre Etablissement," Ministère de la Région wallonne. Direction Générale des Technologies, de la Recherche et de l'Energie (GGTRE), 2003.
- [5] N. Paulus, C. Davila and V. Lemort, "Grid-impact factors of field-tested residential Proton Exchange Membrane Fuel Cell systems," in *CLIMA 2022 Proceedings*, Rotterdam, 2022.
- [6] N. Paulus, C. Davila and V. Lemort, "Field-test economic and ecological performance of Proton Exchange Membrane Fuel Cells (PEMFC) used in micro-combined heat and power residential applications (micro-CHP)," in *ECOS 2022 Proceedings*, Copenhagen, 2022.
- [7] OIML R 75-, *Heat meters. Part 1*, International Organization of Legal Metrology, 2002.
- [8] IEC 62053-21, *Electricity metering equipment (a.c.) – Particular requirements. Part 21 : Static meters for active energy (classes 1 and 2)*, International Electrotechnical Commission, 2003.
- [9] S. Baldi, T. Le Quang, O. Holub and P. Endel, "Real-time monitoring energy efficiency and performance degradation of condensing boilers," *Energy Conversion and Management*, vol. 136, pp. 329-339, 2017.
- [10] G. Bennett and C. Elwell, "Effect of boiler oversizing on efficiency: a dynamic simulation study," *Building Services Engineering Research and Technology*, vol. 46, no. 6, pp. 709-726, 2020.
- [11] P. Klason, G. Kok, N. Pelevic, M. Holmsten, S. Ljungblad and P. Lau, "Measuring temperature in pipe flow with non-homogeneous temperature distribution," *International Journal of Thermophysics*, vol. 35, 2014.
- [12] N. Paulus and V. Lemort, "Field-test performance of Solid Oxyde Fuel Cells (SOFC) for residential cogeneration applications," in *Herrick 2022 Proceedings*, Purdue, 2022.

# Exergo-economics of Hybrid Renewable Energy System

Sonja KALLIO<sup>1</sup>, Monica SIROUX<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>INSA Strasbourg ICUBE University of Strasbourg  
67000 Strasbourg (France)

\*(Corresponding author: monica.siroux@insa-strasbourg.fr)

**Abstract** – In this study, the exergo-economic analysis of a hybrid renewable energy system is performed in terms of exergetic and exergo-economic performance. A dynamic simulation tool is built into Matlab/Simulink, and yearly analysis is conducted under climate conditions of Strasbourg, France. As result, the daily dynamic behavior of the system and, on monthly basis, exergy destruction, production and efficiency are presented. Additionally, exergo-economic costs of produced electricity and heat products are presented on a monthly and yearly basis.

## Nomenclature

$A$	area, m <sup>2</sup>	$U$	heat transfer coefficient, W/m <sup>2</sup> K
$\dot{C}$	exergy cost rate, €	$Z$	non-exergetic costs
$c$	specific cost, €/kWh <sub>ex</sub> (exergy) or €/kg (mass flow)	<i>Greek symbols</i>	
$CRF$	Capital Recovery Factor	$\beta$	temperature coefficient, %/K
$E$	electrical energy, kWh	$\eta$	efficiency
$EL$	energy level	$\zeta$	exergy efficiency
$Ex$	exergy, kWh	<i>Index and exponent</i>	
$\dot{E}x$	exergy rate, kW, W	$b$	boiler
$G$	solar irradiation, W/m <sup>2</sup>	$CD$	conduction
$H$	enthalpy, kJ	$CV$	convection
$h$	specific enthalpy, J/kg	$cw$	cold water
$I$	component specific initial investment, €	$d$	destruction
$i$	interest rate	$e$	environment
$m$	mass, kg	$eng$	engine
$OM$	operating and maintenance	$f$	fluid, fuel
$Q$	thermal energy, W, kW	$g$	glass cover
$S$	entropy, kJ/K	$HX$	heat exchanger
$s$	specific entropy, J/kgK	$in$	inlet
$T$	temperature, K, °C	$out$	outlet
$t$	time, h	$p$	product
		$pv$	photovoltaic

## 1. Introduction

A micro combined heat and power (micro-CHP) unit generates simultaneously heat and power from a single fuel source at high efficiency for buildings. The micro-CHP unit can be fueled by renewable energy sources, such as solar or biomass and has typically an electrical power below 15 kW [1]. The photovoltaic-thermal (PVT) collector converts solar energy to electricity and heat, simultaneously. On the other hand, the Stirling engine powered micro-CHP unit produces, in a controlled manner, energy from biomass.

To support fluctuating solar-based cogeneration, an HRES [2] can be formed by combining the PVT collectors and a controllable Stirling engine micro-CHP unit with multi-port thermal energy storage. In addition to support the fluctuating solar energy production, the

hybridization enables highly efficient and 100% renewable energy production, higher system flexibility and reliability, and a reduction in CO<sub>2</sub> emissions, primary energy use and costs. However, the HRES based on cogeneration requires further analysis, especially, in terms of dynamic simulation due to highly dynamic behavior of the PVT collectors and thermal load.

In this paper, a dynamic model of the described HRES is presented and built to Matlab/Simulink in order to perform the exergo-economic analysis. The system produces domestic hot water (DHW), space heating (SH) and electricity for residential building use under climate conditions of Strasbourg, France. The hourly demand and weather data are used to simulate the operation of the HRES. Exergo-economics take into account the quality of energy (exergy), instead of quantity, and combines the quality with the monetary value. The quality of energy defines the usefulness of the considered energy quantity and has real correlation with the monetary value. Due to this, the exergo-economic analysis is a more rational costing method than conventional energy-economic analysis which is based on the energy quantity.

## 2. Methodology

The analyzed HRES in Fig. 1 consists of the thermal energy storage (TES), a biomass-fueled micro-CHP unit and water-cooled photovoltaic-thermal (PVT) collectors. The system produces electricity, space heating (SH) and domestic hot water (DHW) at 55 °C for a residential building. The stratified TES have a volume of 2 m<sup>3</sup> and multiple connection ports to store thermal energy from the PVT field and micro-CHP, simultaneously. The Ökofen Stirling engine micro-CHP has an electrical and thermal power of 1 kW and 12 kW, respectively. It utilizes wood pellets (flow 2) and air (flow 1) to produce electricity (flow 3) and hot water flow (flow 4). The PVT field consists of 9 collectors in a matrix of 3x3 of which reference electrical efficiency is 18.7%. The PVT collectors are used to convert solar energy into electricity (flow 12) and heat (flow 11).

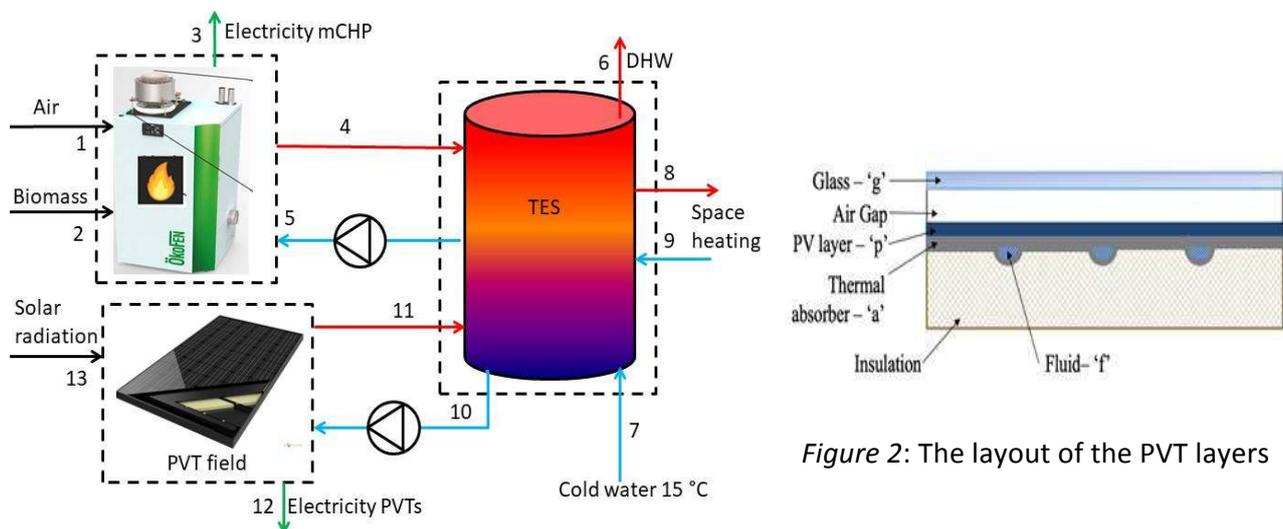


Figure 1: The hybrid renewable energy system

### 2.1. HRES simulation model

Energy demand in the building environment and renewable energy production has both highly dynamic behaviors. Due to this, a dynamic analysis is required, and the simulation model of the considered HRES was built into Matlab/Simulink environment.

The stratified multi-port thermal energy storage was modelled using the open-source CARNOT-Toolbox [3]. A model of the single PVT collector, presented in the authors'

previous work [4,5], was extended to present a field of PVT collectors. In the model, the main heat transfer mechanisms between each PVT layer in Fig. 2 to the coolant fluid were considered, and the following key governing equations were used:

$$m_g \times c_{p,g} \times dT_g/dt = Q_{g,sol} + Q_{g-e,CV} + Q_{g-sky,RD} + Q_{g-pv,CV} + Q_{g-pv,RD} \quad (1)$$

$$m_{pv} \times c_{p,pv} \times dT_{pv}/dt = Q_{pv,s} + Q_{pv-g,CV} + Q_{pv-g,RD} + Q_{pv-f,CV} - E \quad (2)$$

$$m_f \times c_{p,f} \times dT_f/dt = Q_{f-pv,CV} + Q_f \quad (3)$$

The electrical efficiency of the PVT collectors depends linearly on the PV module temperature  $T_{pv}$ , the efficiency  $\eta_{STC}$  at standard conditions  $T_{ref}$  and the temperature coefficient  $\beta_{PV}$ .

$$\eta_{el(T)} = \eta_{STC} \times [1 - \beta_{PV} \times (T_{pv} - T_{ref})] \quad (4)$$

A biomass-fueled Stirling engine micro-CHP unit called Pellematic Condens\_e manufactured by ÖkoFEN [6] has been tested in the laboratory of INSA Strasbourg ICUBE and integrated into the HRES model. Annex 42 [7] modelling approach based on energy balance was used to model the micro-CHP unit. The heat transfer from the engine to the coolant fluid was modelled as follows [8]:

$$MC_{eng} dT_{eng}/dt = UA_{HX} \times (T_{w,out} - T_{eng}) + UA_{loss} \times (T_e - T_{eng}) + q_{gen} \quad (5)$$

$$MC_w \times dT_{w,out}/dt = \dot{m}_w \times c_{p,w} \times (T_{w,in} - T_{w,out}) + UA_{HX} \times (T_{eng} - T_{w,out}) \quad (6)$$

The engine specific heat transfer coefficient  $UA_{HX}$  and  $UA_{loss}$ , and the thermal capacity of the engine  $MC_{eng}$  and cooling water  $MC_w$  in J/K were identified by Simulink Parameter Estimator Tool. The previously obtained experimental data of the micro-CHP operation was used in the identification. Finally, the recovered heat from the micro-CHP (flow 4) is calculated as follows [9]:

$$Q_{CHP} = \dot{m}_w \times c_w \times (T_{w,in} - T_{w,out}) \quad (7)$$

As regards the exergy analysis, the HRES receives its fuel exergy from biomass and solar radiation. These can be calculated as follows, respectively [10,11]:

$$EX_{in,CHP} = f_{q,bm} \dot{m}_f LHV_{bm} \quad (8)$$

$$EX_{in,PVT} = A \times G \times (1 - 4/3 \times T_0/T_{sol} + 1/3 \times (T_0/T_{sol})^4) \quad (9)$$

where  $f_{q,bm}$  is a biomass quality factor of 1.13 [12] and  $LHV_{bm}$  is the biomass lower heating value of 4900 Wh/kg.  $T_0$  is the monthly reference temperature and  $T_{sol}$  is the solar temperature of 5777 K. In terms of energy products, electricity is seen as pure exergy and the exergy content of thermal products depends on the specific enthalpy ( $h$ ) and entropy ( $s$ ) of the flow. This leads to the presentation of thermal exergy of a certain flow in the system [10]:

$$EX_{th} = \dot{m} [h_{out} - h_{in} - T_0 (s_{out} - s_{in})] = \dot{m} c_{p,f} [(T_{out} - T_{in}) - T_0 \ln T_{out}/T_{in}] \quad (10)$$

where  $\dot{m}$  is the mass flow rate and  $c_{p,f}$  is the fluid specific heat.

In this study, the cumulative exergy flows over a certain time period are used to calculate the monthly results.

$$Ex_j = \int_{t_1}^{t_2} \dot{Ex}_j dt \quad (11)$$

The overall exergy efficiency of the system is calculated as follows:

$$\zeta = \frac{(EX_8 - EX_9) + (EX_6 - EX_7) + EX_3 + EX_{12}}{EX_{in,CHP} + EX_{in,PVT}} \quad (12)$$

## 2.2. Building energy demand

A reference building was simulated by the IDA ICE software to obtain annual hourly space heating demand in Fig. 3. To have a reference building that represents the general building stock characteristics of France, the U-values of the building envelope were selected based on the European Union building factsheets [13] in Table 1.

The DHW demand was simulated using the DHW-calc tool developed for IEA-SHC Task 26 [14]. A daily sample of the DHW and electricity profiles are presented in Fig. 4 and 5, respectively.

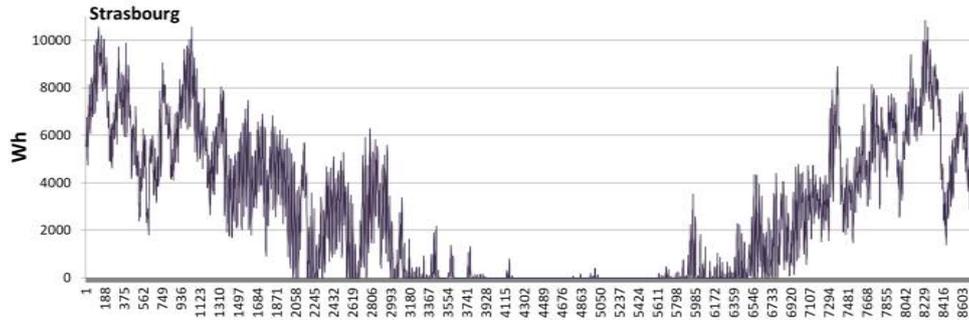


Figure 3: Hourly space heating demand profile in Strasbourg

	Geometry [m <sup>2</sup> ]	U-value [W/m <sup>2</sup> K]
Windows	19	2.83
Walls	111	0.97
Floor	150	0.89
Roof	143	0.83

Table 1: Geometry and U-values of the reference building.

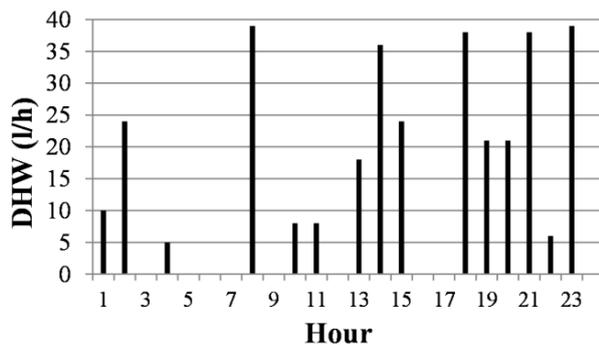


Figure 4: DHW demand profile

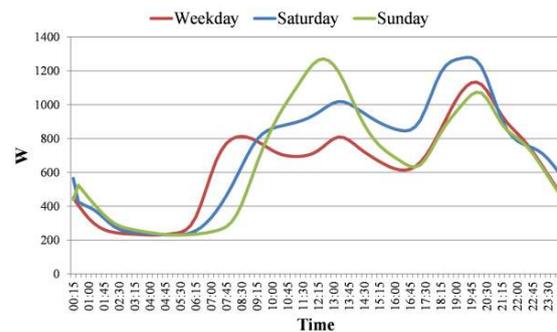


Figure 5: Electricity demand profile [15].

## 2.3. Exergo-economic analysis

The Specific Exergy Costing (SPECO) approach proposed by Lazzaretto and Tsatsaronis [16] is used in this paper. The exergo-economic analysis combines exergy approach with an economic analysis. It is used to allocate investment and operation costs of the system for its three energy products: electricity, space heating and DHW. As a result of the analysis, the exergo-economic costs for the energy products are defined.

According to SPECO, the exergo-economic balance equation of each  $k^{\text{th}}$  component is presented as follows:

$$\dot{C} = c\dot{E}x \quad (13)$$

$$\sum_{fuel} (c_f \dot{E}x_f)_k + \dot{Z}_k = \sum_{product} (c_p \dot{E}x_p)_k \quad (14)$$

Where  $\dot{Z}_k$  is non-exergetic costs including investment and operation costs.

To have a dynamic exergo-economic analysis, the cumulative exergy and costs flows over defined period  $t_{period}$  are taken into account. The cumulative non-exergetic costs of each  $k^{th}$  component are calculated as follows:

$$\tilde{Z}_k = I_k \times CRF \times t_{period} / 8760 + OM_k = I_k \times \frac{i(1+i)^n}{(1+i)^n - 1} \times t_{period} / 8760 + OM_k \quad (15)$$

In this paper, the energy levels of different energy products are taken into account in the costing method according to [17] in order to give higher price for the higher quality flow. The energy level of electricity is 1 and of heat is calculated as follows [17]:

$$EL = 1 - T_0 \frac{\Delta S}{\Delta H} \quad (16)$$

	<i>Exergo-economic balance equation</i>	<i>Auxiliary Equations</i>	<i>Initial investment <math>I_k</math></i>
Micro-CHP	$\dot{C}_1 + \dot{C}_2 + \tilde{Z}_{CHP} = \dot{C}_3 + (\dot{C}_4 - \dot{C}_5)$	$\dot{C}_1 = 0, \dot{C}_2 = \dot{m}_{bm} c_{bm},$ $\frac{(c_4 - c_5)}{c_3} = \frac{EL_{4-5}}{EL_3}$	17600 € excl. VAT
PVT field	$\dot{C}_{13} + \tilde{Z}_{PVT} = \dot{C}_{12} + (\dot{C}_{11} - \dot{C}_{10})$	$\dot{C}_{13} = 0, \frac{(c_{11} - c_{10})}{c_{12}} = \frac{EL_{11-10}}{EL_{12}}$	295 €/m <sup>2</sup> excl. VAT
TES	$(\dot{C}_4 - \dot{C}_5) + (\dot{C}_{11} - \dot{C}_{10}) + \dot{Z}_{TES}$ $= (\dot{C}_8 - \dot{C}_9)$ $+ (\dot{C}_6 - \dot{C}_7)$	$\frac{(c_8 - c_9)}{(c_6 - c_7)} = \frac{EL_{8-9}}{EL_{6-7}},$ $\dot{C}_7 = \dot{m}_7 c_{CW},$	2300 €/m <sup>3</sup> excl. VAT
	<i>Exergo-economic costs of electricity</i>		<i>Exergo-economic costs of heat</i>
Micro-CHP	$c_{el,CHP} = \frac{\dot{C}_2 + \tilde{Z}_{CHP}}{\left(1 + \frac{(E\dot{x}_4 - E\dot{x}_5) \times EL_{4-5}}{E\dot{x}_3 \times EL_3}\right) E\dot{x}_3}$		
PVT	$c_{el,PVT} = \frac{\tilde{Z}_{PVT}}{\left(1 + \frac{(E\dot{x}_{11} - E\dot{x}_{10}) EL_{11-10}}{E\dot{x}_{12} EL_{12}}\right) E\dot{x}_{12}}$		
HRES	$c_{el,sys} = \frac{c_{el,CHP} \times E\dot{x}_3 + c_{el,PVT} \times E\dot{x}_{12}}{E\dot{x}_3 + E\dot{x}_{12}}$		$c_{DHW} = \frac{\dot{C}_6}{E\dot{x}_6},$ $c_{SH} = \frac{(\dot{C}_8 - \dot{C}_9)}{(E\dot{x}_8 - E\dot{x}_9)}$

Table 1: The main equations of the exergo-economic analysis and the initial investment cost.

### 3. Results and discussion

The exergetic and exergo-economic performance of the HRES was evaluated by the dynamic simulation. The simulation tool was used to calculate the daily dynamic behavior of the system and on a monthly basis, exergy destruction, production and efficiency of the

system. The exergy-economic costs of electricity, SH and DHW were calculated on a monthly and annual basis.

Figures 6-7 present the exergy flows in the system during a summer and winter day. During the summer day, the main exergy input came from the sun during the sunny hours of the day. During the night hours, the exergy input came from the biomass to fully satisfy the energy demand. The highest exergy destruction occurred in the PVT collectors but was also relatively high in the micro-CHP when it was running. Due to a good availability of solar radiation, the main exergy product was electrical energy produced by the PVT field followed by the micro-CHP electrical energy. During the summer day, the heat products had a significantly smaller magnitude than the other exergy flows. Due to low solar availability during the winter day, the fuel exergy flow was caused mainly by biomass. The micro-CHP was running more during the winter day due to the higher space heating demand, and the magnitude of the costly exergy destruction was higher than on the summer day.

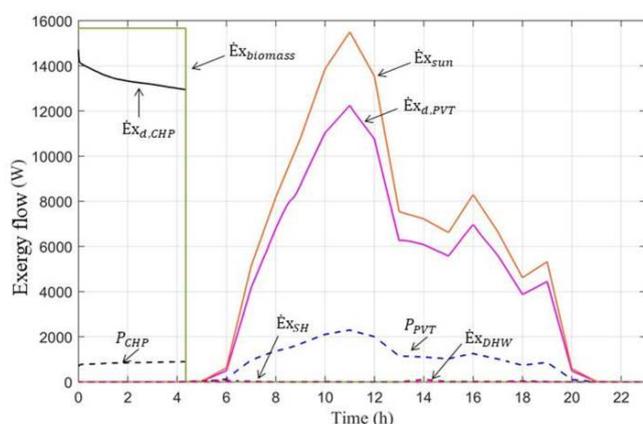


Figure 6: Exergy flows during a summer day

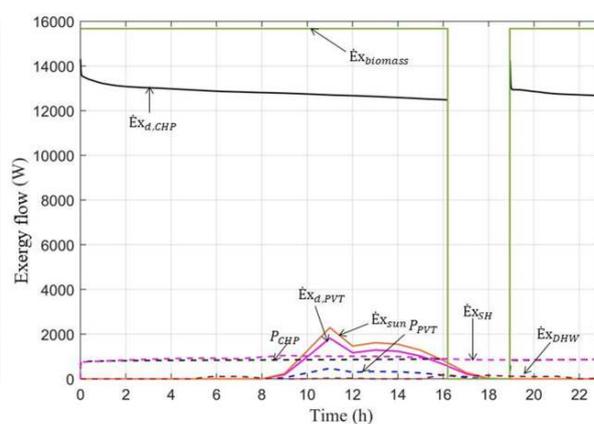


Figure 7: Exergy flows during a winter day

In Fig. 8 is presented the monthly fuel exergy flows from biomass and solar energy. The results show that the hybrid renewable energy system is required to fulfil the energy demand each month. The biomass is used more during the cooler months and reduced almost to zero during the summer months when free solar energy is available. The monthly exergy products and overall exergy efficiency of the system are presented in Fig. 9. The electrical exergy produced by the PVT collectors had the highest magnitude amongst the exergy products. The overall exergy efficiency of the system varied from 14% to 16% depending on the month.

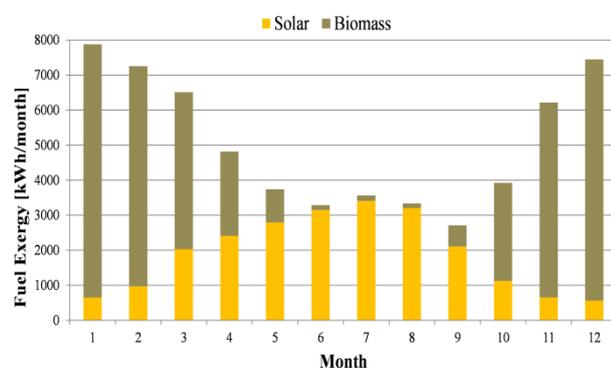


Figure 8: Monthly fuel exergy

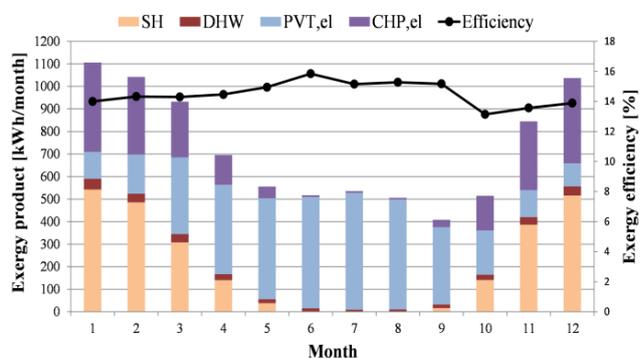


Figure 9: Monthly exergy products

The monthly and annual cumulated exergo-economic costs of the electricity and heat products produced by the HRES are presented in Fig. 10-11. The results show high monthly variation in the exergo-economic costs which should be taken into account when pricing the

energy products of the system. The lowest costs of electricity were resulted during the summer months due to the high availability of cost free-solar energy. The annual specific cost of electricity was 0.41 €/kWh presented in Fig. 10. This should be saved by the system owner by avoiding the power grid use. At the moment, the grid electricity has a lower price in France but in the future, the electricity price is assumed to increase. Such high electricity prices have been seen in some European countries, such as Spain.

The heat products resulted also in the highly varying exergo-economic costs in Fig. 11. The highest costs were during the summer months when the heating demand was low. Additionally, the thermal exergy was smaller during the warmest months due to the higher monthly reference temperature used in the exergy analysis. Figure 11 shows that DHW had a higher exergo-economic cost than the SH over the year due to the higher temperature and energy level.

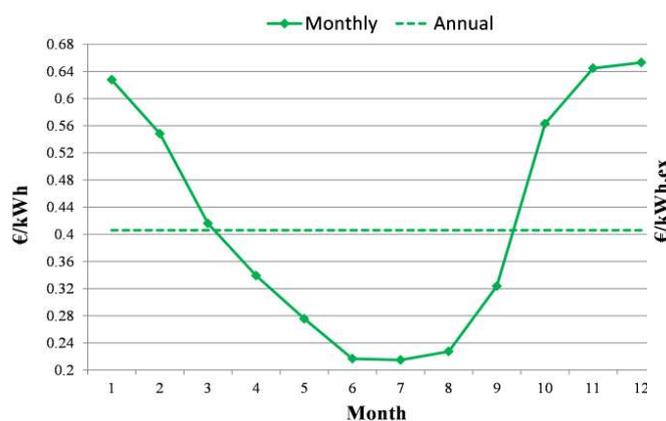


Figure 10: Monthly and annual exergo-economic costs of electricity

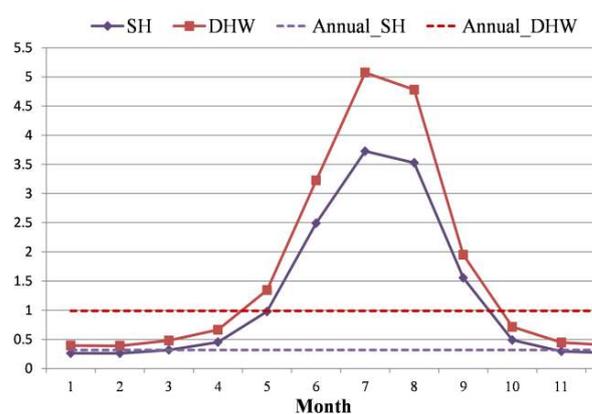


Figure 11: Monthly and annual exergo-economic costs of the heat products

## 4. Conclusion

In this study, a HRES based on solar and biomass cogeneration was dynamically analyzed in terms of exergo-economics.

During the summer day, the main exergy fuel was solar energy and the use of biomass fuel was reduced compared to the winter day. Both cogeneration units produced high exergy destruction rate due to produced low grade heat. The PVT electricity was the main monthly exergy product of the system from April to October. The exergy efficiency of the system varied from 14% to 16%. The specific costs of energy products varied strongly over the year by having the lowest costs during the summer months for electricity and the highest costs for heat products.

The hybridization of biomass and solar is required to fulfill the energy demand and reduce biomass use. The high initial investment costs of the units resulted in relatively high specific costs of electricity. However, it is expected to have a decrease in the initial investment costs and an increase in the grid electricity price that can make the HRES favorable. For future work, a sensitivity analysis of the heat storage size will be conducted.

## References

- [1] S. Murugan, B. Horák, A review of micro combined heat and power systems for residential applications, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 64 (2016) 144–162. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2016.04.064>.
- [2] P. Bajpai, V. Dash, Hybrid renewable energy systems for power generation in stand-alone

- applications: A review, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 16 (2012) 2926–2939. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2012.02.009>.
- [3] A. Wohlfeil, CARNOT Toolbox. FH Aachen., CARNOT Toolbox. (2019). <https://fh-aachen.sciebo.de/index.php/s/0hxeb0iJrui3ED> (accessed December 14, 2020).
- [4] S. Kallio, M. Siroux, Energy Analysis and Exergy Optimization of Photovoltaic-Thermal Collector, *Energies*. 13 (2020) 5106. <https://doi.org/10.3390/en13195106>.
- [5] M. Barbu, G. Darie, M. Siroux, Analysis of a residential photovoltaic-thermal (PVT) system in two similar climate conditions, *Energies*. 12 (2019) 1–18. <https://doi.org/10.3390/en12193595>.
- [6] ÖkoFEN, Pellematic Condens\_e, (n.d.). [https://www.oekofen.com/en-gb/pellematic-condens\\_e/](https://www.oekofen.com/en-gb/pellematic-condens_e/) (accessed January 25, 2021).
- [7] I. Beausoleil-Morrison, An Experimental and Simulation-Based Investigation of the Performance of Small-Scale Fuel Cell and Combustion-Based Cogeneration Devices Serving Residential Buildings Energy Conservation in Buildings and, 2008. [www.ecbcs.org](http://www.ecbcs.org).
- [8] K. Alanne, N. Söderholm, K. Sifén, Implementation and validation of combustion engine micro-cogeneration routine for the simulation program IDA-ICE, *IBPSA 2009 - Int. Build. Perform. Simul. Assoc.* 2009. (2009) 33–40.
- [9] K. Lombardi, V.I. Ugursal, I. Beausoleil-Morrison, Proposed improvements to a model for characterizing the electrical and thermal energy performance of Stirling engine micro-cogeneration devices based upon experimental observations, *Appl. Energy*. 87 (2010) 3271–3282. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2010.04.017>.
- [10] P. Gonçalves, G. Angrisani, C. Roselli, A.R. Gaspar, M.G. Silva, L.R. Santos, Energy and exergy-based modeling and evaluation of a micro-combined heat and power unit for residential applications, in: *3 Microgen*, 2013.
- [11] R.M. da Silva, J.L.M. Fernandes, Hybrid photovoltaic/thermal (PV/T) solar systems simulation with Simulink/Matlab, *Sol. Energy*. 84 (2010) 1985–1996. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2010.10.004>.
- [12] M. Gong, G. Wall, Exergy Analysis of the Supply of Energy and Material Resources in the Swedish Society, *Energies*. 9 (2016) 707. <https://doi.org/10.3390/en9090707>.
- [13] EU Building Factsheets, (n.d.). [https://ec.europa.eu/energy/eu-buildings-factsheets\\_en](https://ec.europa.eu/energy/eu-buildings-factsheets_en).
- [14] U. Jordan, K. Vajen, DHWcalc: Program to generate Domestic Hot Water profiles with statistical means for user defined conditions, in: *Proc. Sol. World Congr. 2005 Bringing Water to World, Incl. Proc. 34th ASES Annu. Conf. Proc. 30th Natl. Passiv. Sol. Conf.*, 2005: pp. 1525–1530. [www.solar.uni-kassel.de](http://www.solar.uni-kassel.de). (accessed September 3, 2021).
- [15] BDEW, Standardlastprofile Strom, (n.d.). <https://www.bdew.de/energie/standardlastprofile-strom/> (accessed December 18, 2020).
- [16] A. Lazzaretto, G. Tsatsaronis, SPECO: A systematic and general methodology for calculating efficiencies and costs in thermal systems, *Energy*. 31 (2006) 1257–1289. <https://doi.org/10.1016/J.ENERGY.2005.03.011>.
- [17] J. Wang, T. Mao, J. Wu, Modified exergoeconomic modeling and analysis of combined cooling heating and power system integrated with biomass-steam gasification, *Energy*. 139 (2017) 871–882. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2017.08.030>.

### Acknowledgements

The authors would like to thank Interreg V Rhin supérieur ACA-MODES project for their support and funding of this research.

# Analyse du risque sanitaire provoqué par l'utilisation d'un échangeur air-sol (EAHE)

Geoffroy CHARDOME<sup>1\*</sup>, Véronique FELDHEIM<sup>1</sup>

<sup>1</sup>UMONS – Faculté Polytechnique – Service Thermique et Combustion  
Rue de l'Épargne, 56 – 7000 Mons – Belgique

\*(auteur correspondant : geoffroy.chardome@umons.ac.be)

**Résumé** - Un échangeur air-sol ou puits canadien induit l'apparition de condensats pouvant s'accumuler et stagner. Cela génère un biotope particulier propice au développement de microorganismes pouvant potentiellement contaminer l'air de ventilation. Un modèle numérique quantifiant en volume et température ces condensats a été réalisé. La biocénose de ces condensats et de l'air a été caractérisée à l'aide d'études métagénomiques. Les conditions de développement, les possibilités de migration et la présence de pathogènes ont donc pu être établies.

## Nomenclature

$c$	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
$T$	température, $^{\circ}C$
$h$	coefficient de convection, $W.m^{-2}.K^{-1}$
$Re$	nombre de Reynolds
$Pr$	nombre de Prandtl
$Nu$	nombre de Nusselt
$u$	vitesse, $m.s^{-1}$
$d$	dimension caractéristique, $m$
$f$	facteur de friction
$M$	flux massique, $kg.s^{-1}.m^{-2}$
$K_D$	coefficient de diffusion de matière, $kg.s^{-1}.m^{-2}$
$Y_j$	titre massique, $kg_j.kg^{-1}_{mélange}$
$i$	enthalpie par unité de masse de gaz, $J.kg_{air\ sec}^{-1}$
$x$	humidité absolue, $kg_{eau}.kg_{air\ sec}^{-1}$
$L_c$	chaleur latente de condensation, $J.kg^{-1}$
$S$	surface, $m^2$
$q$	débit massique, $kg.s^{-1}$
$MAE$	erreur moyenne absolue, $K$

## Symboles grecs

$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$\varphi$	densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$
$\nu$	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
$\alpha$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
$\Phi$	flux de chaleur, $W$

## Indices et exposants

$sol$	interface sol/ambiance extérieure
$ext$	extérieur
$tube$	interface tube/air
$a$	air sec
$H$	air humide
$m$	moyenne
$sat$	saturation
$v$	vapeur d'eau
$tot$	total
$conv$	convection
$lat$	latent
$cond$	condensat

## 1. Introduction

L'impact d'un EAHE sur la qualité de l'air intérieur a déjà fait l'objet d'études comme [1], mais les polluants analysés sont chimiques ou physiques, pas biologiques.

L'objectif de cette étude est de réaliser un modèle numérique permettant la simulation d'un échangeur air-sol afin de quantifier les condensats produits durant certaines périodes de l'année. Ceux-ci stagnent dans l'échangeur air-sol et peuvent être à l'origine de développement de moisissures et de bactéries représentant un risque sanitaire qu'il est nécessaire d'étudier. Toutefois, la présence de filtres au niveau du système de ventilation semble être une mesure suffisante pour éviter ce risque sanitaire, comme le démontre les études [2] et [3].

Cet article fait suite à [4] qui reprend les données détaillées de l'installation témoin, monitorée en continu, et dont les relevés permettent la validation des modèles numériques. Il se différencie par la prise en compte d'une zone saturée dans le modèle numérique et l'étude microbiologique de l'installation.

Nous proposons une étude prédictive sur la formation de condensats au sein de l'échangeur modélisé à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics et d'une interface MATLAB. Cette modélisation permet de déterminer les quantités de condensats présents dans le puits et leur température suivant le pas de temps choisi. Les résultats obtenus par cette modélisation pourront être comparés aux conditions de développement des pathogènes identifiés durant l'étude microbiologique afin de déterminer si les échangeurs air-sol peuvent représenter un risque sanitaire.

## 2. Dispositif expérimental

L'installation est située sur le site du Campus Technique de la Haute École en Hainaut (HEH) à Mons en Belgique. Le puits canadien est réalisé en PEHD (Polyéthylène Haute Densité) et se compose d'un élément d'aspiration associé à un puits vertical d'un diamètre de 400mm qui s'enfonce dans le sol jusqu'à une profondeur de 1,25 m. Il est ensuite divisé en deux tuyaux ayant chacun un diamètre extérieur de 160 mm et formant un angle afin de s'assurer d'une distance de 1 m entre eux et ainsi éviter qu'un tuyau influence la température du sol situé autour du second. Une pente de 3% assure l'évacuation des condensats. Le débit d'air circulant dans le puits est de  $250 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ , nous considérons donc qu'un débit d'air de  $125 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  circule à l'intérieur de chacun des tuyaux.

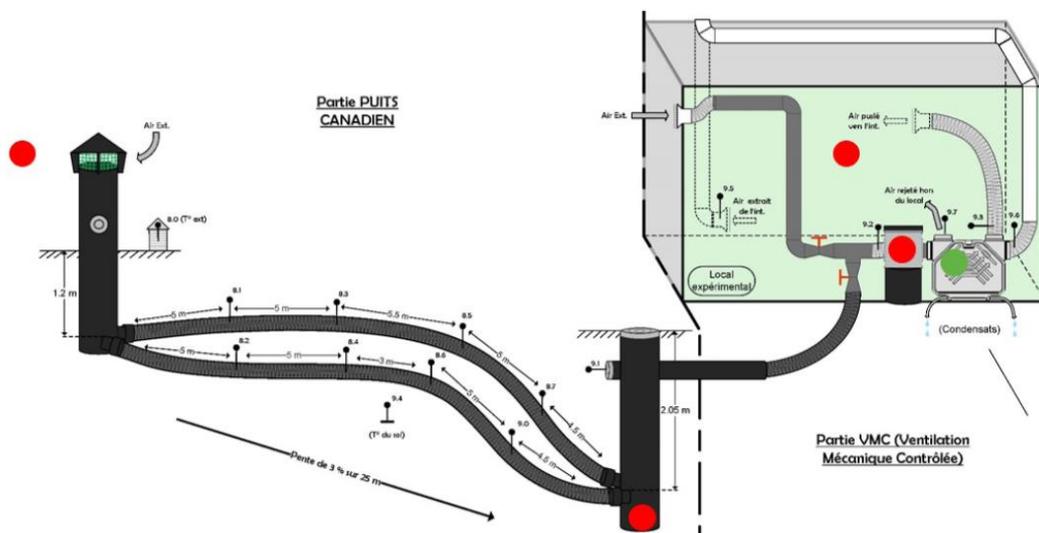


Figure 1 : Schéma de l'installation monitorée, emplacement des thermocouples et des stations d'échantillonnage de l'étude microbiologique (points rouges).

La nappe phréatique se situe à une profondeur moyenne de 2,5m et la nature du sol est de type remblai sablo-caillouteux brunâtre non plastique dont les caractéristiques sont reprises au Tableau 1 :

	$C$	$\rho$	$\lambda$
	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Zone non saturée	800	1875	0,625
Zone saturée	1235	2050	2,475

Tableau 1 : Caractéristiques physiques du sol

### 3. Modèle numérique

Le puits est discrétisé sur sa longueur en différentes parties appelées tronçons. Le flux de chaleur échangé entre le sol et l'air intérieur du puits, et calculé dans la section 2D d'entrée du tronçon, est considéré comme uniforme au sein du tronçon.

Bien que différents modes de transfert de chaleur aient lieu au sein du sol, un modèle conductif pur est acceptable. C'est généralement cette modélisation qui est rencontrée dans la littérature comme dans l'étude [5] faisant référence en la matière. Dans [4], il est montré que les parties verticales du puits, ayant un diamètre intérieur important de 400 mm, ont un impact très limité sur les échanges de chaleur. Elles ne sont donc pas intégrées au modèle.

#### 3.1. Conditions initiales

La température de la matrice sol a été définie égale à la température du sol à une profondeur de 1m le 1er décembre 2014, date de début de simulation. Elle vaut donc 15,2 °C.

#### 3.2. Conditions limites du modèle

Les différentes conditions limites du modèle sont identifiées sur la figure 2.

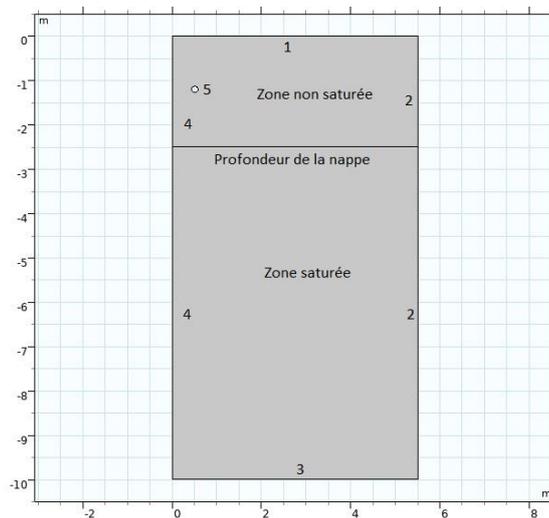


Figure 2 : Conditions limites du modèle.

La frontière 1 représente l'interface entre le sol et l'ambiance extérieure. La densité de flux s'y exprime sous la forme :

$$\vec{n} \cdot (\lambda \cdot \vec{\nabla} T) = \varphi_{sol} + h_{sol} \cdot (T_{ext} - T) + \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{ext}^4 - T^4) \quad (1)$$

La frontière 2 est considérée comme étant adiabatique. On applique une condition de Dirichlet sur la frontière 3. Sa température a été définie comme étant la moyenne arithmétique des températures extérieures de l'année 2015, soit : 12,4 °C. La frontière 4 est le plan de symétrie du modèle et sera donc considérée comme étant adiabatique. La frontière 5 représente l'intérieur du tube. Dans un premier temps, seuls les échanges par convection seront considérés. C'est donc une condition de Fourier qui est appliquée sur cette frontière. Dans un second temps, le phénomène de condensation sera pris en compte et une condition de Neumann sera ajoutée. La densité de flux s'y exprime alors sous la forme suivante :

$$\vec{n} \cdot (\lambda \cdot \vec{\nabla} T) = \underbrace{h_{tube} \cdot \frac{c_a}{c_H} \cdot (T_a - T_{tube})}_{\text{Condition de Fourier}} + \underbrace{\varphi_0}_{\text{Condition de Neumann}} \quad (2)$$

$T_{tube}$  varie en fonction du nœud considéré, raison pour laquelle une valeur moyenne  $T_{tube,m}$  est calculée. Cette valeur renvoyée par le modèle permet, ayant connaissance de la température de l'air et de sa vitesse, de calculer le  $Re$  ( $22 \cdot 10^3$  au sein du puits), le  $Pr$  (0,716 au sein du puits) et le  $Nu$  pour déterminer le coefficient de convection entre l'air situé dans le tronçon et la paroi intérieure du tuyau. La dimension caractéristique est prise égale au diamètre intérieur du tube.

$$Re = \frac{u \cdot d}{\nu} \quad (3)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (4)$$

$$Nu = \frac{h \cdot d}{\lambda} \quad (5)$$

La formule de Gnielinski est considérée pour l'évaluation du  $Nu$  comme détaillé ci-après :

$$f = (0,790 \cdot \ln Re - 1,64)^{-2} \quad \text{applicable pour des tubes lisses} \quad (6)$$

$$Nu = \frac{\frac{f}{8} \cdot (Re - 1000) \cdot Pr}{1 + 12,7 \cdot \left(\frac{f}{8}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1\right)} \quad \text{applicable pour } \left[ \begin{array}{l} 0,5 < Pr < 2000 \\ 2300 < Re < 5 \cdot 10^6 \end{array} \right] \quad (7)$$

Pour déterminer s'il y a condensation, l'humidité absolue  $x$  de l'air en entrée du tronçon est comparée au  $x_{sat}$  pour  $T_{tube,m}$  à chaque pas de temps. Si  $x$  est supérieure à  $x_{sat}$ , il y a condensation et il faut déterminer  $\varphi_0$ . La loi de Fick, qui permet d'estimer le transfert de matière entre deux milieux de titres massiques différents, appliquée à notre cas d'étude, peut s'écrire :

$$M = K_D \cdot (Y_a - Y_{sat}) \quad (8)$$

Sachant que pour un mélange air-eau, la couche limite thermique et le transfert de masse par diffusion sont comparables, nous pouvons établir que pour le refroidissement d'air humide en contact direct avec une paroi, la densité de flux total échangé vaut :

$$\varphi_{tot} = \frac{h_{tube}}{c_H} \cdot (i_a - i_{sat}(T_{tube,m})) \quad (9)$$

Nous devons mettre cette équation (9) sous la forme de l'équation (2) pour déterminer le flux à reprendre au niveau de la frontière 5. Après développement, nous obtenons :

$$\varphi_0 = \frac{h_{tube}}{c_H} \cdot \left( c_v \cdot (x \cdot T_a - x_{sat}(T_{tube,m}) \cdot T_{tube,m}) + L_c \cdot (x - x_{sat}(T_{tube,m})) \right) \quad (10)$$

### 3.3. Évaluation de la condensation par intégration le long du tube

Cette intégration se fait suivant l'algorithme de résolution repris dans [4] et rappelé brièvement ci-après. La simulation des transferts de chaleur dans le modèle 2D (COMSOL) fournit la température moyenne au droit de la paroi du tube pour chaque heure. Avec cette température  $T_{tube,m}$  nous pouvons calculer le  $x_{sat}$  et comparer cette valeur au  $x$  en entrée de tronçon. Pour chaque pas de temps, un flux est calculé suivant l'équation (10) lorsqu'il y a condensation et pris égal à 0 lorsqu'il n'y en a pas. Ce flux de chaleur est ajouté à la frontière 5 du modèle COMSOL et une nouvelle simulation nous permet de déterminer le flux de chaleur total échangé  $\Phi_{tot}$ , ainsi qu'une nouvelle température  $T_{tube,m}$ . Le  $\Phi_{conv}$  est calculé suivant l'équation (11).

$$\Phi_{conv} = h_{tube} \cdot (T_{tube,m} - T_{air,in}) \cdot S_{tronçon} \quad (11)$$

Il permet de calculer  $\Phi_{lat}$  lorsqu'il y a condensation et les conditions de température et d'humidité absolue en sortie de tronçon, en considérant  $c_H$  comme constant le long du tronçon. Nous faisons l'hypothèse de la constance des flux sur tout le tronçon.

$$\Phi_{tot} = \Phi_{conv} + \Phi_{lat} = q_a \cdot c_H (T_{a,out} - T_{a,in}) + q_a \cdot L_c \cdot (x_{a,out} - x_{a,in}) \quad (12)$$

La température et l'humidité absolue de l'air à la sortie du tronçon considéré sont alors renvoyées dans le modèle comme étant la température de l'air et l'humidité absolue à l'entrée du tronçon suivant. Le débit de condensat produit est ensuite calculé pour le tronçon considéré afin de déterminer la quantité totale de condensat produit dans l'ensemble du puits à chaque pas de temps.

$$q_{cond} = \frac{\Phi_{lat}}{L_c} \quad (13)$$

Ce modèle ne prend en compte que la condensation, mais pas l'évaporation. Les tuyaux ont une pente de 3% qui permet aux condensats de s'accumuler dans le fond du tuyau vertical à la sortie du puits. À cet endroit, la surface libre est relativement petite, et le phénomène d'évaporation est limité. Les condensats sont évacués à l'aide d'une pompe lors de l'entretien du puits.

#### 4. Résultats des simulations numériques

Afin de valider le modèle, nous avons calculé la différence de température entre les valeurs mesurées et les valeurs simulées pour l'ensemble de l'année 2015 et calculé une moyenne des valeurs absolues des erreurs MAE valant 0,67°C.

Le modèle considère une discrétisation du puits en cinq tronçons avec une profondeur différente pour chaque tronçon afin de tenir compte de la pente du puits. Malgré une profondeur de nappe phréatique variable au cours de l'année, l'hypothèse d'une profondeur de 2,5 m a cependant été retenue. Le modèle considère une zone saturée jusqu'à une profondeur de 10 m. Les caractéristiques des zones (saturée et non saturée) sont reprises dans le tableau 1. Les coefficients de convection au niveau de la paroi du tube et du sol sont calculés à chaque pas de temps et pour chaque tronçon. Le coefficient de convection au niveau de la surface du sol a été calculé avec un écoulement considéré comme étant longitudinal et parallèle à une plaque plane de longueur d égale à 10m. Le maillage a été choisi de manière semi-automatique et défini par le logiciel, il comporte 1072 éléments de tailles allant de 0,003 m à 0,67 m.

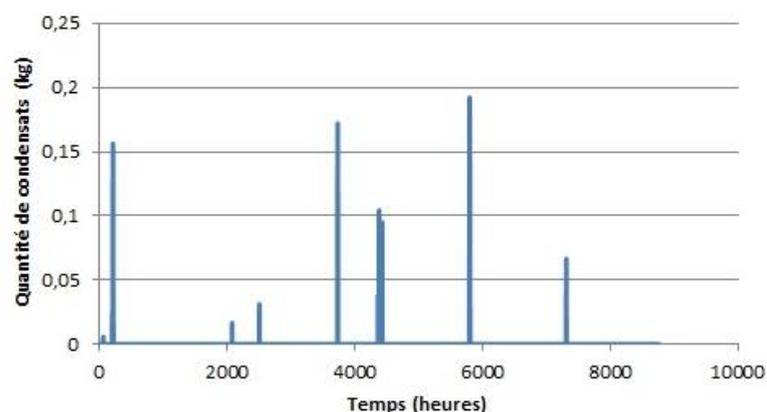


Figure 3 : *Quantité de condensats produite en 2015 dans un des deux tubes (résultat de la simulation).*

La quantité totale de condensats produite au sein du puits (2 tubes) durant l'année 2015 est de 6,68 kg comme illustrée sur la figure 3. C'est au cours des mois de juin, juillet et août que l'essentiel de la condensation a lieu. En dehors de cette période, nous constatons une faible production de condensats ayant lieu aux alentours du 10/01/2015. Celle-ci est due à des

températures largement supérieures aux normales de saison ainsi qu'à un taux d'humidité relative assez élevé.

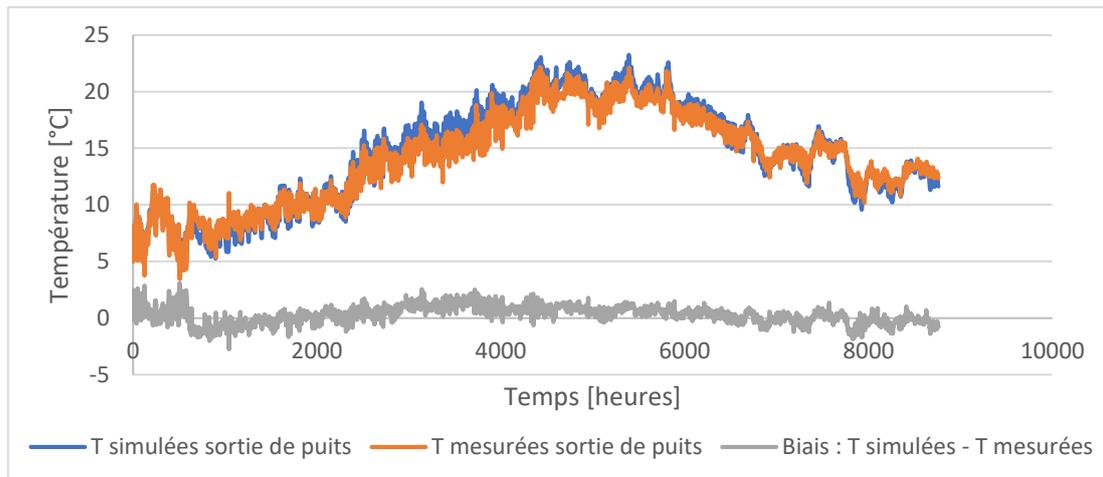


Figure 4 : Températures de l'air à la sortie du puits relevées et simulées.

Les températures des condensats produits seront proches de celles de l'air en sortie du puits reprises sur la figure 4. Les condensats auront donc des températures comprises entre 3°C et 23°C, températures très propices au développement de microorganismes psychrophiles.

## 5. Étude microbiologique

### 5.1. Campagne d'échantillonnage

Deux campagnes d'échantillonnage ont été réalisées pour cette étude, la première a eu lieu le 16 décembre 2020 et la deuxième le 29 mars 2021. Ces campagnes espacées dans le temps permettent d'analyser l'impact de la saison sur les populations bactériennes et fongiques. Lors des campagnes de décembre et de mars, 12 échantillons ont été prélevés au niveau de 4 stations/localisations déterminées au préalable et référencées sur la figure 1.

Ces 4 stations représentées en rouge sont les suivantes :

- Station 1 – Ext – à l'interface puits canadien - extérieur afin d'échantillonner l'air extérieur ;
- Station 2 – Eau – au niveau du collecteur de condensat à l'intérieur du puits ;
- Station 3 – Puits – à la sortie du puits avant le passage dans le système de ventilation mécanique ;
- Station 4 – Int – à l'intérieur du local témoin.

Les échantillons sont nommés « Station.x.y », où Station est la localisation dans le système, x est la campagne (1 – hiver, 2 – printemps) et y est l'essai expérimental. Par exemple l'échantillon Puits1.2, correspond à l'échantillon 2 de l'air à la sortie du puits prélevé en décembre.

Afin d'analyser l'impact du système de filtration de la ventilation mécanique à la sortie du puits canadien (site repris en vert sur la figure 1), 6 échantillons du filtre ont été collectés lors de la première campagne. Le filtre échantillonné, de type G3 selon la norme européenne 38 EN 779 :2012, était en place depuis plusieurs années. Lors de ces deux campagnes, ce sont donc 102 échantillons qui ont été collectés.

## 5.2. Protocole de relevés et analyses

Afin d'étudier la biocénose particulière présente au sein du puits, diverses analyses ont été réalisées. L'identification taxonomique est réalisée sur base de l'ARN ribosomique 16S (bactérie) et la sous-région ITS 2 (fungi). L'ARNr 16S constitue la petite sous-unité des ribosomes des procaryotes et la sous-région ITS2 "internal transcribed spacer", est une région comprise entre les gènes 18s et 28s de l'ARNr. Les échantillons ont été prélevés à l'aide d'un biocollecteur de marque Air Ideal conforme à la norme internationale ISO/DIS 14698-1. Ce dernier est prévu pour une impaction directe sur gélose contenue dans une boîte de Pétri de 90 mm de diamètre au travers d'un crible. Le volume de chaque prélèvement a été de 1000 litres.

Les populations de micro-organismes sont en très faibles quantités dans l'air. L'ADN récolté ne permet donc pas une analyse métagénomique ciblée directement sans un appareillage spécifique. Afin d'augmenter les quantités d'ADN, les boîtes de Pétri récoltées ont été mises en culture à des températures de 20°C et 30°C pendant 72h. Ces températures ont été choisies, car elles représentent les conditions de températures que l'on retrouve dans les bâtiments. Les fungi étant très envahissants, la moitié des boîtes de Pétri a reçu un antifongique, le cycloheximide. De cette façon, seules les bactéries ont pu se développer sur ces boîtes de Pétri et les échantillons bactérie et fungi ont pu être distingués l'un de l'autre.

Pour chaque station et afin de limiter le nombre d'échantillons à séquencer (coût de l'opération), les colonies formées sur une des boîtes de Pétri et cultivées à 20°C ont été raclées et associées à celles développées sur une des boîtes de Pétri et cultivées à 30°C. Le choix des boîtes associées s'est fait au hasard. Il y a donc pour chaque campagne et pour chaque station, 3 échantillons de bactéries et 3 échantillons de fungi avec également 3 échantillons du filtre récupéré lors de la première campagne.

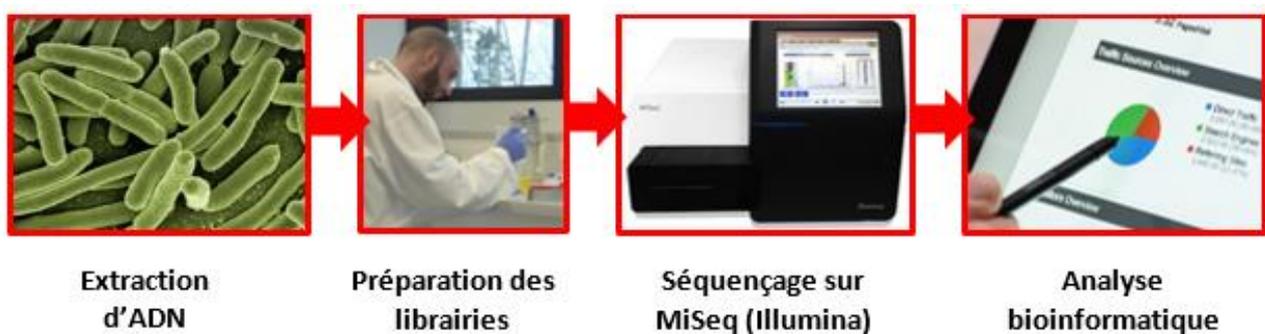


Figure 5 : Pipeline de métagénomique ciblée appliqué aux échantillons

Chaque échantillon a ensuite subi un traitement illustré à la figure 5 et l'assignation taxonomique s'est faite en suivant les niveaux hiérarchiques :

Règne → Embranchement → Classe → Ordre → Famille → Genre → Espèce

Le choix de l'ARN ribosomique 16S (bactérie) et de la sous-région ITS 2 (fungi) permet une assignation taxonomique allant jusqu'au genre. Il est possible de descendre au niveau de l'espèce, mais pas systématiquement, car certaines espèces différentes, mais d'un même genre, ont le même ARN 16S ou la même sous-région ITS 2.

### 5.2.1. Pathogènes

Les espèces pathogènes ont été déterminées sur base des rapports (TRBA) émis par l'Institut fédéral de la sécurité et de la santé au travail (BAuA) [6] et [7]. Ces rapports classent les

organismes selon leur degré de dangerosité de 1 (peu susceptible de provoquer une maladie chez un individu) à 4 (agent pouvant provoquer une maladie grave, risque de propagation considérable, un traitement et une prévention ne sont pas possibles). Seules les espèces présentant une abondance relative de plus de 2% ont été analysées. Aucune espèce pathogène de fungi n'a pu être identifiée. Par contre, au total 10 espèces de bactéries ayant un score BAuA supérieur ou égal à 1 ont été identifiées. Sur ces 10 espèces, 3 seulement sont présentes dans le puits canadien. Les 3 espèces pathogènes présentes dans le puits sont :

- *Pantoea agglomerans* (Puits1.2 - 9,17%) : BAuA – 2 (uniquement les immunodéprimés)
- *Microbacterium oxydans* (Puits1.2 - 2,02%) : BAuA – 2
- *Bacillus licheniformis* (Puits2.3 - 3,36% & Ext2.3 - 2,46%) : BAuA – 2

## 6. Conclusion

Le modèle numérique a permis d'établir la quantité de condensats et les températures de ceux-ci à la sortie du puits canadien. Ce biotope particulier peut être la source de développement de microorganismes comme le montre l'étude métagénomique ciblée réalisée. En effet, certains microorganismes sont retrouvés dans les condensats et dans l'air du puits, mais pas à l'extérieur ni à l'intérieur. Cela prouve que les condensats ont été à un moment donné contaminés par des microorganismes présents dans l'air extérieur, que ces microorganismes ont pu se développer dans les condensats et passer dans l'air de ventilation. Toutefois l'absence de ces microorganismes à l'intérieur du bâtiment démontre l'efficacité du filtre de la ventilation.

Bien que des microorganismes puissent se développer dans un puits canadien, l'analyse microbiologique montre également que très peu de pathogènes y sont présents et que ceux-ci ne se retrouvent pas dans l'air intérieur. Le risque sanitaire provoqué par l'utilisation d'un échangeur air-sol peut donc, à ce stade, être considéré comme nul pour autant que le système de ventilation et de filtration soit régulièrement entretenu.

## Références

- [1] D.G. Leo Samuel, *Cooling performance and indoor air quality characteristics on an earth air tunnel cooled building*. J. Metropol. Soc. India MAPAN 33 (2017) 147-158
- [2] B. Flückiger, H-U. Wanner, P. Lüthy, *Mikrobielle Untersuchungen von Luftansaug-Erdregistern*. ETH (Ecole Polytechnique fédérale de Zurich) (1997)
- [3] S.Déoux, *Mission d'évaluation sanitaire du puits canadien - Siège social du Groupe Millet*. Medieco (2011)
- [4] G. Chardome, V. Feldheim, *Transferts de chaleur et condensation au sein d'un échangeur air-sol : modélisations numériques 2D/3D validées par des relevés expérimentaux*. Congrès Français de Thermique (Pau - Mai 2018)
- [5] P. Hollmuller, B. Lachal, *Air-soil heat exchangers for heating and cooling of buildings : design guidelines, potentials and constraints, system integration and global energy balance*. Appl Energy 119 (2014) 476-487
- [6] TRBA 460 - Technische Regeln für Biologische Arbeitsstoffe, *Classification of Fungi into Risk Groups*, Bundesministerium für Arbeit und Soziales (BMAS) (Juillet 2016).
- [7] TRBA 466 - Technische Regeln für Biologische Arbeitsstoffe, *Classification of Prokaryotes (Bacteria and Archaea) into Risk Groups*, Bundesministerium für Arbeit und Soziales (BMAS) (Décembre 2010).

# Etude expérimentale des performances thermiques d'un mur Trombe.

Afef LARIBI\*, Sylvie BEGOT<sup>1</sup>, Yacine AIT-OUMEZIANE<sup>1</sup>, Valérie LEPILLER<sup>1</sup>, Philippe DESEVAUX<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut FEMTO-ST, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS  
Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin – 90000 Belfort, France

\*(auteur correspondant : [afef.laribi@univ-fcomte.fr](mailto:afef.laribi@univ-fcomte.fr))

**Résumé** - Cette étude concerne l'analyse du comportement thermique d'un mur Trombe couplé à un local à partir des données expérimentales. Le dispositif expérimental mis en œuvre en laboratoire est décrit dans un premier temps. Les premiers résultats obtenus, à savoir les variations temporelles de la température et des flux au niveau des différents composants du système mur Trombe, sont ensuite présentés. Ces données expérimentales sont utilisées pour estimer l'efficacité énergétique du mur Trombe.

## Nomenclature

$A$	surface, m <sup>2</sup>	$\varepsilon$	émissivité, -
$e$	épaisseur, m	<i>Indices et exposants</i>	
$H$	hauteur, m	$v$	vitrage
$L$	largeur, m	$la$	lame d'air
$C_p$	chaleur spécifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$mm$	mur massif
$C_d$	coefficient de décharge des ouïes, -	$o$	ouïe
$Q$	flux thermique, W	$amb$	ambiante
$S$	section, m <sup>2</sup>	$cond$	conductif
$v$	vitesse, m.s <sup>-1</sup>	$moy$	moyenne
$T$	température, °C		
$t$	temps, s		
<i>Symboles grecs</i>			
$\lambda$	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>		
$\beta$	coefficient de dilatation thermique, K <sup>-1</sup>		
$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>		

## 1. Introduction

Le bâtiment, secteur le plus énergivore, pèse pour 40 % de la consommation énergétique finale en France. En effet, une partie de cette énergie qui est de nature fossile, est utilisée pour le chauffage et la climatisation dans le but d'assurer des conditions satisfaisantes de confort. L'utilisation de ce type d'énergie engendre l'émission de gaz à effet de serre. Le recours aux énergies renouvelables telle que l'énergie solaire, afin de réduire la consommation d'énergie pour le chauffage en utilisant des systèmes solaires dits passifs, prend ainsi tout son sens. Une des techniques passives les plus performantes réside dans l'utilisation de murs Trombe [1]. Un tel mur est un système composé, de l'extérieur vers l'intérieur, d'un vitrage séparé d'une paroi stockeuse opaque par une lame d'air ventilée. Afin de favoriser les échanges thermiques convectifs, des ouïes sont installées en parties haute et basse de la paroi stockeuse. Son intégration au bâtiment vise à valoriser le rayonnement solaire en associant deux phénomènes physiques : l'effet de serre à travers un vitrage et l'inertie thermique du mur [2].

De nombreuses études mettent en évidence l'intérêt des systèmes mur Trombe. Citons Abassi et al. [3] qui ont montré qu'un mur Trombe de surface égale à  $8 \text{ m}^2$  permet une économie annuelle d'énergie de chauffage d'environ 77 % dans une habitation classique en Tunisie. Les travaux de Abdeen et al. [4] et Kruger et al. [5], qui montrent que l'intégration d'un mur Trombe à un local permet de réaliser environ 30 % d'économie d'énergie de chauffage et d'améliorer le confort thermique, peuvent également être cités.

Les systèmes mur Trombe présentent toutefois quelques inconvénients. En période hivernale ou durant la nuit, en absence d'ensoleillement, un phénomène de recirculation inverse se produit engendrant des pertes thermiques vers l'extérieur du système. Durant la période estivale, c'est un phénomène de surchauffe qui peut être provoqué par un tel système. Plusieurs pistes d'amélioration des performances thermiques du système mur Trombe ont été étudiées et répertoriées dans l'état de l'art par Wang et al. [6]. On retiendra qu'une grande partie des travaux portent sur l'effet du type vitrage (Stazi et al. [7]), le contrôle des ouvertures et fermetures des ouïes (Liu et al. [8]), l'ajout de protections solaires [9] ou encore les propriétés thermo-physiques de la paroi stockeuse [10].

Cette étude décrit le système mur Trombe à échelle réduite monté au sein de notre laboratoire et présente les premiers résultats expérimentaux obtenus. Les mesures réalisées concernent la température, les flux thermiques et radiatifs et la vitesse de l'air. Ces grandeurs sont mesurées dans différentes zones de la maquette et permettent d'examiner le comportement thermique du système et d'en évaluer son efficacité thermique. Le principal objectif de cette maquette est de permettre la validation de notre modèle numérique qui servira ultérieurement à une investigation des caractéristiques géométriques et constructives (dimensions des ouïes, épaisseur de la lame d'air, nature et épaisseur du matériau de la paroi stockeuse).

## 2. Dispositif expérimental

### 2.1. Configuration géométrique de la maquette et matériaux utilisés

La maquette expérimentale représente un mur Trombe de type classique intégrant un local (figure 1). Elle se présente sous la forme d'un parallélépipède de 1,97 m de hauteur et de 1,9 m de largeur. La paroi vitrée a une épaisseur de 8 mm. La lame d'air située entre la paroi vitrée et la paroi stockeuse est d'épaisseur 19 cm, ce qui correspond au dixième de la hauteur du mur [2]. Les ouïes en partie haute et basse de la paroi stockeuse sont rectangulaires et ont pour dimensions 1,2 m de longueur sur 0,195 m de hauteur. Le local auquel est associé le mur Trombe est de dimensions  $1,97 \times 1,9 \times 1,9 \text{ m}^3$ .

Le plancher et le plafond sont composés de dalles OSB, d'épaisseur 18 mm, isolées par l'extérieur par deux couches en polystyrène expansé et extrudé d'épaisseurs respectives 60 et 30 mm. Les murs de droite, de gauche et d'arrière sont composés de panneaux composites de fibres de bois, d'épaisseur 6 mm et isolés par l'extérieur par du polystyrène expansé d'épaisseur 60 mm.

La paroi stockeuse est composée de béton cellulaire d'épaisseur 20 cm. Nous avons choisi ce matériau car d'une part, il est très léger et facile à manipuler au cours de la phase de construction. D'autre part, ce matériau permet d'atteindre de bonnes performances thermiques en hiver et en été grâce à son inertie thermique intéressante et à son caractère d'isolant thermique. Il permet en particulier d'amortir les pics de température extérieure. L'enveloppe de la maquette a été isolée avec du polystyrène afin de limiter l'influence des conditions environnantes.

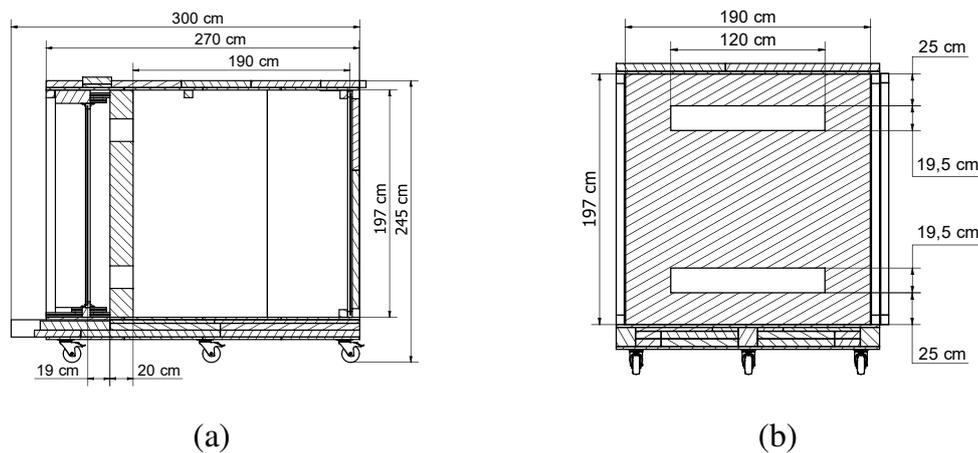


Figure 1 : Dimensions de la maquette : (a) Coupe latérale, (b) Vue de face

Les propriétés thermo-physiques des matériaux utilisés dans la construction de la maquette sont présentées dans le tableau 1.

	$\rho$ kg.m <sup>-3</sup>	$C_p$ J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\lambda$ W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\varepsilon$ -
Vitrage	2500	800	1.02	0.89
Béton cellulaire	450	1000	0.11	0.85
Polystyrène	30	1450	0.038	0.9

Tableau 1 : Propriétés thermo-physiques des matériaux utilisés

## 2.2. Instrumentation

L'éclairage de la maquette est simulé par un éclairage artificiel permettant de contrôler l'ensoleillement et dont le spectre lumineux se rapproche de celui de la lumière solaire. Il est mesuré par un pyranomètre. Une instrumentation spécifique, destinée à mesurer la température, le flux thermique et la vitesse dans différentes zones de la maquette, a été mise en œuvre. Les mesures de température sont réalisées dans l'air à l'extérieur et à l'intérieur de la maquette ainsi qu'au niveau de certaines surfaces. L'ensemble des relevés de température est assuré par des thermocouples de type K (chromel-alumel). Les capteurs utilisés pour mesurer les flux conductif, convectif et radiatif dans le dispositif sont les fluxmètres à gradient de la marque Captec. Deux types de capteurs sont utilisés : des fluxmètres conductif-convectif et des fluxmètres radiatifs. Le logiciel Labview est utilisé pour visualiser et analyser les données. Les emplacements des différents capteurs sont indiqués dans la figure 2.

La vitesse de l'air relative sont mesurées au centre de l'ouïe haute à l'aide d'une sonde à fil chaud (modèle 9545A de la marque TSI).

Une sonde multi-fonctions (Testo 480) est utilisée pour mesurer les paramètres permettant d'évaluer le confort hygrothermique à l'intérieur du local. Cet appareil permet de mesurer la température, l'humidité relative, la température de globe (chaleur rayonnante), la vitesse d'air et le taux de CO<sub>2</sub>.

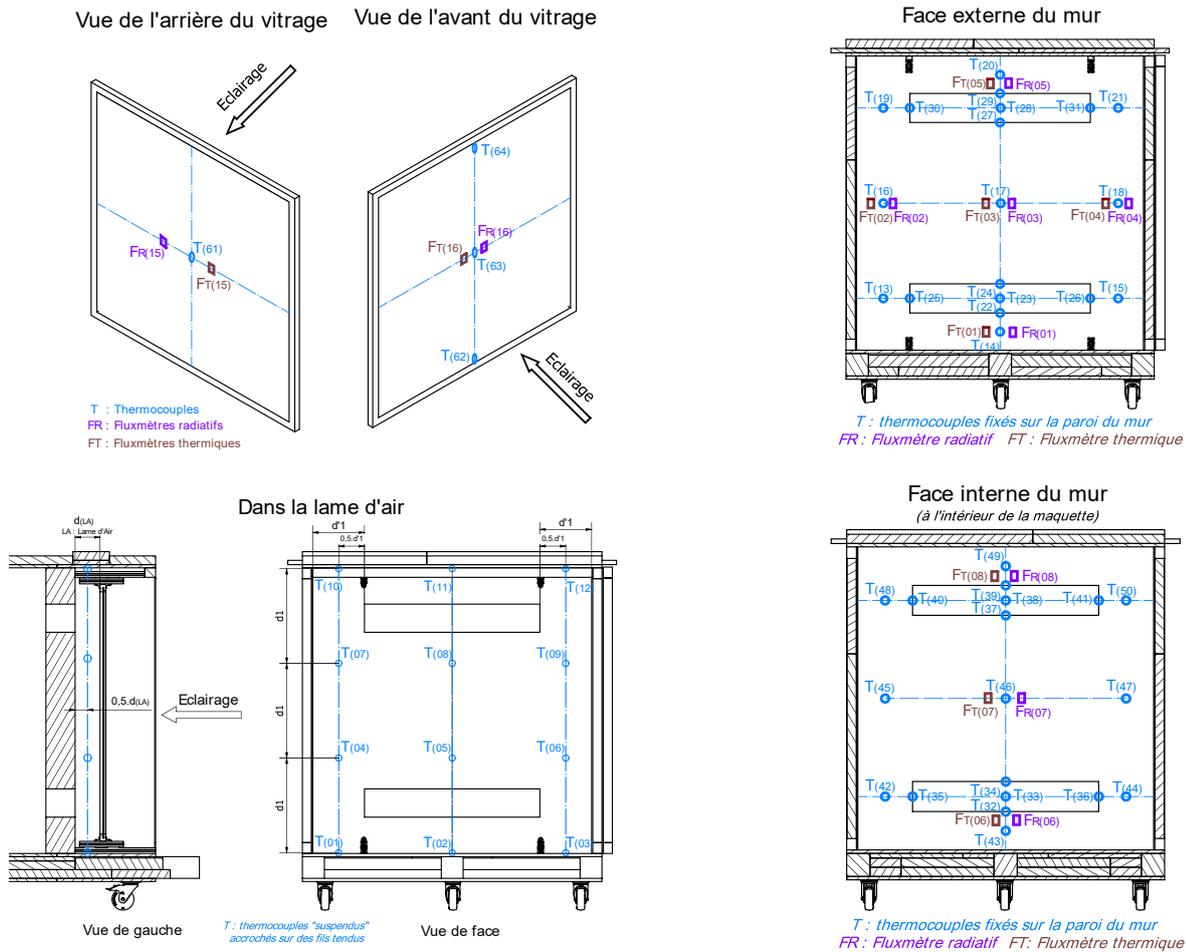


Figure 2 : Emplacement des capteurs de mesure

### 3. Résultats

#### 3.1. Evolutions temporelles des grandeurs mesurées

Les résultats présentés concernent la température, la vitesse ainsi que les flux conductifs-convectifs et radiatifs dans différentes zones de la maquette. Celle-ci est installée dans un hall dans lequel la température est maintenue à environ 18 °C. La source d'éclairage artificielle a été programmée pour reproduire l'ensoleillement solaire pendant 5 heures et 25 minutes (9h-14h25), avec un flux maximal de 277 W/m<sup>2</sup>. Les résultats expérimentaux présentés dans la partie suivante ont été réalisés en continu sur une période de deux jours.

La figure 3 présente l'évolution temporelle des températures moyennes dans différentes zones de la maquette. La température moyenne d'une zone correspond à la moyenne des températures indiquées par l'ensemble des capteurs de la zone. On constate que la température extérieure est quasi constante et égale en moyenne à 18 °C. La température moyenne au niveau de la face externe de mur massif peinte en noir est la plus élevée, atteignant une valeur maximale égale à environ 40 °C, due à l'absorptivité élevée de la paroi. Quant à la face interne du mur massif, elle présente une température maximale de 24,6 °C en léger déphasage (environ 1,5 heures) par rapport à la face extérieure et légèrement inférieure à la température du local (environ 26 °C comme le montre la figure 4).

La température moyenne au niveau de la face interne de la vitre ( $35,2\text{ °C}$ ) est supérieure à celle de la face externe ( $32,3\text{ °C}$ ). Ceci s'explique par le fait que la face externe de la vitre est impactée par les conditions extérieures de la maquette.

La figure 4 représente la température de l'air dans différentes zones de la maquette. La température moyenne au niveau de la lame d'air atteint une valeur maximale d'environ  $29\text{ °C}$  grâce au phénomène d'effet de serre qui se produit dans cette zone. La température du local varie quant à elle entre  $18\text{ °C}$  et  $26\text{ °C}$ , valeur comprise dans la plage du confort thermique.

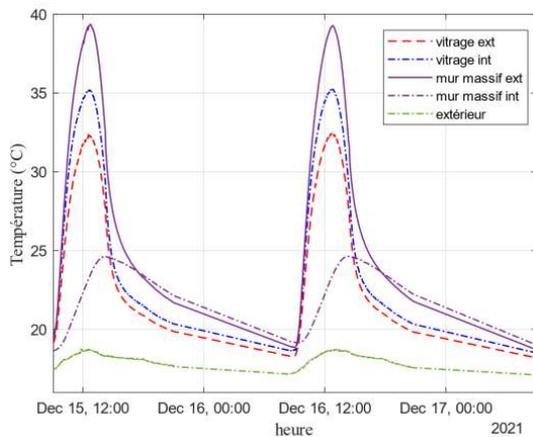


Figure 3 : Evolutions de la température moyenne dans différentes zones de la maquette

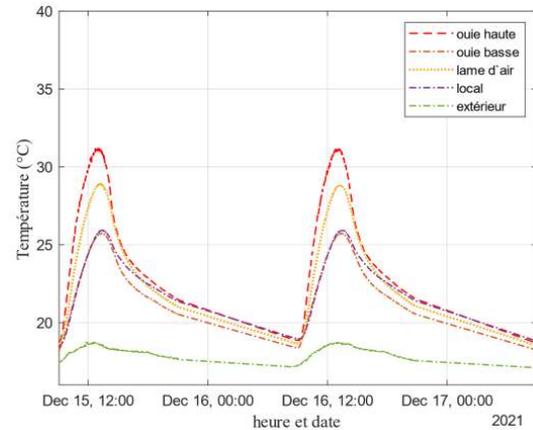


Figure 4 : Evolutions de la température moyenne de l'air au niveau des ouïes, de la lame d'air et dans le local

Les figures 5 et 6 présentent respectivement les variations temporelles des flux radiatifs et conductifs-convectifs au niveau de la face externe et interne du vitrage et de la paroi stockeuse.

Sur la figure 5, le capteur identifié FR16 mesure le flux radiatif reçu sur la face externe de la vitre. Il indique une valeur maximale d'environ  $256\text{ W/m}^2$ , légèrement inférieure ( $-8\%$ ) à la valeur de  $277\text{ W/m}^2$  mesurée par le pyranomètre. Le capteur FR15, situé côté intérieur du vitrage en regard du mur, mesure le flux émis par la face externe de mur massif (valeur maxi  $50\text{ W/m}^2$ ). La courbe FR 1-5 présente la valeur moyenne des flux radiatifs mesurés par les capteurs FR1, FR2, FR3, FR4 et FR5 placés sur la face externe du mur massif (figure 2). Cette courbe atteint une valeur maximale égale à  $111\text{ W/m}^2$ . La courbe FR 6-8 présente la valeur moyenne des flux radiatifs mesurés par les capteurs FR6, FR7, FR8 placés sur la face interne du mur massif. Cette courbe reste très proche de la valeur de 0 montrant l'absence de transferts par rayonnement.

La figure 6 concerne les flux conductifs et convectifs mesurés en différents points à la surface de la maquette. Au niveau de la face externe du vitrage, le flux thermique par conduction et par convection (FT16) augmente légèrement jusqu'à atteindre  $20\text{ W/m}^2$  puis diminue jusqu'à la valeur négative de  $-30\text{ W/m}^2$ . Ces échanges thermiques sont expliqués par l'impact des conditions ambiantes dans le hall. Au niveau de la face externe de la paroi stockeuse (FT1-5), l'échange se fait majoritairement par convection avec la lame d'air. En absence d'éclairage, des déperditions thermiques vers l'extérieur de la maquette ont lieu. Quant à la face interne (FT 6-8), l'échange thermique est moins important et reste inférieur à  $10\text{ W/m}^2$ .

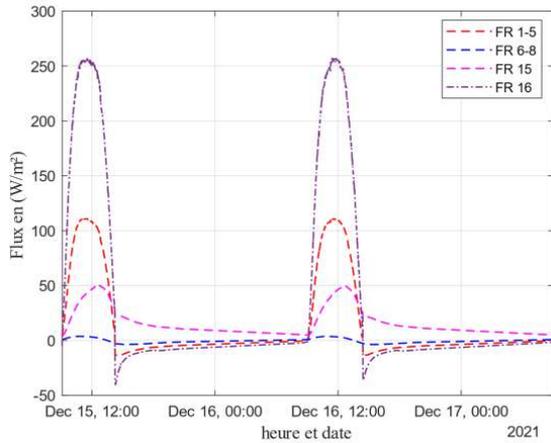


Figure 5 : Evolutions du flux radiatif dans différentes zones de la maquette

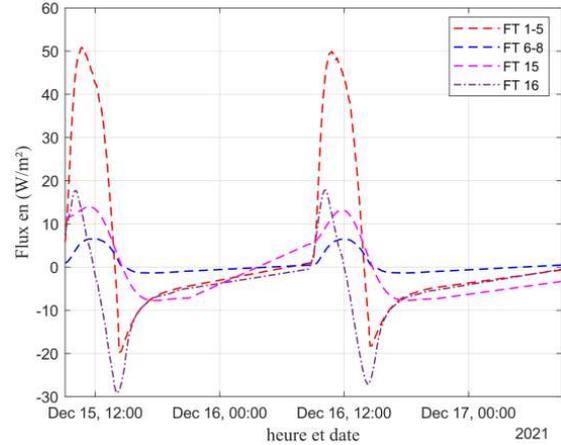


Figure 6 : Evolutions du flux conductif et convectif dans différentes zones de la maquette

La figure 7 présente les évolutions de la vitesse au niveau du centre de l'ouïe haute et au centre du local. On remarque que la vitesse au niveau de l'ouïe est fortement dépendante de l'éclairement. La vitesse atteint une valeur maximale égale à 0,20 m/s quand l'éclairement est maximal. La vitesse de l'air dans le centre du local reste quant à elle quasi constante.

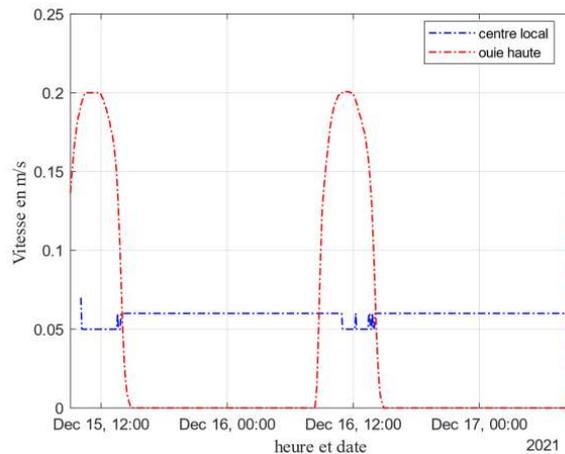


Figure 7 : Evolutions de la vitesse au niveau de l'ouïe haute et au centre du local

### 3.2. Efficacité thermique du système

L'efficacité thermique du système  $\eta$  est définie comme étant le rapport entre la chaleur transmise au local et le flux radiatif reçu sur la paroi vitrée durant une journée [11] (équation 1). L'énergie transmise à l'intérieur du local est égale à la somme des énergies transmises par conduction à travers le mur et par convection à travers les ouïes. Le flux par conduction à travers le mur ( $Q_{cond}$ ) est mesuré expérimentalement (FT6-8) et le flux par convection à travers les ouïes ( $Q_{air}$ ) est calculé à l'aide de l'équation (2).

Expérimentalement, la vitesse de l'air n'est mesurée qu'en un seul point. Nous avons donc préféré calculer le débit d'air à partir de la vitesse moyenne déterminée à partir de l'expression (3) [12].

$$\eta = \frac{\int (Q_{air} + Q_{cond}) dt}{\int I_{solaire} A_{vitrage} dt} \quad (1)$$

$$Q_{air} = v_{air} S_{ouïe} \rho (T_{entrée, moy} - T_{sortie, moy}) \quad (2)$$

$$v_{air} = \sqrt{\frac{2gH_{ouies}\beta(T_{entrée, moy} - T_{sortie, moy})}{C_1\left(\frac{S_{la}}{S_{ouie}}\right)^2 + C_2\left(\frac{S_{la}}{S_{ouie}}\right)^2 + C_f\left(\frac{S_{la}}{2(L+H)}\right)}} \quad (3)$$

Avec :  $C_1 = 0,25$  ;  $C_2 = 0,30$  ;  $C_f = 0,41 \times Gr^{0,084}$  [12]

La figure 8 présente les évolutions temporelles des flux de chaleur reçus sur le vitrage et des flux transmis à l'intérieur du local par convection à travers les ouïes et par conduction à travers le mur en béton cellulaire. Le flux conductif est négligeable vis-à-vis du flux transmis par convection à travers les ouïes. Ceci s'explique par le caractère isolant du béton cellulaire. L'échange se fait donc majoritairement par thermo-circulation à travers les ouïes.

L'efficacité énergétique sur une journée, calculée par l'équation (1), est égale à 69 %. Cette valeur élevée s'explique des déperditions thermiques très faibles du fait que la maquette est installée en laboratoire où les conditions d'ambiances sont contrôlées et quasi-constantes.

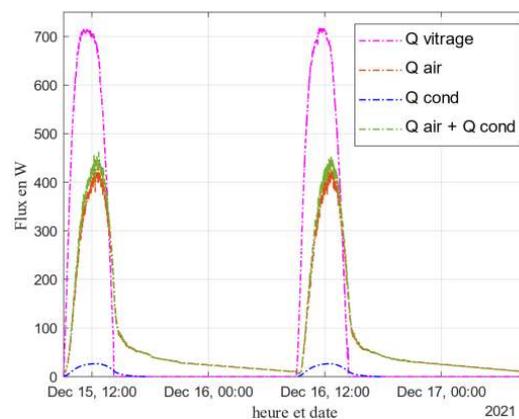


Figure 8 : Evolutions des flux de chaleur

## 4. Conclusion

Cette étude présente les premiers résultats expérimentaux obtenus sur une maquette de mur Trombe montée au sein de notre laboratoire. Les mesures concernent la température, les flux de chaleur, et la vitesse relevés dans différentes zones de la maquette sur une période de deux jours. Les résultats nous permettent de calculer une efficacité énergétique. Ce dispositif expérimental va être utilisé pour valider un modèle numérique CFD du système mur Trombe qui permettra une investigation systématique de l'influence de certains paramètres tels que l'épaisseur de la lame d'air et le pourcentage d'ouverture des ouïes sur l'efficacité énergétique et le confort thermique.

## Références

- [1] J. Dong, Z. Chen, L. Zhang, Y. Cheng, S. Sun, et J. Jie, « Experimental investigation on the heating performance of a novel designed trombe wall », *Energy*, vol. 168, p. 728-736, févr. 2019, doi: 10.1016/j.energy.2018.11.125.
- [2] A. Laribi, S. Begot, V. Lepiller, Y. Ait-Oumeziane, et P. Desevaux, « Modélisation CFD des performances thermiques d'un mur Trombe. », Congrès de la Société Française de Thermique (SFT) à Belfort, p. 8.
- [3] F. Abbassi, N. Dimassi, et L. Dehmani, « Energetic study of a Trombe wall system under different Tunisian building configurations », *Energy and Buildings*, vol. 80, p. 302-308, sept. 2014, doi: 10.1016/j.enbuild.2014.05.036.

- [4] A. Abdeen, A. A. Serageldin, M. G. E. Ibrahim, A. El-Zafarany, S. Ookawara, et R. Murata, « Experimental, analytical, and numerical investigation into the feasibility of integrating a passive Trombe wall into a single room », *Applied Thermal Engineering*, vol. 154, p. 751-768, mai 2019, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2019.03.090.
- [5] E. Krüger, E. Suzuki, et A. Matoski, « Evaluation of a Trombe wall system in a subtropical location », *Energy and Buildings*, vol. 66, p. 364-372, nov. 2013, doi: 10.1016/j.enbuild.2013.07.035.
- [6] D. Wang *et al.*, « Classification, experimental assessment, modeling methods and evaluation metrics of Trombe walls », *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 124, p. 109772, mai 2020, doi: 10.1016/j.rser.2020.109772.
- [7] F. Stazi, A. Mastrucci, et C. di Perna, « The behaviour of solar walls in residential buildings with different insulation levels: An experimental and numerical study », *Energy and Buildings*, vol. 47, p. 217-229, avr. 2012, doi: 10.1016/j.enbuild.2011.11.039.
- [8] Y. Liu, D. Wang, C. Ma, et J. Liu, « A numerical and experimental analysis of the air vent management and heat storage characteristics of a trombe wall », *Solar Energy*, vol. 91, p. 1-10, mai 2013, doi: 10.1016/j.solener.2013.01.016.
- [9] A. Briga Sá, J. Boaventura-Cunha, J.-C. Lanzinha, et A. Paiva, « An experimental analysis of the Trombe wall temperature fluctuations for high range climate conditions: Influence of ventilation openings and shading devices », *Energy and Buildings*, vol. 138, p. 546-558, mars 2017, doi: 10.1016/j.enbuild.2016.12.085.
- [10] A. Fernández-González, « Analysis of the thermal performance and comfort conditions produced by five different passive solar heating strategies in the United States midwest », *Solar Energy*, vol. 81, n° 5, p. 581-593, mai 2007, doi: 10.1016/j.solener.2006.09.010.
- [11] A. D. Demou et D. G. E. Grigoriadis, « 1D model for the energy yield calculation of natural convection solar air collectors », *Renewable Energy*, vol. 119, p. 649-661, avr. 2018, doi: 10.1016/j.renene.2017.12.030.
- [12] Y. Lin, J. Ji, F. Zhou, Y. Ma, K. Luo, et X. Lu, « Experimental and numerical study on the performance of a built-middle PV Trombe wall system », *Energy and Buildings*, vol. 200, p. 47-57, oct. 2019, doi: 10.1016/j.enbuild.2019.07.042.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'EIPHI Graduate School (contrat ANR-17-EURE-0002) et à la Région Bourgogne-Franche-Comté.

## Thème 7

# Transferts en milieux hétérogènes

---

Condensation convective à faible vitesse massique : analyse des phénomènes thermohydrauliques locaux . . . . .	617
Thermo-hydraulic analysis of the flat plate pulsating heat pipe tested under $\mu$ -gravity conditions . . . . .	625
Ébullition en film sous flux solaire concentré . . . . .	633
Encapsulation de matériaux à changement de phase dans un emballage alimentaire . . . . .	641
Une estimation exacte du forçage radiatif par la méthode de Monte-Carlo . . . . .	649
Étude du comportement de mouillage d'une goutte d'eau sur une surface superhydrophobe en fonction de la température et de l'humidité . . . . .	657
Modélisation des performances thermiques d'un évaporateur solaire . . . . .	665
Influence des propriétés des grains sur la conductivité thermique d'un lit de poudre d'alumine $\alpha$ -Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . .	673
Project of a pressure stabilizing system for fast boiling experiments . . . . .	681
Caractérisation des performances de poreux céramiques bicouches pour boucles diphasiques à pompage capillaire . . . . .	689
Analyse des transferts thermiques lors de la convection forcée d'un gaz en milieu micro-poreux . . . . .	697

---



# Condensation convective à faible vitesse massique : Analyse des phénomènes thermohydrauliques locaux.

## Convective condensation at low mass velocity : Analysis of local thermohydraulic phenomena.

Marion BEAUMALE<sup>1,2\*</sup>, Pascal LAVIEILLE<sup>1</sup>, Marc MISCEVIC<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire LAPLACE - Université Paul Sabatier – 118 route de Narbonne – 31062 Toulouse cedex 9.

<sup>2</sup> Entreprise EPSILON groupe ALCEN - Bâtiment B612 – 3 Rue Tarfaya – 31400 Toulouse.

\*(auteur correspondant : marion.beaumale@laplace.univ-tlse.fr)

**Résumé** - La condensation complète (titre massique en vapeur variant de 1 à 0) en écoulement vertical descendant du HFE 7000 pour des vitesses massiques allant de 5 à 30  $kg.m^{-2}.s^{-1}$  est étudiée dans un condenseur en saphir de section circulaire de diamètre interne de 3,4  $mm$ , de diamètre externe de 6  $mm$  et d'une longueur de 1  $m$ . La métrologie mise en œuvre combine deux techniques de mesures de haute précision permettant la mesure locale et simultanée de la température de la paroi du condenseur par méthode infrarouge et de l'épaisseur du film de liquide ruisselant sur la paroi par méthode interférométrique ou à l'aide d'un capteur confocal chromatique. Cette instrumentation permet de développer des analyses à la fois hydraulique et thermique des processus mis en jeu.

**Mots-clés** : condensation convective ; métrologie optique ; coefficient d'échange ; expérimental.

**Abstract** - The complete condensation (vapor quality ranging from 1 to 0) of HFE 7000 for mass velocities from 5 to 30  $kg.m^{-2}.s^{-1}$  is studied in a sapphire condenser of circular shape section with an internal diameter of 3.4  $mm$ , an external diameter of 6  $mm$  and a length of 1  $m$ . The metrology implemented combines two high-precision measurement techniques allowing the local and simultaneous measurement of the wall temperature of the condenser by infrared method and the liquid film thickness flowing on the wall tube by interferometric method or with a confocal chromatic sensor. This instrumentation allows to develop both hydraulic and thermal analyses of the processes involved.

**Keywords**: convective condensation; optical metrology; heat transfer coefficient; experimental.

### Nomenclature

$h$	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>
$G$	vitesse massique, $kg.m^{-2}.s^{-1}$	<i>sat</i> saturation
$IR$	infrarouge	<i>int</i> interne
$\dot{m}$	débit massique, $kg.s^{-1}$	<i>ext</i> externe
<i>Symboles grecs</i>		$L$ liquide
$\delta$	épaisseur de film liquide, $m$	$p$ paroi

## 1. Introduction

Le dimensionnement des condenseurs équipant les systèmes de régulation thermique diphasique nécessite une compréhension du couplage entre les transferts de chaleur et la répartition des phases liquide et vapeur au sein des écoulements. Lorsque les vitesses massiques sont faibles, de l'ordre de celles rencontrées dans les systèmes passifs de type CPL (Capillary Pumped Loop) ou LHP (Loop Heat Pipe), les lois disponibles dans la littérature ne sont plus valides. L'objectif de ce travail est donc de contribuer à combler ce manque en développant une approche expérimentale permettant d'étudier les couplages entre transferts de chaleur, de masse et de quantité de mouvement au sein d'écoulement de condensation à faible  $G$ . L'objectif est notamment de mesurer simultanément l'évolution du coefficient de transfert de chaleur local avec

celle de l'épaisseur de film de liquide afin de proposer des lois de dimensionnement corrélant ces deux grandeurs. Pour cela un banc expérimental a été développé permettant d'étudier la condensation du HFE 7000 à faible  $G$ , en écoulement vertical descendant. Le banc d'essais, le protocole spécifique développé et les résultats expérimentaux sont détaillés ci-après.

## 2. Dispositif expérimental

Le principe de fonctionnement du banc d'essai est d'utiliser une différence de pression pour produire un écoulement au sein du condenseur (Fig. 1). Pour cela, deux réservoirs à l'équilibre liquide-vapeur sont réglés à deux températures différentes imposées par une circulation d'eau sur leur périphérie dont la température est contrôlée par des bains thermostatés. Entre ces deux réservoirs se situe le condenseur étudié.

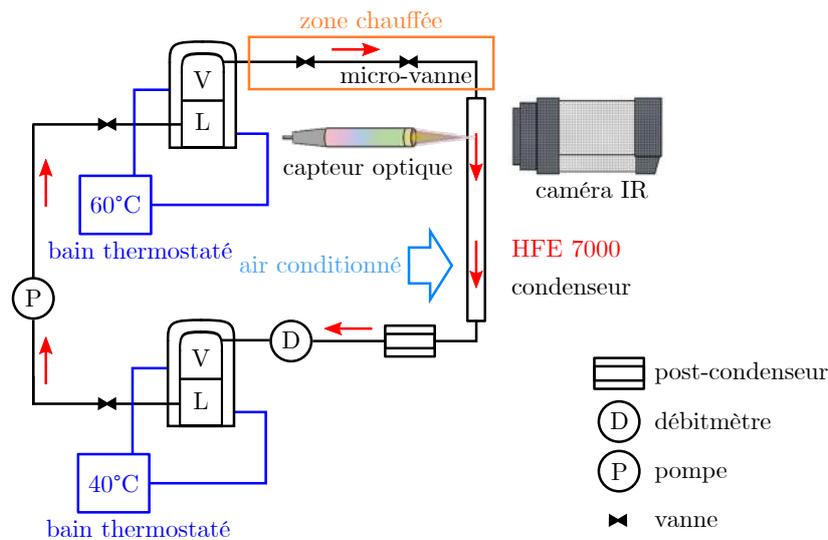


Figure 1 : Schéma général du banc d'essai

Afin d'utiliser des techniques de mesures optiques, le condenseur utilisé est en saphir, matériau transparent et conducteur, dont le refroidissement est obtenu grâce à un écoulement d'air conditionné en convection forcée. Le condenseur est un tube de 1 m de long, 3,4 mm de diamètre interne et 6 mm de diamètre externe. Le réservoir d'entrée est maintenu à 60 °C. Le réservoir de sortie est quant à lui réglé à 40 °C. La différence de température et donc de pression entre les deux réservoirs permet de générer un écoulement au sein du condenseur. Les mesures sont réalisées en régime permanent. Une vanne micrométrique est positionnée en amont du condenseur, entre le réservoir d'entrée et le condenseur et permet de régler avec précision la vitesse massique du fluide. Des résistances chauffantes permettent de maintenir le fluide de travail sous phase vapeur légèrement surchauffée en amont du condenseur. Le fluide est ensuite refroidi dans le condenseur à l'aide d'une soufflerie. Un post-condenseur suivi d'un débitmètre Coriolis sont positionnés en sortie. Une pompe mécanique ferme la boucle et permet de remonter le fluide du réservoir de sortie au réservoir d'entrée. Des thermocouples et capteurs de pressions sont installés tout le long de la boucle diphasique. Le fluide étudié dans ces travaux est le HFE 7000.

L'originalité du dispositif proposé est sa capacité à permettre des mesures locales et simultanées des épaisseurs de films liquides et du coefficient de transfert de chaleur interne. De ce fait, l'ensemble des instruments de mesure est monté sur une platine de translation verticale motorisée permettant d'effectuer les mesures sur toute la longueur du condenseur. Des capteurs optiques confocal et interférométrique permettent de mesurer les épaisseurs de film liquide [1] et une caméra IR est utilisée pour mesurer la température de paroi externe du condenseur [2].

### 3. Calibrations préalables

En négligeant la conduction longitudinale le long du condenseur devant la conduction radiale,  $h_{int}$  est déterminé à partir de la conservation du flux, de la résistance de conduction du saphir, du coefficient de transfert de chaleur externe et des températures de saturation, de paroi et de l'air (voir éq.1). Avant de pouvoir déterminer expérimentalement les transferts de chaleur en condensation convective, différentes calibrations doivent être réalisées. Les principales calibrations effectuées sur le banc expérimental sont décrites sommairement ci-après.

$$\Phi = h_{int}S_{int}(T_{sat} - T_{pint}) = h_{ext}S_{ext}(T_{pext} - T_{air}) \quad (1)$$

#### 3.1. Calibration des thermocouples

Deux types de compensation de jonction de référence sont réalisés selon les thermocouples considérés. La première est une compensation électronique effectuée par le système d'acquisition. Pour les mesures de température nécessitant une précision accrue, les jonctions de référence des thermocouples sont placées dans une masse thermique en cuivre plongée dans un bain thermostaté dédié. Une sonde Pt100 est également placée dans la masse thermique, permettant de déterminer avec précision la compensation à effectuer. Les incertitudes élargies obtenue après calibration des thermocouples dont la compensation est électronique sont de  $0,2 \text{ }^\circ\text{C}$  alors que pour les thermocouples dont la température de jonction de référence est mesurée les incertitudes sont réduites à  $0,05 \text{ }^\circ\text{C}$  sur une plage de  $15 \text{ à } 75 \text{ }^\circ\text{C}$ . Le facteur d'élargissement utilisé sur l'ensemble des incertitudes annoncées est de 2.

#### 3.2. Calibration de la courbe de saturation

Les propriétés physiques du fluide sont proposées dans de nombreuses publications mais le HFE 7000 étant un fluide dit nouveau, d'importantes différences apparaissent d'une publication à l'autre. Nous remarquons des écarts de plus de  $2 \text{ }^\circ\text{C}$  sur la température de saturation pour une même pression [3]. A partir de ces observations, il a été choisi de déterminer in-situ la courbe de saturation du fluide en fonction de la pression mesurée afin d'obtenir une mesure précise de la température de saturation lors des campagnes d'essais. La courbe de saturation obtenue est en accord avec les données de Refprop (température de saturation de  $43,46 \text{ }^\circ\text{C}$  mesurée à  $1,4 \text{ bar}$  avec une incertitude élargie de  $0,06 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

#### 3.3. Calibration de la température de la paroi externe

La mesure IR est une méthode non intrusive de mesure de température de paroi. Cependant, comme la caméra enregistre l'image thermique d'une scène, plusieurs dispositions doivent être prises pour assurer une mesure reproductible et précise de température. Tout d'abord, une bande de peinture noire d'environ  $1 \text{ mm}$  de large a été déposée le long du condenseur afin d'accroître la sensibilité du rayonnement émis à la température de surface du condenseur dans les longueurs d'ondes détectées par la caméra utilisée. Puis un dispositif de référence a été proposé permettant grâce à une mesure différentielle de s'affranchir des fluctuations de la compensation électronique de la caméra, du rayonnement de son objectif et des variations de température ambiante. Un modèle du signal collecté par la caméra, illustré sur la Fig.2, a été développé afin de tenir compte des biais liés à la caméra, à la réflexion de l'environnement et au caractère semi-transparent de l'ensemble tube, film de liquide et bande de peinture (voir éq. 2). Le flux transmis par la peinture comprend une partie des flux émis par l'arrière plan et le film liquide. Les principales étapes de la calibration sont brièvement rappelées ci-après, les détails étant disponibles

dans [2]. Chacune des étapes est effectuée sans activer la soufflerie, en convection naturelle.

$$S_{PT} = G[\varphi_{PT}^e + \varphi_{PT}^r + \varphi_{PT}^t + \varphi_{objectif}^c] + C \quad (2)$$

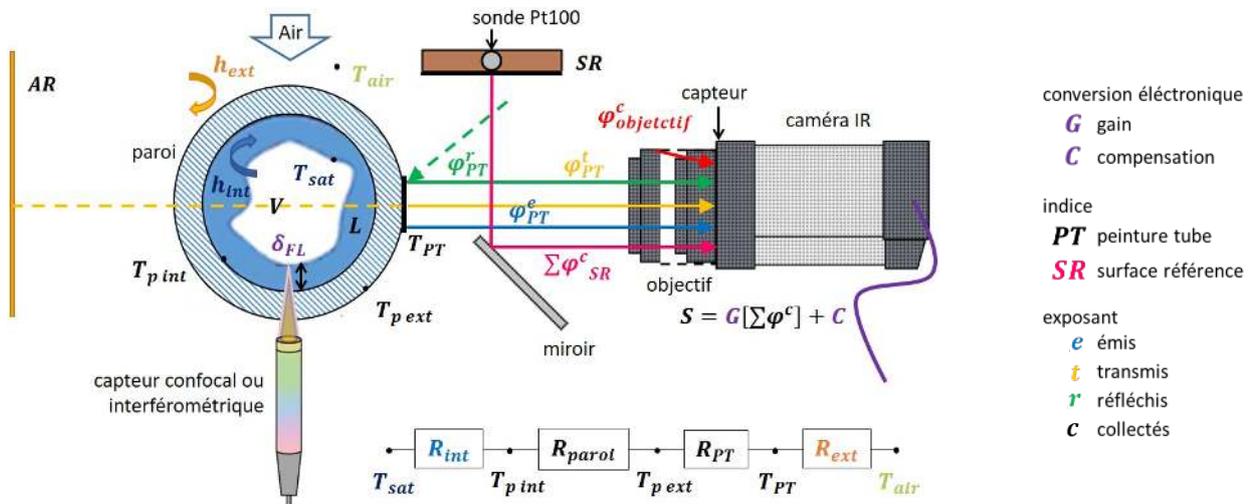


Figure 2 : Illustration de la mesure par caméra IR avec le schéma équivalent des résistances thermiques et les différents flux collectés au niveau de la peinture du tube PT et de la surface de référence SR

- Pour commencer le dispositif de référence (masse thermique en cuivre peinte en noir et équipée d'une sonde Pt100) a été calibré à l'aide du rayonnement d'un corps étalon de façon à obtenir une unique fonction du signal de la référence en fonction de sa température. Ainsi, si la compensation électronique de la caméra subit un offset, les températures mesurées résultantes seront artificiellement translatées. Le signal caméra sera donc abaissé de l'offset pour concorder à la fonction signal-température de la référence.
- La seconde étape consiste à analyser l'impact du flux émis par l'arrière-plan sur le signal reçu par la caméra du fait de la transparence partielle des matériaux présents sur le chemin optique. Cette transparence a été évaluée localement en observant le signal reçu par chaque pixel pointant sur la peinture noire, et cela pour différentes températures d'arrière-plan lors d'un écoulement de condensation en film mince à température de saturation fixe.
- Puis l'influence de l'épaisseur du film de liquide sur le flux transmis par la bande de peinture noire que reçoit la caméra a été étudiée. L'évolution du signal collecté a été observée pour plusieurs épaisseurs de film comprises entre 25 et 50  $\mu\text{m}$  dans des conditions expérimentales identiques et une fonction d'ajustement linéaire a été proposée.
- Pour finir, le signal caméra obtenu au niveau de la bande de peinture noire du tube a été modifié en tenant compte des étapes précédentes puis corrélé à la température de paroi. Cette calibration s'effectue point par point sur l'ensemble du tube avec un écoulement de condensation pour différentes températures de saturation. La température de paroi externe est estimée à partir d'un schéma résistif (Fig.2).

En supposant le modèle IR développé parfait, une incertitude élargie de 0,08  $^{\circ}\text{C}$  sur la détermination de la température de paroi externe est obtenue.

### 3.4. Calibration du coefficient d'échange externe

Le coefficient d'échange de chaleur externe lorsque la soufflerie est activée a été déterminé en effectuant des expériences spécifiques avec l'eau comme fluide de travail [3]. Un écoulement d'eau liquide est donc imposé dont le débit est tel que la variation de la température de l'eau entre l'entrée et la sortie du tube soit relativement faible. Ainsi la variation de température de l'eau peut être supposée linéaire le long du tube. La température de paroi est quant à elle

mesurée grâce à la caméra IR selon le protocole décrit précédemment, en ajustant le modèle radiatif (notamment concernant la semi-transparence du liquide, l'eau étant opaque aux longueurs d'onde détectées par la caméra). Les températures locales de la paroi et de l'eau étant connues, ainsi que le coefficient d'échange interne, la densité de flux de chaleur locale peut être déterminée. Le coefficient d'échange externe est alors simplement déduit de cette densité de flux et des températures de la paroi et de l'air soufflé. Le  $h_{ext}$  est obtenu avec une incertitude moyenne de 13 % pour une valeur moyenne de  $80 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

## 4. Résultats

Une campagne expérimentale a été effectuée afin de caractériser la condensation convective du HFE 7000 à la fois d'un point de vue hydraulique et thermique, pour des  $G$  allant de 5 à  $30 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Lors de ces essais, le coefficient d'échange et l'épaisseur du film de liquide ont été mesurés localement, le long du tube, selon la procédure décrite précédemment pour la détermination de  $h_{int}$  et dans [1] pour l'épaisseur du film liquide.

Avant chaque essai, le fluide est soigneusement dégazé afin d'éliminer les gaz incondensables. La vanne micrométrique est alors progressivement ouverte jusqu'à obtenir la vitesse massique souhaitée à l'intérieur du condenseur. Le système de conditionnement d'air est ensuite mis en route. Une fois le régime permanent établi, la température de paroi et l'épaisseur de film liquide sont mesurées simultanément le long du tube par déplacement de la platine motorisée. Une mesure ponctuelle d'épaisseur de film est réalisée par fenêtre caméra. L'ensemble des valeurs fournies par le reste de l'instrumentation (débitmètre, capteurs) est enregistré en continu pendant toute la durée d'un point de mesure.

### 4.1. Résultats bruts obtenus pour une vitesse massique donnée

Un exemple de profil d'épaisseur du film de liquide est reporté sur la Fig.3 dans le cas où la vitesse massique est imposée à  $26,9 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Cette épaisseur étant fluctuante au cours du temps, nous avons reporté sa valeur moyenne, ainsi que les valeurs minimale et maximale instantanées. Il est à noter que le capteur confocal ne peut pas mesurer des épaisseurs supérieures à  $300 \mu\text{m}$ . L'épaisseur du film ne peut donc pas être mesurée au niveau du ménisque principal, là où la condensation se termine. La zone concernée a cependant une extension très faible.

En entrée de condenseur (entre 0 et  $50 \text{ mm}$ ) l'épaisseur du film est faible, aucune fluctuation n'est observée et les valeurs moyenne, minimale et maximale sont donc confondues. Lorsque l'épaisseur du film devient supérieure à environ  $40 \mu\text{m}$ , des instationnarités apparaissent, dont l'amplitude croît lorsque l'épaisseur moyenne augmente. Dans la zone de fin de condensation, l'amplitude des fluctuations d'épaisseur atteint des valeurs qui sont de l'ordre, voir supérieures à celle de l'épaisseur moyenne. Les nombres de Reynolds moyens pour les phases liquide et vapeur sont respectivement de 233 et 7939. Au regard de ces valeurs, les instationnarités observées ont certainement pour origine la turbulence dans la phase vapeur. Da Riva et Del Col [4] ont simulés un écoulement de condensation vertical descendant dans un mini-tube à  $G=100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  avec et sans turbulence dans la phase liquide et montrent que la turbulence liquide joue un rôle malgré le faible nombre de Reynolds liquide. Des conclusions similaires ont été rapportées dans les travaux expérimentaux de Berto [5]. Cela n'est cependant pas contradictoire avec le fait que cette modification de l'écoulement liquide trouve son origine dans le développement de turbulences au sein de l'écoulement vapeur.

La Fig.4 présente l'évolution le long du condenseur des températures de saturation et de paroi externe du tube obtenues lors de cette même expérience. Le profil moyen d'épaisseur de la

Fig.3 a également été reporté. La température moyenne de l'air soufflé au niveau du condenseur est de  $14,3\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Sur les 15 premiers centimètres à l'entrée du tube, on observe une diminution importante de la température de la paroi externe du tube. Dans cette zone, le film de liquide est particulièrement fin. La résistance thermique induite par le film est donc faible, et les transferts très intenses. A partir d'une épaisseur de film d'environ  $50\text{ }\mu\text{m}$ , les vagues qui apparaissent dans la phase liquide induisent des fluctuations de la température de paroi externe et une diminution de cette dernière nettement moins marquée. La diminution brutale de la température de paroi en fin de condensation sur les derniers centimètres est liée à l'épaississement brutal du film de liquide au niveau du ménisque principal.

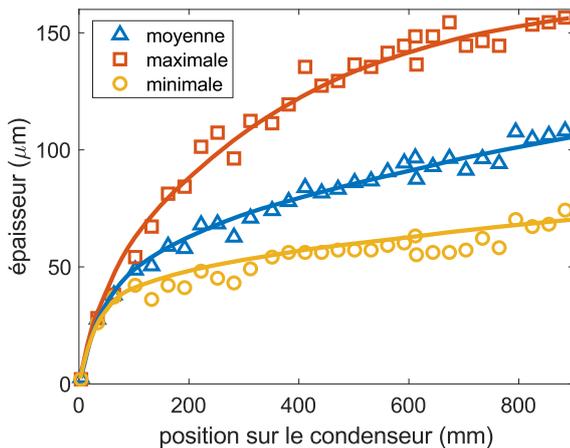


Figure 3 : Évolution longitudinale de  $\delta$  moyen, minimal et maximal (1er et 9ème déciles) à  $G=26,90\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$

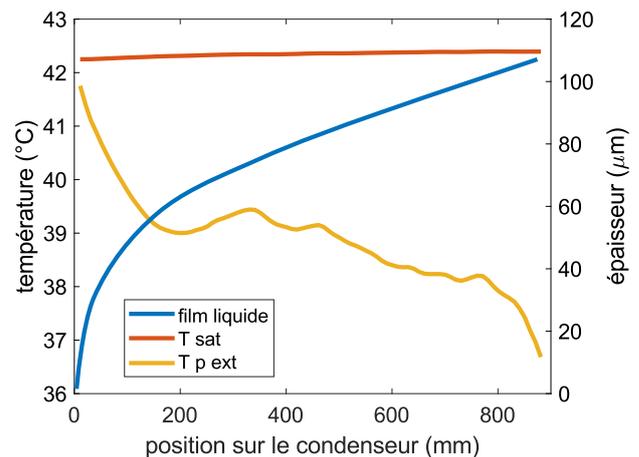


Figure 4 : Évolution longitudinale de  $\delta$ ,  $T_{sat}$  et  $T_{p\ ext}$  à  $G=26,90\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$

#### 4.2. Analyses de l'influence de la vitesse massique sur la thermohydraulique locale

Plusieurs vitesses massiques, ont été étudiées afin de mieux comprendre l'influence de ce paramètre sur les comportements thermohydrauliques dans une gamme non couverte par la littérature. L'analyse est menée au travers des variations de l'épaisseur du film de liquide d'une part, et du coefficient d'échange interne d'autre part, l'objectif final étant de corrélérer ces deux grandeurs.

Le modèle de Nusselt [6] est le modèle de référence pour prédire les transferts de chaleur en condensation en film liquide. Il suppose un écoulement permanent et laminaire d'un film liquide mince ruisselant le long d'une paroi verticale avec une vapeur au repos. La contrainte tangentielle de cisaillement à l'interface liquide-vapeur est considérée nulle et les transferts de chaleur sont présumés purement conductifs dans le film. Dans ces conditions, l'épaisseur est reliée au débit massique du liquide par l'éq. 3.

$$\delta = \left( \frac{3\mu_L \dot{m}_L}{\rho_L^2 g \pi D_{int}} \right)^{1/3} \quad (3)$$

Fig.5, les profils des épaisseurs moyennes des films liquide obtenus expérimentalement sont comparés à la théorie de Nusselt en fonction du débit massique liquide pour chacune des vitesses massiques étudiées. A très faible vitesse massique, un excellent accord est obtenu entre les épaisseurs expérimentales et celles prédites par l'éq.3, indiquant que les hypothèses du modèle de Nusselt restent valables en écoulement de condensation convective. Lorsque la vitesse augmente, le profil d'épaisseur moyenne s'écarte de plus en plus de la loi de Nusselt. Ce comportement s'explique par l'augmentation de l'intensité des instationnarités observée expérimentalement lorsque  $G$  croît et qui n'est pas prise en compte par la théorie de Nusselt.

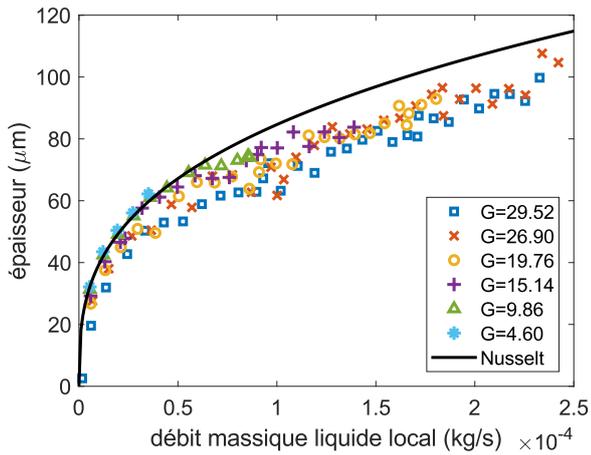


Figure 5 : Évolution de  $\delta$  en fonction de  $\dot{m}_L(z)$  pour différentes vitesses massiques

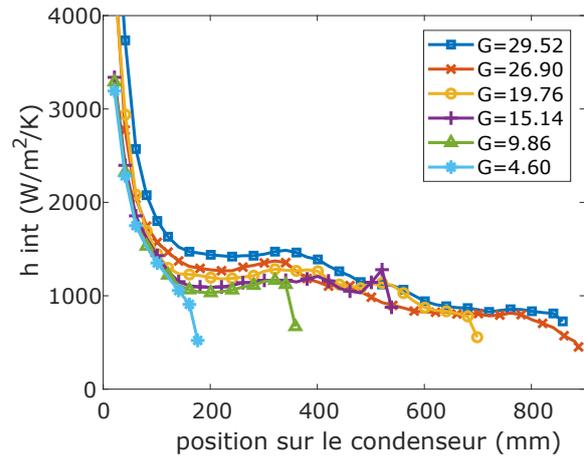


Figure 6 : Évolution longitudinale de  $h_{int}$  pour différentes vitesses massiques

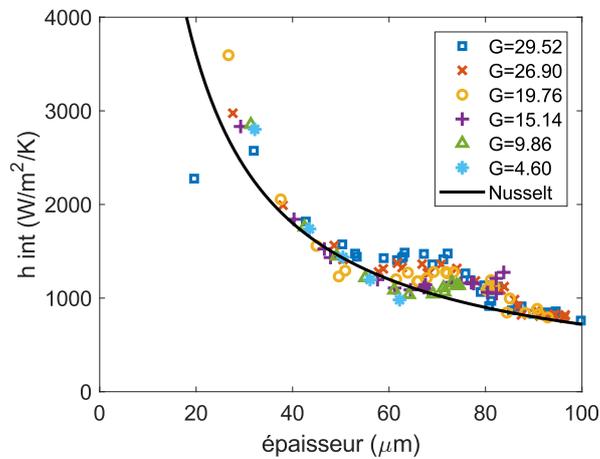


Figure 7 : Évolution de  $h_{int}$  en fonction de  $\delta$  pour différentes vitesses massiques

D'un point de vue des transferts de chaleur, des conclusions similaires peuvent être faites. Les résultats expérimentaux en terme de coefficient d'échange locaux sont reportés Fig.6. Pour les plus faibles valeurs de  $G$ , aucune influence de ce paramètre n'est observée sur l'évolution de  $h_{int}$  (à l'exception de la région proche du ménisque principal, en fin de zone de condensation). Ainsi les courbes obtenues pour  $G = 4,60, 9,86$  et  $15,14 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  sont superposées l'une sur l'autre. Lorsque le débit est augmenté à des valeurs supérieures à  $15 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , les courbes sont translatées vers le haut traduisant une amélioration du coefficient d'échange lorsque la vitesse massique augmente. Cette amélioration atteint localement des valeurs de l'ordre de 30% lorsque le débit est doublé. Cette augmentation relative est nettement supérieure à la variation relative de l'épaisseur du film constatée sur la Fig.5 pour cette même variation de  $G$ . On peut en conclure que l'intensification des transferts n'est pas due uniquement à l'amincissement des films de liquide, et que les instationnarités hydrodynamiques qui se développent participent certainement à améliorer les échanges. Il apparaît alors intéressant de tracer l'évolution du coefficient de transfert de chaleur interne obtenu expérimentalement en fonction de l'épaisseur moyenne de film de liquide mesurée (Fig. 7). L'évolution de ce coefficient d'échange dans un cas purement conductif (i.e., correspondant à Nusselt=1) est également reportée.

Globalement, les variations du coefficient d'échange expérimentales décroissent lorsque l'épaisseur augmente; le comportement est de ce point de vue analogue à la prédiction de Nusselt. Deux remarques peuvent cependant être faites. La première concerne les points expérimentaux

correspondant aux épaisseurs les plus faibles ( $< 30 \mu m$ ), où (à l'exception d'un point) les coefficients d'échange expérimentaux sont plus élevés que ceux obtenus en conduction pure. Pour ces points expérimentaux, l'écart de température entre l'interface liquide-vapeur et la paroi est particulièrement faible. Malgré les précautions prises quant à l'étalonnage de l'instrumentation, l'incertitude sur les valeurs de  $h_{int}$  n'est alors pas négligeable et peut à elle seule expliquer les écarts à la loi de Nusselt. La seconde remarque concerne les points expérimentaux se situant dans la zone d'épaisseur moyenne [60-85]  $\mu m$ . Bien que très resserrée en terme d'épaisseur de film, cette zone couvre en fait une longueur de zone de condensation importante dans le tube, et cela d'autant plus que le débit est grand. Elle correspond à la région où les vagues naissent, s'amplifient, puis s'éteignent. Un accroissement sensible du coefficient d'échange en résulte, jusqu'à des valeurs de l'ordre de 30 % comme indiqué précédemment. Au delà de cette zone d'épaisseur moyenne, i.e., pour des épaisseurs  $> 85 \mu m$ , le coefficient d'échange devient indépendant de la vitesse massique et conforme à un échange purement conductif.

## 5. Conclusion

Les techniques développées de mesure de température par caméra infrarouge et d'épaisseur par capteur optique permettent de déterminer avec précision les transferts de chaleur et la répartition des phases liquide et vapeur au sein d'un écoulement de condensation. L'originalité du banc expérimental réside aussi dans sa capacité à extraire les variations locales des différentes grandeurs, depuis un titre massique égal à 1 jusqu'à la condensation complète. Dans la gamme de vitesse massique considérée, pour laquelle extrêmement peu de données sont disponibles dans la littérature, les résultats mettent en évidence un rôle non-négligeable des instationnarités hydrodynamiques au sein du film de liquide sur les transferts de chaleur, avec une intensification pouvant atteindre localement 30% dans le cas du HFE 7000. Ainsi, la théorie de Nusselt conduit à sous-estimer les coefficients d'échange dans la majeure partie du canal dès que ces instationnarités apparaissent et se développent. Ces travaux permettront par la suite de proposer des lois de dimensionnement pour des applications industrielles, une loi spécifique devra donc être développée prenant en compte ces effets.

## Références

- [1] P. Lavieille, L.P. Le Nguyen, J. Roy, M. Miscevic, B. Schlegel, J. Lluc, Mesures locales couplées du coefficient d'échange interne et de l'épaisseur de film de liquide en condensation convective, *Congrès Français de Thermique SFT 2019* (Nantes, 3-6 juin, 2019).
- [2] M. Beaumale, P. Lavieille, M. Miscevic, Métrologie infrarouge haute précision pour la détermination des coefficients de transfert en condensation convective, *Congrès Français de Thermique SFT 2021* (Belfort, 1-3 juin, 2021).
- [3] L.P. Le Nguyen, Effect of gravity on convective condensation at low mass velocity, Thèse de l'Université Paul Sabatier (France) et de l'Université de Padoue (Italie), 2017.
- [4] E. Da Riva, D. Del Col, Effect of gravity during condensation of R134a in a circular minichannel : VOF simulation of annular condensation, *Microgravity Sci. Technol.* 23 (2011) 87–97.
- [5] A. Berto, Experimental Investigation of Film condensation through innovative techniques, Thèse de l'Université de Padoue (Italie), 2020.
- [6] W. Nusselt, Die oberflächenkondensation des wasserdampfes, *Zeitschrift Des Vereines Dtsch. Ingenieure.* 60 (1916).

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'agence spatiale européenne pour le financement de ces recherches dans le cadre du MAP ENCOM4 ainsi qu'à l'entreprise Epsilon pour le financement de ces travaux de thèse.

# Experimental study of two-phase flow inside flat plate pulsating heat pipe operating under $\mu$ -gravity

Maksym SLOBODENIUK<sup>1,2\*</sup>, Vincent AYEL<sup>1</sup>, Remi BERTOSSI<sup>2</sup>, Cyril ROMESTANT<sup>1</sup>, Yves BERTIN<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Prime Institute CNRS – ENSMA – Université de Poitiers, UPR 3346  
86961 Futuroscope-Chasseneuil (FR)

<sup>2</sup>IPSA, Direction de la Recherche et de l'Innovation de l'IPSA  
92120 Ivry-sur-Seine (FR)

\*(Corresponding author: maksym.slobodeniuk@ensma.fr)

**Abstract** – Flat plate pulsating heat pipe was experimentally investigated during 69<sup>th</sup> ESA Parabolic Flight Campaign. Thermo-fluidic measurements were realized as well two-phase flow visualization. During microgravity periods, FPPHP operated mostly in dry-out mode with liquid accumulation in the condensation zone. Flow reactivations accompanied with temperature drops and two-phase flow transitions were observed during some parabolas. From the measurement of menisci positions during transitions, modified Weber, Froude and Bond numbers concerning the actual velocities and accelerations of liquid plugs were used for flow transition analysis. A novel flow pattern map for pulsating heat pipe with rectangular channels is then introduced.

## Nomenclature

$a$	acceleration, $\text{m.s}^{-2}$	$We$	Weber number
$Bo$	Bond number	<i>Greek symbols</i>	
$D$	diameter, m	$\rho$	density, $\text{kg.m}^{-3}$
$Fr$	Froude number	$\sigma$	surface tension, $\text{N.m}^{-1}$
$L$	length, m	<i>Index and exponent</i>	
$T$	temperature, $^{\circ}\text{C}$	$b$	bubble
$v$	velocity, $\text{m.s}^{-1}$	$l$	liquid

## 1. Introduction

In recent years, miniaturization of electronics components has induced high heat fluxes generation. This fact coupled with strong requirements as compactness, massless and small energy consumption for the aerospace applications lead to challenging issues in the thermal management sector. Among high efficiency passive thermal management devices for electronic equipment [1], one of the most promising cooling technology under the ray of research and development is the pulsating heat pipe (PHP). PHPs are thermally driven two-phase passive devices based on phase change induced liquid motion and capillary forces: liquid/vapour intermittent slug flow oscillates in a single capillary tube wound between hot and cold sources. Pressure instabilities in the evaporation zone initiate complex liquid flow, ranging from bubbly flow to slug/plug flow [2-4].

Thus, prediction of two-phase flows becomes a difficult challenge because available tools have been developed for systems in which mass flow rate is known, which is not the case in PHPs. Almost all available literature on flow visualization in PHPs is about qualitative analysis of flow behavior and of influence of sensible heat transfer on overall thermal performances, which are still contradictory [5,6].

Complex mechanisms of thermo-hydrodynamic processes inside PHPs are not fully studied and any suitable design recommendations are not available, together with some contradictory assessments from researchers [7,8] and absence of universal flow transition criteria. Misunderstandings of relation between velocity and flow pattern need regular experimental investigations to be carried out.

Due to specific design features of flat plate pulsating heat pipes, as a plane shape which allows the installation of a transparent plate covering it, visualization studies are possible for all channels and zones without significant changes in fluid/structure interactions (besides, the base with milled channels is made from designed metallic material).

The general objective of this work is to study the flow behavior during stopover and following flow pattern transition during the reactivation phases.

## 2. Experimental System and Procedure

The flat plate pulsating heat pipe, developed for the thermal behavior and two-phase fluid flow characterization under microgravity conditions, consists of square shape serpentine channel ( $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ) with seven U-turns in evaporation zone, milled in molybdenum base plate ( $80 \times 200 \times 3 \text{ mm}^3$ ) and covered with sapphire transparent window allowing flow visualization (figure 1). Molybdenum was chosen as a construction material in order to have almost the same coefficient of thermal expansion ( $4.8 \mu\text{m.K}^{-1}$ ) than sapphire glass ( $5.2 \mu\text{m.K}^{-1}$ ), while maintaining a high thermal conductivity ( $138 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$ ).

Evaporator heating is ensured by the stainless steel coated Ni-Chrome heating wire (Thermocoax<sup>®</sup> Type NcAc15) connected to ELC<sup>®</sup> ALR3220 power source (DC, 0-32 V, 0-10 A). Heat rejection from condenser was carried out thanks to a water circulation loop through the cooling plate embedded on the back side of the device (respecting condenser dimensions). Following water cooling was ensured with massive aluminum plate (air-cooled heat exchanger) equipped with fifteen microprocessor heat sinks. Ismatec<sup>®</sup> Reglo-ZS gear pump was used to force liquid circulation through condenser cooling block and aluminum heat exchanger.

T-type thermocouples ( $\pm 0.7 \text{ K}$ ) were used for temperature measurements in evaporator, adiabatic section, inlet/outlet cooling water and ambient: four thermocouples were installed in the evaporator zone, between heating plate and FPPHP within the grooves milled inside channel ribs; and two thermocouples were glued on back side of the device in the center of the adiabatic zone. Measurements of the fluid pressure at the bottom of evaporator (connected to central U-turn) were realized with GE<sup>®</sup> PTX5076-TA digital pressure sensor ( $\pm 200 \text{ Pa}$ ). Visualization of two-phase flow inside the device was realized via Canon<sup>®</sup> EOS 100D camera. Synchronization of recorded videos with other parameters was performed using LED, directly mounted on the PHP. Temperature and pressure data, as well gravity level, were acquired via NI<sup>®</sup> cRIO-9074 chassis with installed thermocouple and voltage inlet modules, and DC output module for synchronization procedure. The experimental system is schematically presented in fig. 1 (detailed description of the test section and experimental setup can be found in [9]).

Before filling procedure, leakage tests have been done using Pfeiffer Vacuum<sup>®</sup> Adixen ASM 142 helium leaks detector. Previous preliminarily terrestrial tests showed that molybdenum-water pair induces electrochemical reaction with generation of non-condensable gas and liquid/surface staining. Thus, pure ethanol was chosen as working fluid. Vacuumed PHP was filled with previously degassed ethanol with 40% of volumetric filling ratio (at  $20^\circ\text{C}$ ).

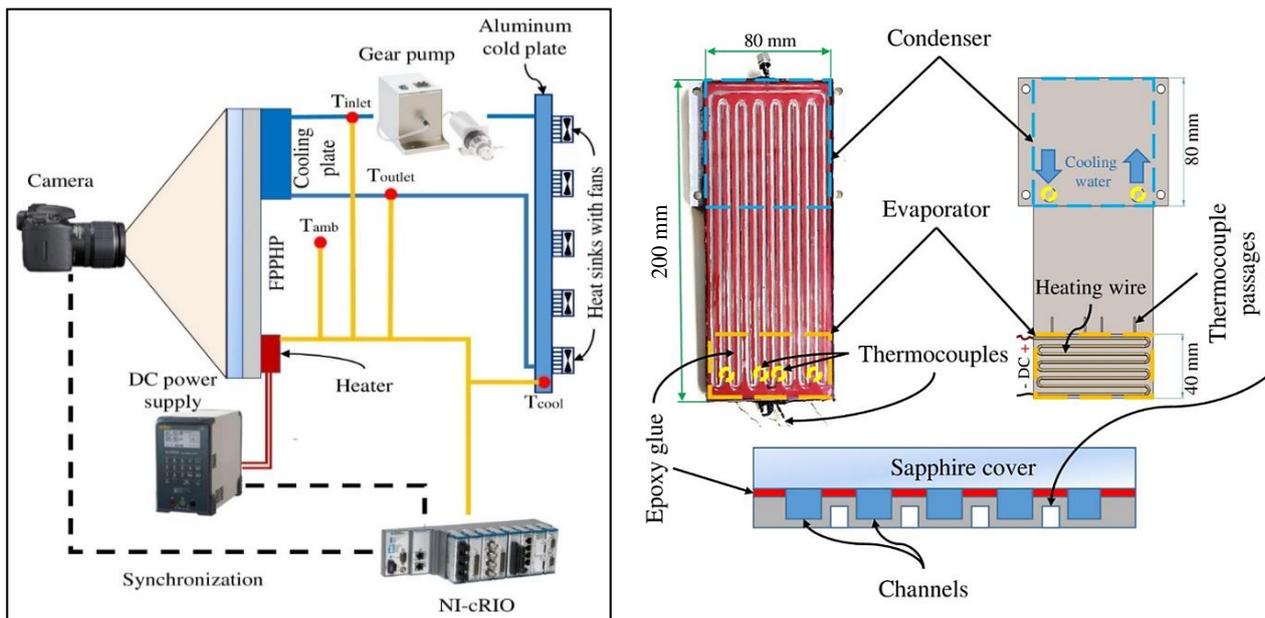


Figure 1: Schematic view of the experimental system (left); and details of the FPPHP (right)

Two computers are mounted into the main control rack for experimental system control, data acquisition and manipulations with camera. Developed LabView® software allows data acquisition and recording, trigger with camera for synchronization and input power regulation. Command systems also consist of security box (which is needed for partial or complete shutdown of experimental system in case of exceeding threshold temperature), self-made accelerometer and pump flow regulator. The main rack is connected to the onboard electrical system. The device was tested during ESA 69<sup>th</sup> parabolic flight campaign. During normal gravity periods, it operates in vertical position (BHM) due to normal gravity onboard of aircraft (the parabolic flight physics was described in details by Pletser et al [10]).

### 3. Results and Discussions

Fig. 2 depicts the temperature (red, orange and blue curves), pressure (gray curve) and gravity acceleration (dashed gray curve) profiles during one set of five consecutive parabolas for the FPPHP tested at 100 W of applied power. Just after each parabola starts, when microgravity conditions are reached, the evaporator temperatures drastically increase ( $\Delta T$ ) during the 22 s of microgravity, due to channel wall dry-out in the evaporator zone and liquid accumulation in the condenser zone (as showed in Fig. 3 – 0 s). This phenomena was observed for all tested heat loads applied (from 25 W to 150 W) during current work (graphics are not presented due to very similar temperature behavior, but average values of “ $\Delta T$ ” for all tested cases are shown in table 1). Adiabatic temperatures also smoothly increase during the beginning of the microgravity period – and heat is transferred mostly by conduction. Similarly to the adiabatic temperatures, pressure in evaporator slightly increases, probably due to evaporation of the residual liquid and vapor superheating. Sometimes, evaporator temperature drops during parabola were observed (fig. 2, parabola 3). At the same time, pressure and adiabatic temperature surges also can be observed, which illustrates the sudden change of the FPPHP operational mode – transition from stopover to oscillations, due to the two-phase fluid flow “re-activation” (as already observed in [9]).

Based on the observed temperature behavior of the FPPHP during microgravity periods, particularly during temperature drop and flow re-activation, two-phase flow comportment is of special interest to better understand the processes taking place inside the device. Fig. 3 presents three photographic prints of flow patterns inside the FPPHP during half second prior to re-

activation (Fig. 2, parabola 3): liquid accumulation in condenser in form of plugs is clearly seen in left picture (at  $t = 0$  s); middle image shows the fluid distribution and liquid plugs displacement (red and blue rectangles) at  $t = 0.3$  s; and right figure presents a “mixed” flow pattern just after re-activation (at  $t = 0.43$  s), which includes four flow regimes in the form of bubbly, slug-plug, elongated slug (transition to annular) and semi-annular/annular flows.

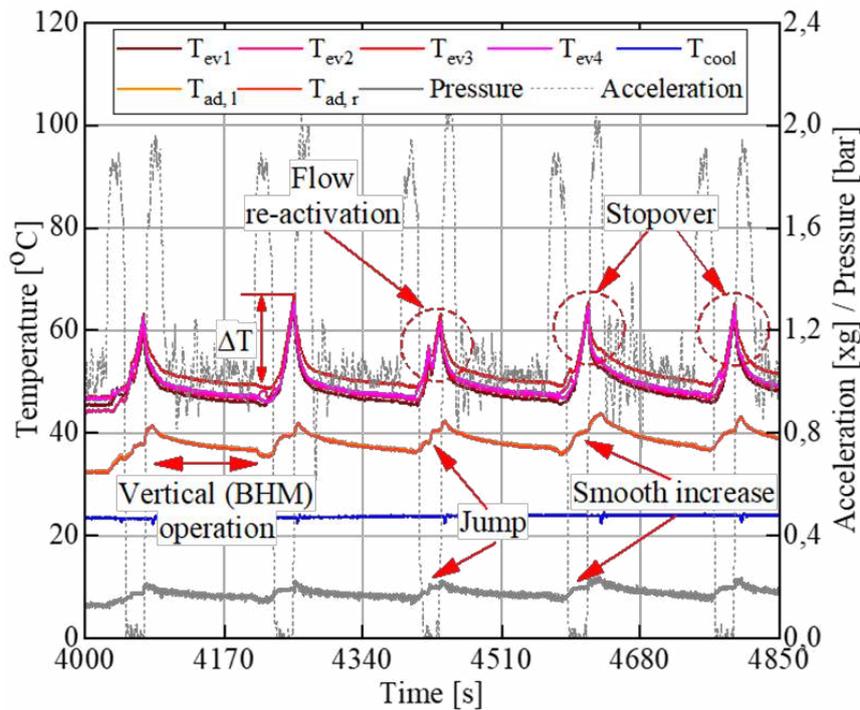


Figure 2: Transient temperatures and pressure responses of the FPPHP related to the gravity acceleration changes at 100 W of heat load

Heat load (W)	25	50	75	100	125	150
Average $\Delta T$ (K)	3	6	10	22	28	37

Table 1: Average temperature drop values during parabola

In previous work on flow transition during microgravity [9], a numerical tool was developed in order to understand the transition mechanism, allowing the vapor-liquid interface tracking prior to menisci deformation and/or their disappearance (flow regime transition). Knowing menisci positions for each image frame permits to determine their velocities and accelerations as functions of time until flow pattern change.

In general, extracted from videos menisci positions, velocity and acceleration profiles during microgravity periods look very similar to those presented in Fig. 4 (here for two successive channels, 8 and 9, connected by a U-turn in the condenser zone): from the start of the microgravity phase, the fluid flow operation could be divided in three periods: (1) transition from oscillations to stopover, (2) stopover establishment and (3) transition from stopover to oscillation mode. Beyond that, it is impossible to track the menisci, completely broken by very harsh fluid flow motion. First attempt to understand the recovery of oscillatory operation included hypothesis that liquid slugs penetrate in the evaporator zone and, due to their evaporation, lead to local pressure increases that force the startup of the overall motion. But, as can be seen from Fig. 4, liquid does not enter in the evaporator (bounded in the lower part by the dashed red line). Probably, activation of oscillatory motion of liquid plugs is provoked by liquid film evaporation in superheated adiabatic zone or non-uniform heating of evaporator.

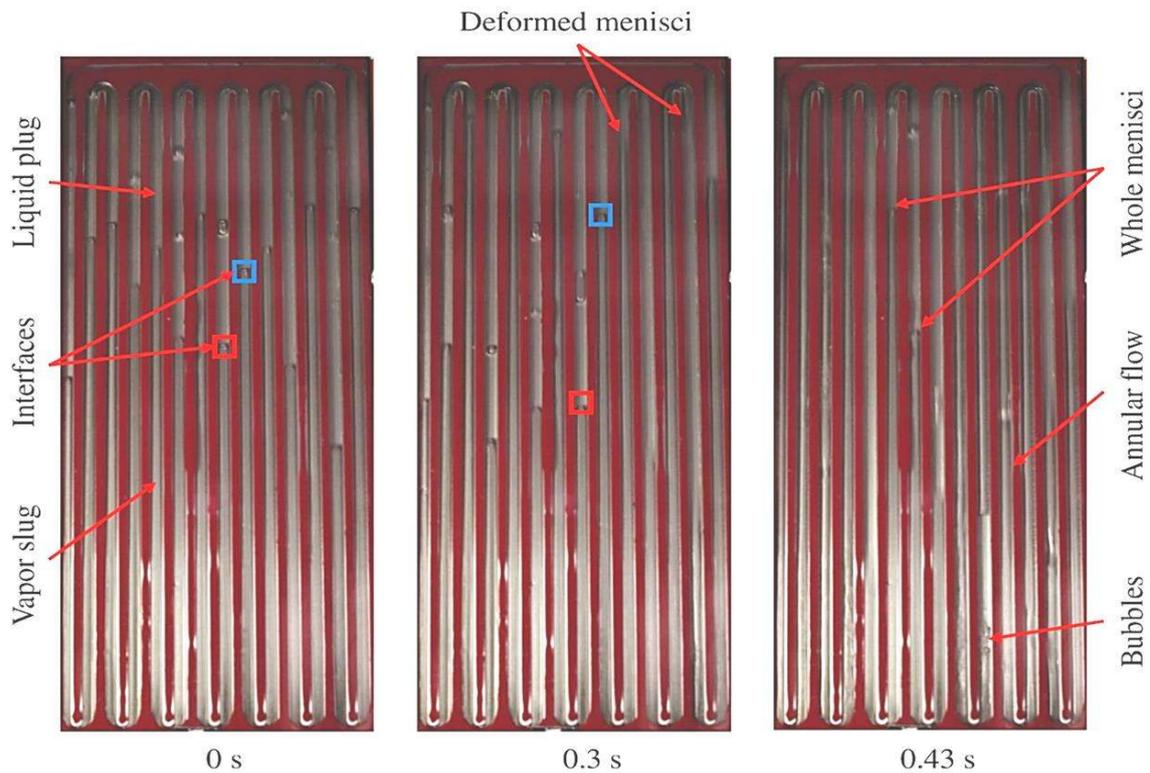


Figure 3: Flow pattern inside the FPPHP during flow transition (100 W)

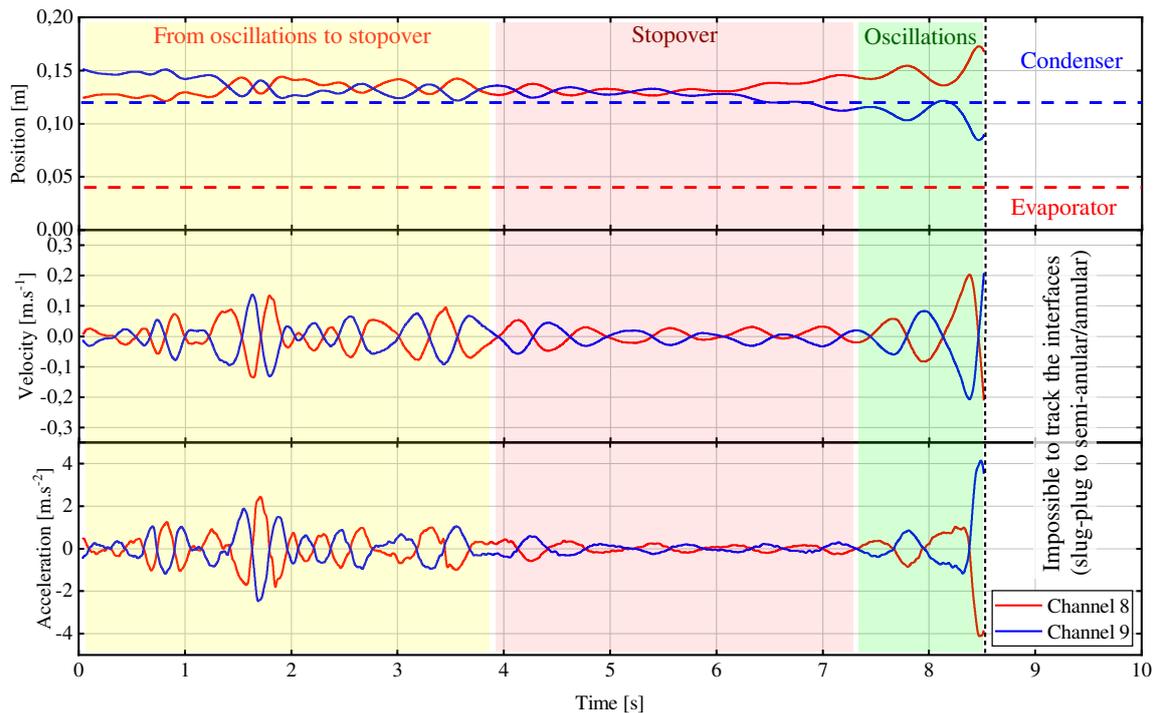


Figure 4: Position, velocity and acceleration of liquid-vapor interfaces in two central neighboring channels (100 W)

From velocities profiles of Fig. 4 it can be seen that, during period of transition to stopover, oscillation velocities almost do not exceed  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$ , but they are very close to it. Menisci velocity amplitudes greatly decrease during stopover period and do not exceed the value of  $0.03 \text{ m.s}^{-1}$ . However, the main aim of this work is a quantitative characterization of the flow transition in FPPHP during microgravity and, looking back to the past researches, the most important is the transitional velocities and accelerations determination, from slug to semi-

annular-annular flow pattern, which can be defined here at the point before menisci deformation or disappearance (Fig. 5).

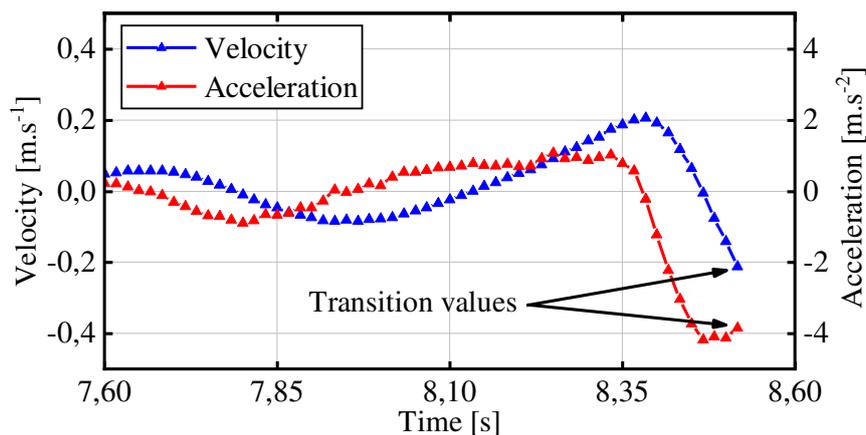


Figure 5: *Transient velocities and accelerations of liquid-vapor interface 1 s before flow transition from slug-plug to semi-annular/annular*

Defined transitional velocities, and accelerations, are in the range from  $0.03 \text{ m.s}^{-1}$  to  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$ , and from  $0 \text{ m.s}^{-2}$  to  $9.5 \text{ m.s}^{-2}$ , respectively. Nevertheless, the corresponding average transitional velocities and accelerations are plotted in Fig. 6 as functions of heat load. The global increase in transitional velocities and accelerations with heat load can be explained by the evaporator superheat evolution leading to higher pressure differences during evaporation (main driving mechanism).

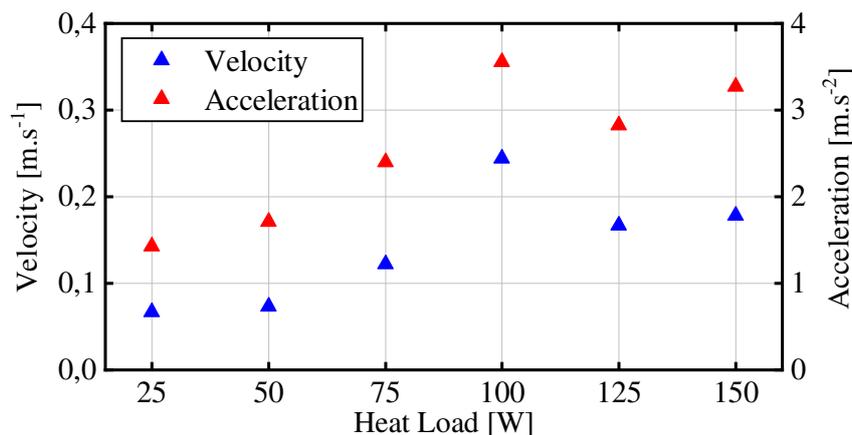


Figure 6: *Average velocities and accelerations distribution at transition from slug-plug to semi-annular/annular regime*

A universal definition of fluid flow pattern in pulsating heat pipes remains a big challenge due to the complex links between thermal and hydraulic operations. Existing correlations and flow pattern maps for slug-plug flows include known “input” parameters, like mass flow rate and vapor quality. Pietrasanta et al [11] proposed a first attempt of flow pattern map developed for thermally driven two-phase systems (i.e. a single-loop pulsating heat pipe) based on modified Weber ( $We$ ), Bond ( $Bo$ ) and Froude ( $Fr$ ) numbers. The latter are used to express the ratios between inertial and surface tension forces, between external body forces and surface tension forces, and between momentum and external body forces, respectively. The modification from original numbers consists in replacing the gravity component  $g$  by actual acceleration ( $dv/dt$ ) of menisci, and adding the ratio between bubble length  $L_b$  and channel diameter  $D$ . The modified  $We^*$ ,  $Fr^*$  and  $Bo^*$  numbers were calculated as follow [11]:

$$We^* = \frac{\rho_l v^2 D}{\sigma} \left( \frac{L_b}{D} \right) \quad (1)$$

$$Fr^* = \frac{v}{\sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)D\left(\frac{L_b}{D}\right)}} \quad (2)$$

$$Bo^{*0.5} = \left[\frac{\rho}{\sigma} \frac{dv}{dt}\right]^{0.5} D \left(\frac{L_b}{D}\right) \quad (3)$$

Regarding our experimental conditions in which liquid collects in condenser with almost equal lengths of liquid slugs, we used the same modified numbers, excluding component of bubble-length-to-channel-diameter ratio. Based on these modified non-dimensional numbers and experimentally obtained data-points, a novel flow pattern map is proposed for transition from slug-plug flow to semi-annular/annular using  $Fr^{*0.25} \times We^{*0.25}$  as the ordinate and  $Bo^{*0.5}$  as the abscissa (fig. 7). Also, data previously obtained for FPPHPs with 11 U-turns in evaporator, channel  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  (200 W) and  $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$  (50 W), and filled with FC72, is added to the plot.

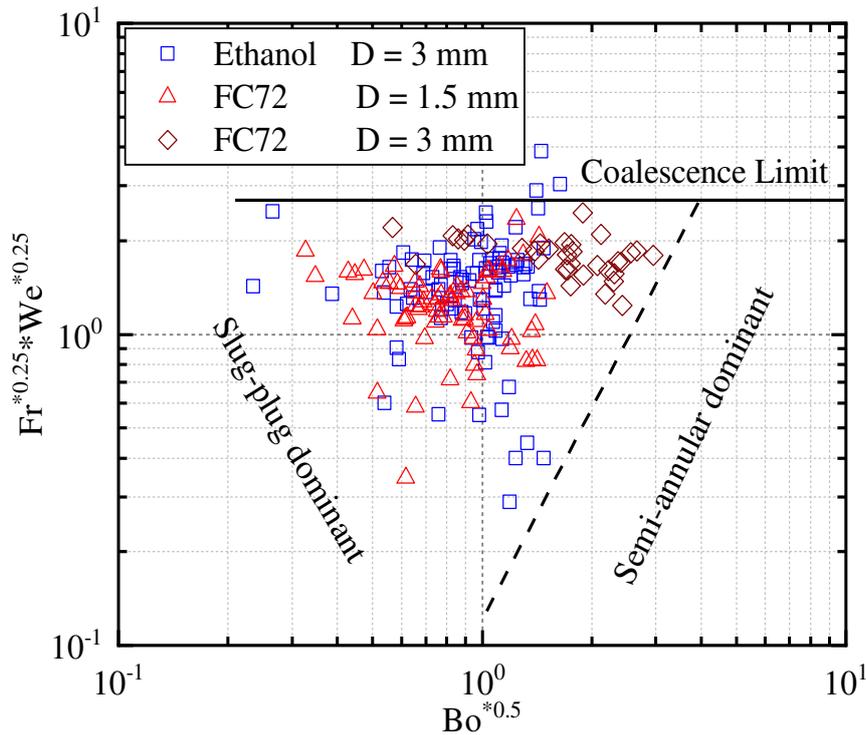


Figure 7: Developed flow map for ethanol and FC72.

Following the proposed flow pattern map, the increase of  $Fr^{*0.25} \times We^{*0.25}$  leads to the reduction in surface tension dominance, resulting in bubble coalescence. The same can be concluded regarding transition from slug-plug to semi-annular/annular flow: with Bond number increase, the influence of surface tension decreases, provoking the flow transition.

Coalescence limit:

$$Fr^{*0.25} \times We^{*0.25} = 2.72 \quad (4)$$

Transition from slug-plug to annular:

$$Fr^{*0.25} \times We^{*0.25} = 0.125 \times (Bo^{*0.5})^{2.22} \quad (5)$$

Obtained correlations are quite different from proposed by Pietrasanta [11], probably due to higher complexity of given heat pipe, microgravity and rectangular channel shape which also influences on menisci formation. In addition, very narrow number of experimentally obtained data points provide a limited flow pattern map. Finally, the proposed correlations (Eq. (4-5)) and Fig. 7 can be used as a first step of limited flow regime map for predicting transitions in flat plate pulsating heat pipes operating in given conditions.

## 4. Conclusion

Thermal behavior and two-phase flow regimes in flat plate pulsating heat pipe operated under microgravity conditions were studied in this work. During microgravity periods, device mostly operated in dry-out mode. It was found that, during some parabolas, stop-over periods occur and are sometimes interrupted by a flow pattern transition from slug to annular flow, with uniform liquid distribution inside pulsating heat pipe, also called re-activation phases.

An object-tracking based visual analysis methodology has been developed, for liquid-vapor interfaces position determination, and was validated and implemented to study the flow behavior during stopover and re-activation periods under microgravity conditions.

A flow pattern map (based on modified Bond, Weber and Froude numbers including the actual fluid acceleration instead of constant gravity acceleration value), like that developed in [11], was adapted with results obtained during current work transitional velocities and accelerations of liquid plugs inside flat plate pulsating heat pipes with square channels.

## References

- [1] M. Mochizuki, Th. Nguyen, K. Mashiko, Y. Saito, T. Nguyen, V. Wuttijumnong, A review of heat pipe application including new opportunities, *Fr. Heat Pipes 2* (2011) 1-15.
- [2] S. Khandekar, P. Charoensawan, M. Groll, P. Terdtoon, Closed loop pulsating heat pipes, part B: visualization and semi-empirical modeling, *Appl. Th. Eng.* 23 (2003) 2021-2033.
- [3] B. Tong, T. Wong, K. Ooi, Closed-loop pulsating heat pipe, *Appl. Th. Eng.* 21 (2001) 1845–1862.
- [4] S. Liu, J. Li, X. Dong, H. Chen, Experimental study of flow patterns and improved configurations for pulsating heat pipes, *J. Therm. Sci.* 16 (2007) 56–62.
- [5] R. Senjaya, T. Inoue and Y. Suzuki, Oscillating Heat Pipe Simulation with Bubble Generation, *Proc. 15th Int. Heat Pipe Conf* (2010.).
- [6] M. B. Shafii, A Faghri and Y. Zhang, Thermal Modeling of Unlooped and Looped Pulsating Heat Pipes., *ASME. J. Heat Trans.*, 123 (2001), 1159-1172.
- [7] D. Bastakoti, H. Zhang, D. Li, W. Cai and F. Li, An overview on the developing trend of pulsating heat pipe and its performance., *Appl. Therm. Eng.* 141 (2018), 305-332.
- [8] X. Tang, L. Sha, H. Zhang, Y. Ju, A review of recent experimental investigations and theoretical analyses for pulsating heat pipes., *Front. Energy.*, 7 (2013), 161-173.
- [9] M. Slobodeniuk, R. Bertossi, V. Ayel, R. Ravichandran, K. Thyagarajan, C. Romestant and Yves Bertin, Experimental study of the flat plate pulsating heat pipe operation during dry-out and flow re-activation periods under microgravity conditions., *Int. J. Multiph. Flow*, 147 (2022), 103888.
- [10] V. Pletser, S. Rouquette, U. Friedrich, J.-F. Clervoy, Th. Gharib, F. Gai and Ch. Mora, The First European Parabolic Flight Campaign with the Airbus A310 ZERO-G., *Microgravity Sci. Tech.*, 28 (2016), 587–601.
- [11] L. Pietrasanta, M. Mameli, D. Mangini, A. Georgoulas, N Michè, S. Filippeschi and M. Marengo, Developing flow pattern maps for accelerated two-phase capillary flows., *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 112 (2020), 109981.

## Acknowledgements

This work was supported by European Space Agency in the framework of MAP INWIP and MAP TOPDESS research projects.

# Ébullition en film sous flux solaire concentré

Dylan LORFING<sup>1</sup>, Quentin FALCOZ<sup>2</sup>, Aras AHMADI<sup>1</sup>, Régis OLIVÈS<sup>3\*</sup>

<sup>1</sup>TBI, Université de Toulouse, CNRS, INRAE, INSA

135 Avenue de Ranguel, 31077, France

<sup>2</sup> PROMES-CNRS - Université de Perpignan Via Domitia

7 rue Félix Trombe, Odeillo - 66120 Font-Romeu

<sup>3</sup> PROMES-CNRS - Université de Perpignan Via Domitia

Rambla de la thermodynamique - 66100 Perpignan

\*(auteur correspondant : olives@univ-perp.fr)

**Résumé** - L'ébullition en film sous flux solaire concentré est étudiée à l'aide d'un dispositif expérimental constitué d'un cône renversé qui plonge partiellement dans un réservoir rempli d'eau et placé au foyer d'un concentrateur parabolique. Il s'agit d'analyser le régime d'ébullition en film, de déterminer les conditions opératoires nécessaires au bon fonctionnement du récepteur-évaporateur et d'évaluer ses performances thermiques selon ses propriétés. Un coefficient d'échange thermique en ébullition en film dans une géométrie conique est identifié et une corrélation semi-empirique est établie.

## Nomenclature

$D$	diamètre, m	$boil$	ébullition
$ep$	épaisseur, m	$ext$	extérieur
$g$	gravité, $m.s^{-2}$	$i$	interface
$h$	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$in$	entrée
$h'$	enthalpie, $J.kg^{-1}$	$inf$	inférieur
$L_c$	longueur caractéristique, m	$int$	intérieur
$S$	surface d'échange, $m^2$	$l$	liquide
$T$	température, K	$out$	sortie
<i>Symboles grecs</i>		$per$	pertes
$\alpha$	demi-angle d'ouverture du cône, °	$rec$	récepteur
$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	$sat$	saturation
$\nu$	viscosité cinématique, $m^2/s$	$sol$	solaire
$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$	$sup$	supérieure
$\sigma$	tension superficielle, $N.m^{-1}$	$v$	vapeur
<i>Indices et exposants</i>			

## 1. Introduction

Le dessalement de l'eau de mer pour un approvisionnement en eau potable sécurisé fait partie des enjeux majeurs pour bon nombre de pays. Aussi, l'intégration des énergies bas-carbone dans les procédés de dessalement devient crucial. Ainsi, de plus en plus d'études portent sur la conception d'éco-procédés de dessalement de l'eau de mer utilisant, en particulier, l'énergie solaire [1]. Un système basé sur la génération de vapeur d'eau par ébullition de l'eau saumâtre à partir du rayonnement solaire concentré est proposé. Il s'agit de définir les conditions opératoires et la configuration géométrique adaptées à ce nouveau type de procédé. Dans le cadre de cette étude, un dispositif expérimental original a été mis en œuvre afin d'étudier les régimes d'ébullition sous flux solaire concentré. Il a été montré que le régime d'ébullition en film (régime de Leidenfrost) permettait de maintenir la surface d'évaporation propre, exempte de dépôt [1]. Or le dépôt de sel et de calcaire constitue un verrou technologique majeur dans

le développement des procédés de dessalement par voie thermique. Des expériences sont donc réalisées à l'aide de ce dispositif pour étudier le régime d'ébullition en film et donc de déterminer les conditions opératoires nécessaires au bon fonctionnement de l'évaporateur. Une étude théorique est aussi menée afin d'identifier le coefficient d'échange thermique en ébullition en film dans une géométrie conique et d'établir une corrélation semi-empirique. Les performances thermiques du système récepteur-générateur de vapeur sont alors évaluées en fonction de ses propriétés thermiques et géométriques.

## 2. Travail expérimental

### 2.1. Montage expérimental

Un dispositif expérimental a été mis au point pour pouvoir exploiter le rayonnement solaire concentré par un réflecteur parabolique installé au Four solaire d'Odeillo. Après une double réflexion le rayonnement est appliqué à la surface du récepteur-évaporateur. La figure 1 montre le système placé au foyer de la parabole à axe vertical. Le dispositif est constitué d'un récepteur, de son support et de deux réservoirs en polyméthacrylate de méthyle (PMMA), un réservoir principal dans lequel a lieu l'ébullition et un secondaire permettant de collecter le surplus de liquide (fig. 2).

Le récepteur-évaporateur est constitué d'une partie conique et d'un col circulaire permettant de faciliter sa fixation. La géométrie du récepteur peut être définie par 4 paramètres : le diamètre extérieur ( $D_{ext}$ ), le diamètre intérieur ( $D_{int}$ ) désignant le diamètre de la base de la cavité conique, le demi-angle d'ouverture de la cavité conique ( $\alpha$ ) et son épaisseur ( $ep$ ) (fig 3). La forme conique a pour intérêt d'avoir sur la face supérieure une cavité qui piège l'énergie solaire augmentant l'efficacité du système. De plus, sur la face inférieure du récepteur, l'extraction de la vapeur semble facilitée par cette forme conique.

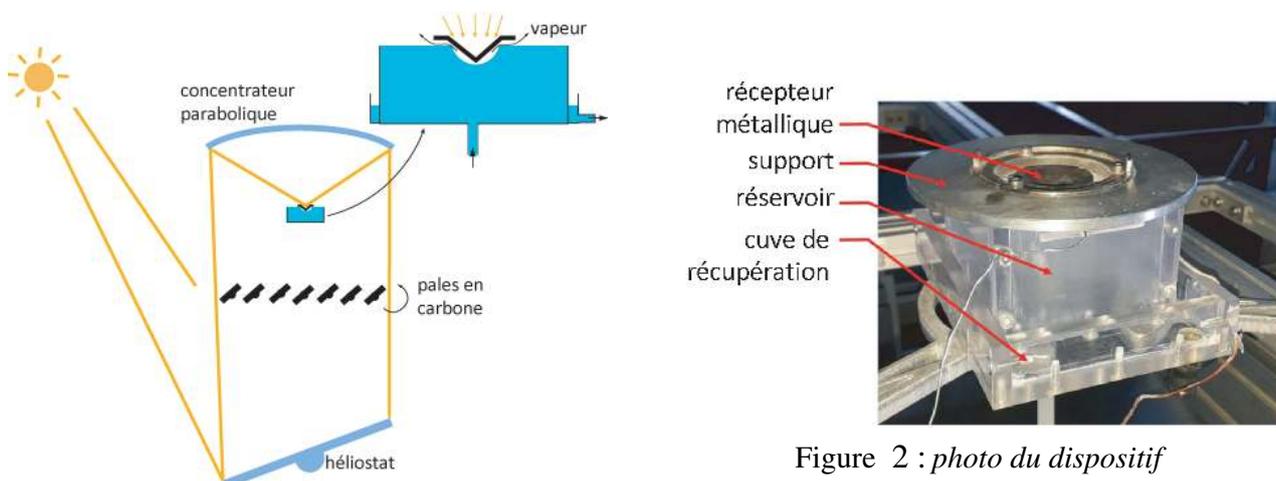


Figure 1 : Schéma du montage expérimental.

Les températures mesurées par des thermocouples de type K sont la température ambiante ( $T_{amb}$ ), la température de l'alimentation ( $T_{l,in}$ ), des sorties liquide et vapeur ( $T_{l,out}$  et  $T_{v,out}$  respectivement) et enfin les températures des parois inférieures et supérieures du récepteur ( $T_{rec,inf}$  et  $T_{rec,sup}$  respectivement). La mesure de l'irradiation normale directe (DNI) est effectuée par un pyrhéliomètre.

Une caméra Basler acA1920-150 $\mu$ m CMOS couplée à une lentille avec une distance focale de 35 mm permet le suivi visuel de la partie immergée du récepteur.

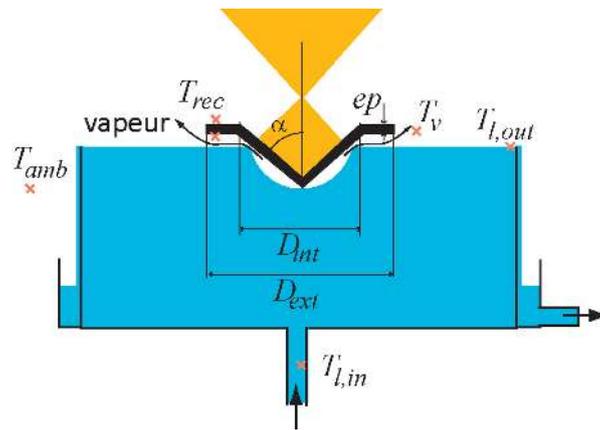


Figure 3 : Schéma du récepteur-évaporateur et de la cuve et position des thermocouples.

La cuve principale comporte une entrée d'eau en partie basse. L'alimentation en eau est assurée, de façon continue, par une pompe péristaltique. Une partie du liquide est vaporisée, la vapeur ainsi produite s'évacue naturellement dans l'atmosphère. La part de liquide non vaporisé atteint la cuve secondaire par débordement permettant de maintenir un niveau constant dans la cuve principale. Une sortie en fond de cuve secondaire assure l'évacuation du liquide par effet gravitaire; il est finalement collecté dans un réservoir de récupération. Deux balances numériques mesurent la masse en temps réel des deux réservoirs d'alimentation et de récupération en vue d'évaluer les débits d'eau et donc le débit de vapeur pour le bilan de masse.

## 2.2. Expérimentations

Durant l'expérimentation, le flux solaire concentré est absorbé par la surface supérieure du récepteur métallique. Sa température s'élève. La chaleur générée est transférée par conduction vers le bas du récepteur qui est immergé dans l'eau. L'ébullition a donc lieu sur l'ensemble de la surface inférieure immergée du récepteur métallique.

On constate sur la figure 4 que le film de vapeur commence par s'établir en haut de la partie immergée du récepteur puis progresse rapidement vers le bas du cône. Le temps nécessaire au passage en ébullition en film après le début de la crise d'ébullition dépend des conditions météorologiques, principalement du DNI, et du matériau utilisé pour le récepteur. Par exemple, pour le récepteur en cuivre de 40 mm de diamètre, 5 mm d'épaisseur avec un demi-angle d'ouverture de cône de 30°, la crise d'ébullition dure environ 20 secondes sous un flux d'environ 740 W, soit une densité de flux de 589 kW.m<sup>-2</sup>. Afin de déclencher la crise d'ébullition rapidement, il est nécessaire de placer le récepteur de telle sorte à l'avoir faiblement immergé. Lorsque le cône est suffisamment haut en température (200°C), la circulation d'eau est amorcée et l'ébullition démarre.

Une fois le film de vapeur mis en place, il reste stable même si la puissance entrante est diminuée. On constate ainsi que, lorsque le DNI diminue, le film se maintient grâce à l'inertie thermique du récepteur, et ce jusqu'à ce que la température de surface passe en dessous de 300°C.

On constate aussi un changement significatif concernant l'évacuation de la vapeur entre le régime d'ébullition nucléée et l'ébullition en film. En effet, lors de l'ébullition nucléée, le mouvement des bulles dans le liquide provoque des remous et notamment l'éjection de gouttelettes entraînées par la vapeur d'eau, conduisant à l'apparition d'un panache. Lors de l'ébullition en

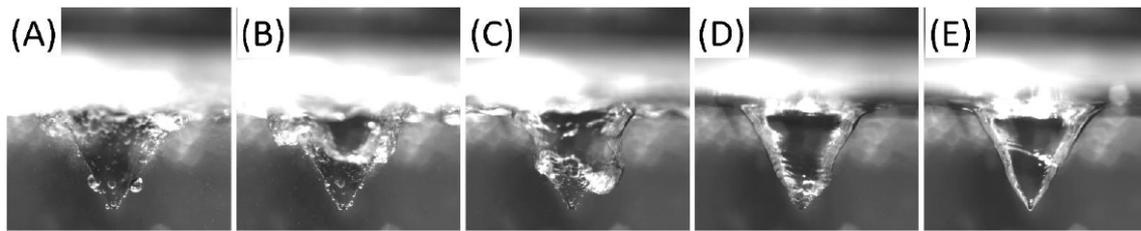


Figure 4 : Photographies de la crise d'ébullition : (A) ébullition nucléée, (B) début de la crise d'ébullition, (C) progression du film de vapeur, (D) fin de la crise d'ébullition, (E) ébullition en film totalement établie

film, la vapeur formée n'entraîne pas de gouttelettes d'eau, le panache de vapeur n'est plus visible (5).

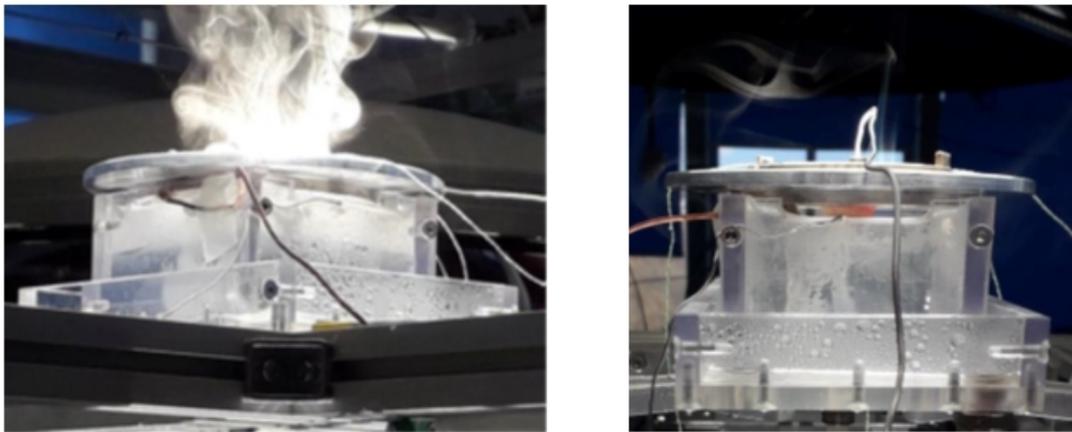


Figure 5 : Photographie du panache de vapeur en ébullition (A) nucléée et (B) en film

Plusieurs séries d'expérimentations ont été effectuées. La figure 6 représente les températures et puissances reçues en fonction du temps lors d'une expérimentation réalisée avec un récepteur en cuivre ( $D_{ext} = 40$  mm,  $D_{int} = 21$  mm,  $\alpha = 30^\circ$ ,  $ep = 5$  mm). Lors de cette expérimentation la puissance maximale disponible a été imposée au récepteur, jusqu'à l'obtention de la crise d'ébullition. Après la mise en place de l'ébullition en film, la surchauffe du récepteur a été évitée par régulation du flux d'entrée, deux niveaux de puissance ont été observés en régime permanent en ébullition en film. Entre le début de la mise en place du film ( $t = 2\ 600$  s) et la stabilisation des températures du récepteur (température inférieure et supérieure) peu de temps après l'installation complète du film de vapeur ( $t = 2\ 900$  s), soit en 300 s, le récepteur passe d'une température de 175 à 879°C pour la surface supérieure et de 172 à 872°C pour la surface inférieure.

Dans le cas du régime d'ébullition en film, au vu des expérimentations menées il apparaît que la diminution de l'angle de demi-ouverture du cône, l'utilisation de l'acier et le travail à des puissances concentrées plus faibles conduisent à de meilleures performances.

Il convient de noter que dès la première expérimentation une couche d'oxyde se forme à la surface du récepteur. Cette couche d'oxyde a l'avantage d'augmenter l'absorptivité et donc l'efficacité du récepteur. L'un des intérêts attendus du fonctionnement en film de vapeur est la protection de la paroi du récepteur vis-à-vis des dépôts de sel. L'eau du réseau utilisée au laboratoire étant calcaire, des observations ont pu être faites. En effet, au cours d'une

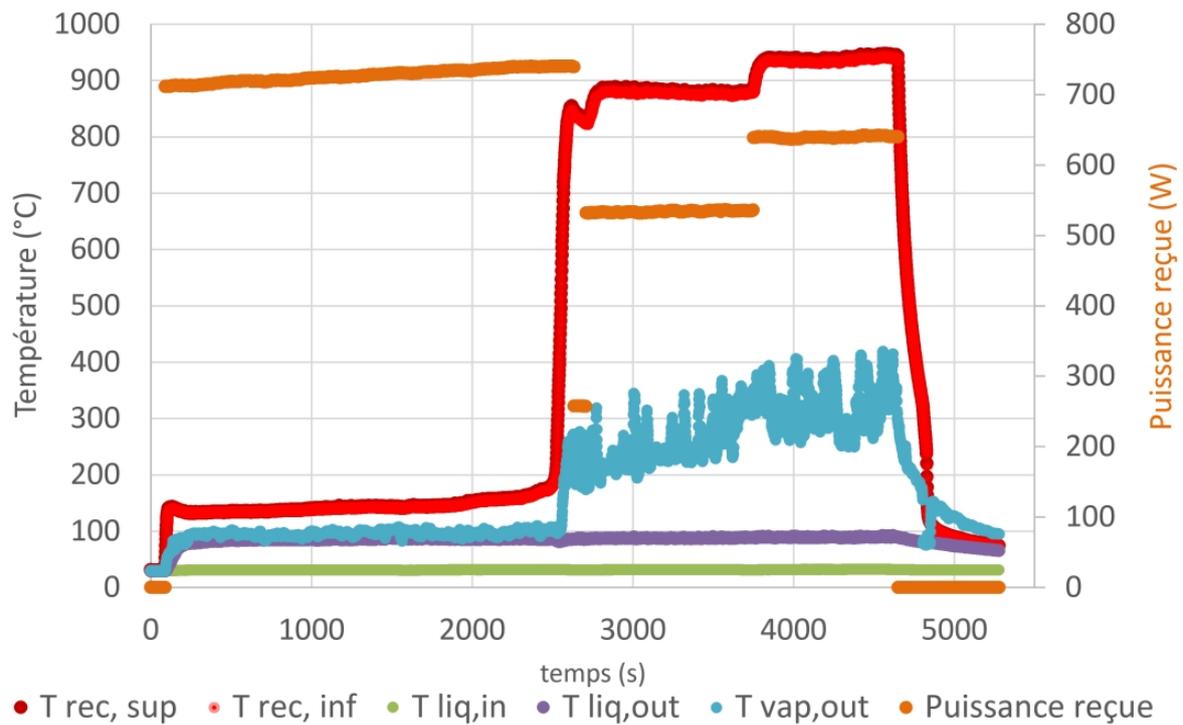


Figure 6 : Températures et puissance lors d'une expérimentation

série d'expérimentations, la comparaison de l'état du récepteur lors d'un fonctionnement en ébullition en film de vapeur et lors d'un fonctionnement en ébullition nucléée a été faite. La figure 7(A) montre l'état de la surface inférieure du récepteur en cuivre avec un demi-angle d'ouverture de  $30^\circ$  après un fonctionnement pendant 2 h en régime d'ébullition nucléée. La figure 7(B) montre quant à elle l'état de surface du même récepteur après un fonctionnement majoritairement en régime de film (mise en place du film en environ 30 minutes et maintien durant 1h30). On constate une différence importante sur l'état du récepteur dans les deux cas. Le dépôt de calcaire recouvre l'ensemble du récepteur lors d'un fonctionnement en régime nucléé alors que seule la zone à la base du cône est atteinte par ce dépôt dans le cas de l'ébullition en film. Dans le cas de l'ébullition en film, le début de la zone de dépôt correspond à la zone émergée du récepteur. L'ensemble de la paroi immergée semble nettement avoir été protégée du dépôt par le film de vapeur.

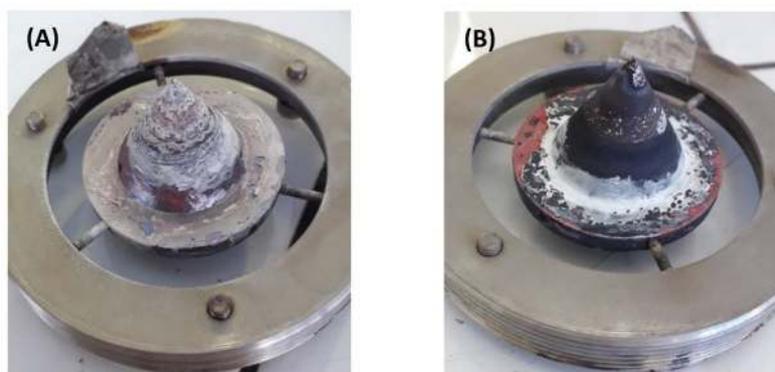


Figure 7 : Etat de surface du récepteur après utilisation en régime nucléé (A) et régime en film (B)

### 3. Modélisation

Le modèle repose sur les équations de bilan de masse et d'équilibre liquide-vapeur dans la cuve principale [2]. Les bilans d'énergie sur les différentes parties du système permettent de relier les puissances mises en jeu. La puissance transmise à l'eau via le récepteur  $\dot{Q}_{boil}$  est reliée à la puissance du rayonnement solaire concentré  $\dot{Q}_{sol}$  qui arrive à la surface du récepteur et à la puissance perdue  $\dot{Q}_{per}$  par réflexion, rayonnement et convection au niveau du récepteur. On considère que la puissance absorbée par le récepteur est intégralement transmise par conduction à la surface inférieure.

$$\dot{Q}_{boil} = \dot{Q}_{sol} - \dot{Q}_{per} \quad (1)$$

La puissance transmise à l'eau  $\dot{Q}_{boil}$  se répartit en deux contributions, l'une correspondant à la génération de vapeur qui se fait au débit massique  $\dot{m}_v$  et l'autre à la variation d'enthalpie de l'eau liquide entre l'entrée et la sortie avec un débit  $\dot{m}_l$  pris à la sortie :

$$\dot{Q}_{boil} = \dot{m}_v(h'_v - h'_{l,in}) + \dot{m}_l(h'_{l,out} - h'_{l,in}) \quad (2)$$

Outre les pertes thermiques par convection et rayonnement au niveau des parois de la cuve qui ont été évaluées par ailleurs [1], il s'agit de déterminer le transfert thermique par ébullition en film :

$$\dot{Q}_{boil} = h_{boil} S_{inf} (T_{rec,inf} - T_{sat}) \quad (3)$$

où  $T_{sat}$  est la température de saturation. S'ensuivra l'identification du coefficient d'échange  $h_{boil}$ . Bromley propose une relation implicite qui peut, en première approximation, s'exprimer de la façon simplifiée suivante [3] :

$$h_{boil} = h_{conv} + \frac{3}{4} h_{rad} \quad (4)$$

Comme aucune expression du coefficient d'échange n'est disponible dans la littérature pour un cône orienté vers le bas lors d'une ébullition en cuve, la configuration choisie dans cette étude est celle de la plaque plane inclinée. En première approximation, cela se justifie par le fait que le rayon de la section transversale du cône est suffisamment grand par rapport à l'épaisseur du film de vapeur. Ainsi, la contribution convective peut être évaluée à partir de la corrélation de Bromley [3] :

$$h_{conv} = C \left[ \frac{g(\rho_l - \rho_v) h'_v \lambda_v^3}{\nu_v (T_{rec,inf} - T_{sat}) L_c} \right]^{1/4} \quad (5)$$

où  $L_c$  est la dimension caractéristique et  $C$  une constante qui dépend de la géométrie. De ce fait,  $L_c$  correspond à la longueur de la génératrice du cône. L'inclinaison de la surface est alors prise en compte par l'introduction d'un terme correctif lié au demi-angle d'ouverture  $\alpha$  et se traduit par une gravité apparente  $g \cdot \cos(\alpha)$ .

Le coefficient d'échange par rayonnement est, quant à lui, estimé à partir de la relation suivante :

$$h_{rad} = \frac{\sigma (T_{rec,inf}^2 + T_{sat}^2) (T_{rec,inf} + T_{sat})}{(1/\epsilon_{rec,inf}) + (1/\epsilon_i) - 1} \quad (6)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann,  $\epsilon_{rec,inf}$  et  $\epsilon_i$  les émissivités respectives de la surface inférieure du récepteur et de l'interface vapeur/liquide [4].

## 4. Résultats et discussion

À partir de différentes expérimentations, il a été possible d'identifier le coefficient d'échange à l'aide des relations (4), (5) et (6). La figure 8 présente les résultats obtenus pour une série d'expérimentations réalisées sur un récepteur en cuivre ( $D_{ext} = 40$  mm,  $D_{int} = 21$  mm,  $\alpha = 30^\circ$ ,  $ep = 5$  mm d'épaisseur). À l'aide de la méthode des moindres carrés, les valeurs de températures et de débit de vapeur obtenues par le modèle sont comparées à celles mesurées et le coefficient  $C$  intervenant dans l'équation (5) est identifié :  $C = 1,069$ . On obtient des coefficients d'échange convectif de l'ordre de  $160 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

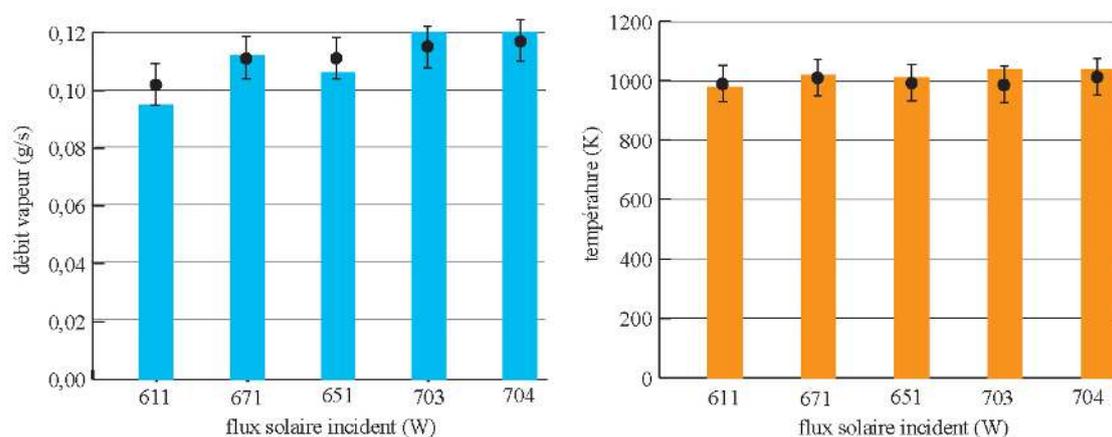


Figure 8 : Comparaison entre les valeurs modélisées (barres) et expérimentales (●) du débit de vapeur (barre d'erreurs de 7%) et de la température de la surface inférieure du récepteur (barre d'erreurs de 5%), obtenues pour différents flux solaires incidents.

Suite à l'identification des différents paramètres et en particulier des températures, il est constaté que le rayonnement contribue à hauteur de 18% au transfert au niveau du film (soit un coefficient d'échange  $h_{rad}$  de l'ordre de  $35 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ). Compte tenu des températures, la densité de puissance est d'environ  $140 \text{ kW.m}^{-2}$ , soit un flux  $\dot{Q}_{boil} = 260 \text{ W}$ .

Un indicateur de performance est le rendement thermique qui peut être défini par la relation suivante :

$$\eta = 1 - \frac{\dot{Q}_{per}}{\dot{Q}_{sol}} \quad (7)$$

Ainsi, à partir du modèle, un cas de référence a pu être établi [1]. Sous un flux solaire concentré de  $1000 \text{ W}$  et avec un débit de  $3,5 \cdot 10^{-4} \text{ kg.s}^{-1}$ , on obtient un rendement thermique d'environ 82%. Les principales pertes sont dues à la radiativité du récepteur, c'est-à-dire au rayonnement émis et réfléchi par la partie conique du récepteur. Elles sont de l'ordre de 15%. Les autres pertes sont liées aux pertes par convection. Une amélioration notable consisterait à opter pour un revêtement sélectif en partie supérieure (une forte absorbance dans le spectre visible et une faible émissivité dans le spectre infrarouge).

Outre l'émissivité, un paramètre intéressant est le demi-angle d'ouverture. Une étude de sensibilité a été menée afin de connaître son influence sur le rendement thermique. Or, a priori, ce paramètre induit deux effets parallèles : un premier sur la surface d'échange et un second sur les propriétés optiques de la cavité. Il s'avère qu'il a une influence nettement plus forte sur la surface d'échange. Enfin, et de façon globale, la figure 9 montre la variation du rendement thermique en fonction de  $\alpha$ . Les meilleures performances sont obtenues pour un demi-angle le plus faible possible. En effet, un petit demi-angle améliore l'effet cavité permettant de piéger le

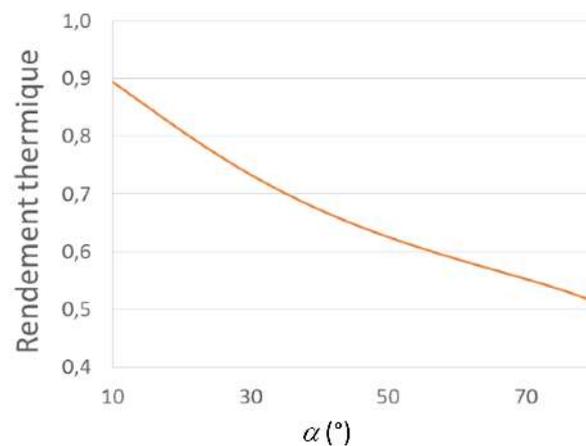


Figure 9 : Rendement thermique pour différents demi-angles d'ouverture du cône du récepteur

rayonnement et augmente la surface immergée. En outre, cette configuration semble avoir tendance à favoriser l'évacuation de la vapeur. Afin de confirmer ce point, une analyse numérique sur l'écoulement dans la cuve devra être effectuée.

## 5. Conclusion

Dans le cadre de la conception d'éco-procédé de dessalement de l'eau de mer utilisant l'énergie solaire, un dispositif a été conçu pour étudier l'ébullition sous flux solaire concentrée. Ce montage a permis de valider le modèle théorique d'un récepteur-évaporateur de forme conique. L'identification de paramètres tels que les températures et le débit de vapeur a pu être menée en régime d'ébullition en film (régime de Leidenfrost). Le coefficient d'échange entre la paroi et le film de vapeur a été évalué à partir de corrélations semi-empiriques établies dans des configurations géométriques différentes. Afin de compléter l'analyse, il s'agira désormais d'identifier le coefficient d'échange pour différents demi-angles de cône. D'autres expérimentations permettront de connaître le comportement selon les matériaux de récepteur envisagés tels que le cuivre, la fonte ou l'acier 304L. Le même type d'expérimentation sera mené avec de l'eau salée en régime de Leidenfrost afin de mettre en évidence les phénomènes induits par la présence du sel et l'influence du film sur la préservation de la surface chauffante. Afin d'affiner la compréhension du comportement du récepteur-évaporateur, une modélisation numérique sera nécessaire. Elle devra prendre en compte le couplage des phénomènes de changement de phase et de convection thermosolutale sous flux solaire concentré et aura pour objectif d'établir les conditions optimales de fonctionnement pour la génération de vapeur à partir d'eau salée.

## Références

- [1] D. Lorfing, *Éco-procédé thermosolaire hybride de dessalement d'eau de mer sous concentration*, Thèse de doctorat, Univ. Féd. Toulouse M.-P. (2021).
- [2] D. Lorfing et al., Design and performance of a new type of boiler using concentrated solar flux, *En. Conv. Man.*, 249 (2021).
- [3] L.A. Bromley, Heat transfer in stable film boiling, *Chem. Eng. Prog.*, 46-5 (1950) 221-227.
- [4] V.P. Carey, *Liquid-Vapor phase-change phenomena*, CRC Taylor&Francis Group 3rd Ed (2020).

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Emmanuel Guillot, Nicolas Boulet, Roger Garcia et Claude Le Men pour leur soutien technique.

# Encapsulation de matériaux à changement de phase dans un emballage alimentaire

Hong-Minh HOANG<sup>1\*</sup>, Anthony DELAHAYE<sup>1</sup>, Stéphanie LACOUR<sup>1</sup>, Isabelle CAPRON<sup>2</sup>, Jean-Eudes MAIGRET<sup>2</sup>, Denis LOURDIN<sup>2</sup>, Sebastien SAAVEDRA<sup>1</sup>, Alain DENIS<sup>1</sup>, Daniel BAGHERI<sup>1</sup>, Laurence FOURNAISON<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université Paris-Saclay, INRAE, FRISE, 92761, Antony, France

<sup>2</sup>UR1268 Biopolymères Interactions Assemblages, INRAE, 44316, Nantes, France

\* (auteur correspondant : hong-minh.hoang@inrae.fr)

**Résumé** - La rupture de la chaîne du froid est responsable de pertes alimentaires qui génèrent un coût économique et environnemental non négligeable. Une solution pour ralentir le réchauffement consiste à utiliser des matériaux à changement de phase (MCP) dans des emballages ; ces matériaux lors de leur fusion deviennent une source de production de froid et permettent de maintenir pendant un certain temps le produit dans les bonnes conditions de conservation (température réglementaire). Dans ce travail, un dispositif expérimental et un modèle dynamique ont été développés afin d'étudier 2 configurations d'emballages contenant des MCP: les films biosourcés (amidon) intégrant des MCP et un système dans lequel les MCP (tétradécane et hexadécane) ont été déposés en son état naturel (bulk). Une simulation d'une rupture de la chaîne du froid, représentée par un réchauffement de 0 °C à 30 °C, a été considérée dans cette étude.

## Nomenclature

$C_p$	Capacité thermique, $J.kg^{-1}.^{\circ}C^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.^{\circ}C^{-1}$
$h$	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.^{\circ}C^{-1}$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$HD$	Hexadécane	<i>Indices et exposants</i>	
$L_f$	enthalpie de fusion du MCP, $kJ.kg^{-1}$	$ae$	l'air extérieure de la boîte test
$m$	masse, kg	$ai$	l'air intérieure de la boîte test
$S$	surface d'échange, $m^2$	$f$	fusion du MCP
$t$	temps, s	$i$	indice de discrétisation spatiale
$T$	température, $^{\circ}C$	$j$	indice de discrétisation temporelle
<i>Symboles grecs</i>		$l$	liquide
$\Delta t$	pas de temps (modèle), s	$pe$	paroi extérieure
$\Delta x$	pas de discrétisation (modèle), m	$pr$	produit test
		$s$	solide

## 1. Introduction

Pour conserver les qualités gustatives et nutritionnelles des aliments tout en protégeant la santé du consommateur, il est nécessaire de maintenir les produits alimentaires sous une température seuil fixée par la réglementation (8 °C pour les denrées alimentaires périssables). Cela est réalisé par une chaîne du froid maîtrisée ; cette chaîne du froid est constituée de l'ensemble des opérations logistiques (transport, stockage) depuis l'usine jusqu'au consommateur. Lorsqu'un produit n'a pas été conservé à sa température réglementaire pendant un temps donné, il y a rupture de la chaîne du froid [1]. Cette rupture peut rendre impropre à la consommation des aliments, ce qui a pour conséquence des problèmes sanitaires et du gaspillage alimentaire avec des impacts économiques et environnementaux importants.

Une solution pour ralentir le réchauffement des produits est d'utiliser des matériaux à changement de phase (MCP) capables de changer d'état physique liquide / solide dans une plage de température restreinte permettant une atténuation de la variation de température. Des

études expérimentales et de modélisation de maintien en température de produits placés dans une boîte isotherme contenant du MCP ont permis d'étudier l'influence du matériau et de sa géométrie [2]. De nombreux travaux portent sur l'intérêt des MCP pour allonger la durée de conservation à température réglementaire [2-5].

Toutefois, cette solution nécessite d'une part de trouver le(s) « bons » MCP avec les propriétés convenables à l'application « emballage » (i.e. risque alimentaire lié au contact avec des aliments à considérer) et d'autre part une mise en forme adéquate de ces matériaux permettant de supporter le changement de phase solide/liquide. En effet, le MCP doit à la fois apporter une inertie thermique dans la gamme de température de conservation (0-8 °C, au voisinage du produit) et limiter le flux de chaleur entrant dans l'emballage depuis l'ambiance (en ajoutant une résistance thermique supplémentaire à l'emballage). Si un seul MCP est utilisé, se pose alors la question du choix de sa température de fusion : doit-elle être inférieure à la température de conservation (au risque de congeler le produit), ou un peu plus élevée pour mieux résister aux apports thermiques extérieurs ? Quelques travaux ont exploré la possibilité d'inclure dans un emballage sous forme de film un MCP pour assurer une protection thermique [5, 6]. Le procédé utilisé était basé sur de l'électrospinning qui permet de piéger du MCP (jusqu'à 40 % de fraction massique) dans une matrice polymère. Cependant, d'autres questions se posent sur la quantité « optimale » du MCP à incorporer et sur l'impact environnemental de l'utilisation de ces nouveaux emballages.

Certaines études récentes ont exploré la possibilité d'incorporer sous forme de microgouttes dans un film d'amidon une fraction volumique importante de MCP (eicosane, jusqu'à 45%) [7]. Ce MCP qui peut être sous forme liquide ou solide est ainsi encapsulé dans un système stable sur de nombreux mois. La fusion de l'eicosane se produit vers 37 °C avec une enthalpie de l'ordre de 72 J/g de film, de façon parfaitement réversible, sans altérer la tenue mécanique des films. Ces premiers travaux montrent l'intérêt théorique d'un tel matériau composite, modulable en température de fusion par le choix du MCP.

L'objectif de ce travail est, d'abord, d'étudier différentes configurations expérimentales permettant d'évaluer le potentiel d'utilisation de ce type de matériau, soit un film d'amidon (sans et avec MCP - hexadécane), pour une application d'emballage alimentaire. Les performances (maintien de température d'un produit test) des configurations « film » ont été comparées avec celles des configurations « bulk » (100% MCP non encapsulé). Les résultats expérimentaux ont permis de valider un modèle dynamique. Ce dernier pourrait être utilisé pour prédire les comportements d'autres configurations en vue de futures validations expérimentales.

## **2. Matériels et méthodes**

### **2.1. Dispositif expérimental**

Un dispositif expérimental a été développé et composé des éléments suivants :

- Boîtes test à MCP permettant d'intégrer les films d'amidon ou de contenir du MCP en bulk (Cf. Figures 3 et 4)
- Une chambre thermique permettant de produire des cycles de température (Cf. Figure 6): refroidissement - réchauffement
- Une centrale de mesures avec des thermocouples étalonnés (incertitude  $\pm 0,1$  °C)

#### **2.1.1. Choix de MCP**

- a) MCP en bulk

Le choix de MCP en bulk s'est porté sur deux paraffines : le tétradécane et l'hexadécane. La température de fusion du tétradécane ( $T_f = 7 \text{ °C}$ ,  $L_f = 237 \text{ J/g}$ ) correspond à la température moyenne de conservation de produits alimentaires. L'hexadécane ( $T_f = 17,5 \text{ °C}$ ,  $L_f = 159,8 \text{ J/g}$ ) permettrait d'assurer une résistance thermique au milieu extérieur en limitant le flux de chaleur entrant.

#### b) Films d'amidon

Les films d'amidon seul ou incorporé d'hexadécane ont été produits à l'UR1268 Biopolymères Interactions Assemblages – BIA. Afin d'être introduits dans la boîte test, ils ont été coupés en carrés (43 mm x 43 mm x 2mm, Figure 1). La procédure de fabrication de ces films a été décrite dans Jiménez-Saelices et al. [7]. Quatre types de film ont été testés dans cette étude : amidon seul (AHD0) et amidon avec hexadécane à 5%, 10% et 20% fraction massique (AHD5, AHD10 et AHD20).

Le tableau 1 présente les propriétés des matériaux utilisés. La température  $T_f$  et l'enthalpie de fusion  $L_f$  ont été obtenues par les mesures par DSC (Differential Scanning Calorimetry). Un exemple de résultat du DSC montrant l'enthalpie de fusion et le pic de changement de phase obtenu pour le film AHD5 est présenté dans la Figure 2.

	$L_f$ kJ.kg <sup>-1</sup>	$T_f$ °C	$\rho$ kg.m <sup>-3</sup>	$C_p$ J.kg <sup>-1</sup> .°C <sup>-1</sup>	$\lambda$ W.m <sup>-1</sup> .°C <sup>-1</sup>
AHD0 (amidon seul)	-	-	875	1505	0,075
AHD5	13,49	18,61	870	1555(HDliq) 1540(HDsol)	0,078(HDliq) 0,082(HDsol)
AHD10	25,47	18,45	865	1604(HDliq) 1575(HDsol)	0,081(HDliq) 0,089(HDsol)
AHD20	42,4	18,45	854	1704(HDliq) 1644(HDsol)	0,087(HDliq) 0,103(HDsol)
Tetradecane	237,0	7,09	760 (liq) 880 (sol)	2180 (liq) 1680 (sol)	0,15 (liq) 0,28 (sol)
Hexadecane	159,8	17,51	769 (liq) 773 (sol)	2150 (liq) 1900 (sol)	0,14 (liq) 0,28 (sol)
Paroi (PLA)	-	-	1250	1800	0,13

Tableau 1 : Propriétés des matériaux utilisés

#### 2.1.2. Boîtes test à MCP et instrumentation

Plusieurs boîtes test de forme cubique, 5 cm de côté, ont été fabriquées par l'impression 3D. Elles permettent d'intégrer, soit les films dans les 4 parois latérales, soit du MCP en bulk (sous forme liquide) dans l'entrefer (3 mm ou 6 mm d'épaisseur). Les Figures 3 et 4 présentent les vues de dessus de ces boîtes. Un produit test a été placé au centre de la boîte. Il s'agit d'un parallélépipède de méthylcellulose de dimensions (3cm × 3cm × 2cm) ; ce matériau a été choisi car il a des propriétés thermiques proches de celles des aliments. Des couvercles ont été utilisés pour limiter les transferts thermiques au travers des parois supérieure et inférieure de la boîte.

Six thermocouples ont été utilisés pour suivre l'évolution de la température de différentes parties de la boîte : produit test (centre T1, surface T2), paroi (intérieure T3, extérieure T5), dans le MCP (bulk) ou sur la surface du film (T4) et l'air dans la chambre thermique (T6). Les positions de ces thermocouples sont présentées dans la Figure 5.

#### 2.1.3. Protocole expérimental

Chaque expérience est composée de trois phases :

- Stabilisation : la boîte test instrumentée est placée dans la chambre thermique réglée à 30 °C suffisamment long temps pour que le produit test (T1) atteigne 30 °C.
- Refroidissement : ensuite, la chambre thermique est réglée à -0,5 °C pour refroidir la boîte. Cette phase est arrêtée quand T1 atteint 0,1 °C.
- Réchauffement : la chambre thermique est réglée à 30 °C afin d’observer les évolutions des températures de différentes parties de la boîte lors d’un réchauffement

Ces trois phases sont présentées dans la Figure 6. Pour la suite, nous nous intéressons seulement la 3<sup>ème</sup> phase (réchauffement) afin d’analyser le comportement de la boîte pendant une simulation de rupture de la chaîne du froid.

## 2.2. Modélisation

Un système d’équations a été établi, composé des équations de bilan thermique sur le produit et sur les différentes parties de la paroi (paroi intérieure, film/MCP en bulk et paroi extérieure). Par exemple, l’équation 1 représente le bilan thermique sur le produit test :

$$m_{pr}C_{p,pr}\frac{dT_{pr}}{dt} = h_i S_{pr,ai}(T_{ai} - T_{pr}) \quad (1)$$

Le bilan sur la paroi extérieure est décrit par l’équation 2 : les échanges par convection avec l’air à l’extérieur de la boîte et par conduction avec le MCP sont pris en compte :

$$m_{pe}C_{p,pe}\frac{dT_{pe}}{dt} = h_{ext}S_{pe,ae}(T_{ae} - T_{pe}) + h_{MCP,pe}S_{MCP,pe}(T_{MCP,1} - T_{pe}) \quad (2)$$

A partir de ce système d’équation, un modèle 1D de transfert thermique a été développé : la paroi est discrétisée en N nœuds (Figure 7). Les nœuds entre 1 et  $i_{ex}$  correspondent à la paroi extérieure, ceux entre  $i_{ex}+1$  et  $i_{ex}+i_p$  correspondent à la partie film ou MCP en bulk et ceux entre  $i_{ex}+i_p+1$  et N correspondent à la paroi intérieure. Chaque nœud est attribué une température  $T_i$  et des propriétés thermiques en fonction de son type de matériau (capacité thermique  $C_{p,i}$ , masse volumique  $\rho_i$  et conductivité thermique  $\lambda_i$ , cf. Tableau 1) et associé à une équation de bilan suivante :

$$\frac{T_i(j+1)-T_i(j)}{\Delta t} = \left( \frac{\lambda_i(T)}{\rho_i(T)C_{p,i}(T)} \right) \frac{1}{\Delta x^2} (T_{i-1}(j+1) - 2T_i(j+1) + T_{i+1}(j+1)) \quad (3)$$

Il est à noter que pour la couche film / MCP en bulk, un traitement supplémentaire a été appliqué afin de modéliser le changement de phase. L’approche utilisant la capacité thermique apparente ou « Cp apparent », une des variantes de la méthode enthalpique, a été choisie par sa simplicité [8]. Il est considéré que le changement d’état se produit sur une plage de température  $[T_f - dT, T_f + dT]$  et correspond à une augmentation importante de la capacité thermique (Cf. Figure 2). Contrairement aux méthodes de suivi à l’interface où la détermination de la position de l’interface est nécessaire, la méthode du  $C_p$  apparent utilise la variation en fonction de la température des propriétés thermo-physiques ( $\rho(T)$ ,  $\lambda(T)$ , et  $C_p(T)$ ) ; ces variations sont prises en compte dans l’équation (3). Les équations 4 et 5 décrivent la variation de la capacité thermique massique en fonction de la température,  $C_p(T)$ , pendant le changement de phase.

- Pour  $T > T_f - dT$  et  $T < T_f$

$$C_p(T) = C_{p,s} + \left(\frac{4}{3}L_f - C_{p,s}\right)\left(\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{(T-(T_f-dT))}{dT}\right)\right)^4 \quad (4)$$

- Pour  $T > T_f$  et  $T < T_f + dT$

$$C_p(T) = C_{p,l} + \left(\frac{4}{3}L_f - C_{p,l}\right)\left(\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{(T_f+dT)-T}{dT}\right)\right)^4 \quad (5)$$

L’utilisation de ces fonctions  $\sin^4$  permet d’avoir une variation de  $C_p$  proche de celle observée par la mesure DSC (Figure 2).

Au final, un système de  $N+2$  équations a été obtenu ( $N$  nœuds de paroi et 2 équations supplémentaires pour produit test et l'air à l'intérieur de la boîte). Il a été résolu en utilisant la formulation implicite pour la discrétisation temporelle (Eq. 3). L'incident du pas de calcul sur la simulation a été testé en utilisant un pas de calcul de plus en plus petit, et un pas de temps de 0,5 s a été choisi.

### 3. Résultat et discussion

#### 3.1. Configurations MCP en bulk – résultats expérimentaux

La Figure 8 présente l'évolution de température de différents éléments pendant un réchauffement avec le tétradécane comme MCP. Au début de cette phase, la température de consigne de la chambre thermique est changée de  $-0,5$  °C à  $30$  °C et une augmentation rapide de température de l'air dans la chambre (T6, courbe noire) est constatée. Un plateau de changement de phase autour de  $6$  °C peut être observé (courbe verte T4). Ce changement de phase influence le comportement des autres éléments : parois (T3 & T5) et produit test (T1 et T2) en atténuant leur augmentation de température pendant les premières 20 minutes. Afin d'évaluer les performances des différents essais, plusieurs repères seront utilisés pour mesurer les temps avec lesquels le centre du produit test (T1) atteint  $5$  °C,  $8$  °C et  $20$  °C (Figure 8).

La comparaison entre les 2 MCP tétradécane (lignes continues) et hexadécane (lignes discontinues) est présentée dans la Figure 9 en deux points ; T1 (courbe orange, température du produit) et T4 (courbe verte, température du MCP). Le changement de phase autour de  $16$  °C arrive plus tardivement pour la configuration hexadécane mais le plateau est plus long : comme la différence entre la température ambiante ( $30$  °C) et  $T_f$  est moins importante pour l'hexadécane ( $17,5$  °C) que pour le tétradécane ( $6$ °C), le flux thermique est aussi moins fort pour cette configuration. Des légers changements de courbure sont observés sur les courbes de température de produit pendant ces changements de phase (Figure 9).

#### 3.2. Configurations film – résultats expérimentaux

Les Figures 10 et 11 présentent les évolutions de température du film (T4) et du produit (T1) des configurations utilisant les films AHD0, AHD5, AHD10 et AHD20. Les plateaux de changement de phase sont visibles sur la Figure 10 : plus la fraction massique d'hexadécane est importante, plus ce plateau est long. La Figure 11 montre que l'augmentation de température du produit test (T1) est plus rapide et plus importante avec les films d'amidon incorporés d'hexadécane. Comme montré dans le Tableau 1, la conductivité thermique de l'amidon est nettement plus faible que celle de l'hexadécane, surtout à l'état solide. Cela explique une augmentation plus rapide des films composites avec hexadécane dès le début des expériences. Toutefois, à partir du début du changement de phase (vers  $16$  °C), l'augmentation est moins rapide avec les films de fraction massique d'hexadécane plus importante (AHD10 et AHD20, Figures 10 et 11).

La comparaison des performances de l'ensemble des configurations expérimentales (en termes de maintien en température du produit test) est présentée dans le Tableau 2. Le film d'amidon seul AHD0 présente une meilleure performance que les films composites (AHD5, AHD10 et AHD20). La performance d'AHD0 est aussi au même niveau que celle de la configuration MCP bulk tétradécane - entrefer 3mm. La comparaison entre les performances des configurations bulk de tétradécane, 3 et 6 mm d'entrefer, a montré que l'augmentation de la quantité de MCP permet d'accroître le temps de maintien. La même conclusion peut être obtenue avec AHD5, AHD10 et AHD20 en utilisant le critère de  $\Delta t$  de  $0$  °C à  $20$  °C.

Ces résultats ont montré l'intérêt d'utilisation de MCP, notamment le tétradécane, pour augmenter la durée de conservation d'un produit pendant un réchauffement. Toutefois,

l'utilisation d'un film amidon seul (sans MCP) apporte également de résultat intéressant. Il est à noter que dans le cadre de cet article, seul les films d'amidon incorporés d'hexadécane ont été étudiés et les films d'amidons incorporés de tétradécane seront étudiés dans les prochains mois.

Configuration	$\Delta t$ de 0°C à 5°C	$\Delta t$ de 0°C à 8°C	$\Delta t$ de 0°C à 20°C
	min	min	min
AHD0	25	32	68
AHD5	19	24	53
AHD10	19	25	57
AHD20	18	24	59
Tetradecane – entrefer 3mm	25	32	67
Tetradecane – entrefer 6mm	31	41	76
Hexadecane – entrefer 6mm	24	34	84

Tableau 2 : Comparaison des performances des configurations expérimentales

### 3.3. Utilisation du modèle numérique

La Figure 12 présente une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques obtenus pour la configuration AHD10 pour les températures du MCP (T4) et du produit (T1). Certaines différences entre les résultats numériques et expérimentaux ont été observées, en particulier en ce qui concerne l'évolution de la température du produit. Ces différences peuvent être expliquées par à la fois par des incertitudes sur les propriétés thermo-physiques utilisées dans le modèle et par des incertitudes de la mesure. Toutefois, le modèle permet de prédire les comportements du film et du produit pendant le réchauffement. Ce modèle a été utilisé pour prédire le comportement d'un matériau imaginaire : film d'amidon avec 40 % de tétradécane ce qui permettrait d'avoir un ralentissement plus important de l'augmentation de température au début du réchauffement.

## 4. Conclusion

Ce travail permet d'évaluer le potentiel d'utilisation des films d'amidon avec et sans MCP– hexadécane pour une application d'emballage alimentaire. Les résultats expérimentaux ont montré l'importance du choix de MCP et de leurs propriétés thermophysiques (température et enthalpie de changement de phase, conductivité thermique...). Par la suite, un travail d'optimisation sera envisagé grâce à l'utilisation du modèle en vue de futures validations expérimentales (changement du MCP et variation de sa fraction volumique / massique à choisir).

### Références

- [1] J. Loisel, S. Duret, A. Cornuéjols, D. Cagnon, M. Tardet, E. Derens-Bertheau, and O. Laguerre, Cold chain break detection and analysis: Can machine learning help? *Trends in Food Science & Technology*. **112**: p. 391-399, (2021).
- [2] D. Leducq, F.T. Ndoye, and G. Alvarez, Phase change material for the thermal protection of ice cream during storage and transportation. *International Journal of Refrigeration*. **52**: p. 133-139, (2015).
- [3] K. Azzouz, D. Leducq, and D. Gobin, Performance enhancement of a household refrigerator by addition of latent heat storage. *International Journal of Refrigeration*. **31**(5): p. 892-901, (2008).
- [4] R. Ben-Abdallah, D. Leducq, H.M. Hoang, L. Fournaison, O. Pateau, B. Ballot-Miguët, and A. Delahaye, Experimental investigation of the use of PCM in an open display cabinet for energy management purposes. *Energy Conversion and Management*. **198**: p. 111909, (2019).
- [5] H.M. Hoang, D. Leducq, R. Pérez-Masia, J.M. Lagaron, E. Gogou, P. Taoukis, and G. Alvarez, Heat transfer study of submicro-encapsulated PCM plate for food packaging application. *International Journal of Refrigeration*. **52**: p. 151-160, (2015).
- [6] R. Pérez-Masiá, A. López-Rubio, and J.M. Lagarón, Development of zein-based heat-management structures for smart food packaging. *Food Hydrocolloids*. **30**(1): p. 182-191, (2013).
- [7] C. Jiménez-Saelices, T. Trongsatitkul, D. Lourdin, and I. Capron, Chitin Pickering Emulsion for Oil Inclusion in Composite Films. *Carbohydrate Polymers*. **242**: p. 116366, (2020).

[8] T. Dufour, H.M. Hoang, J. Oignet, V. Osswald, P. Clain, L. Fournaison, and A. Delahaye, Impact of pressure on the dynamic behavior of CO<sub>2</sub> hydrate slurry in a stirred tank reactor applied to cold thermal energy storage. *Applied Energy*. **204**: p. 641-652, (2017).



Figure 1 : Film amidon

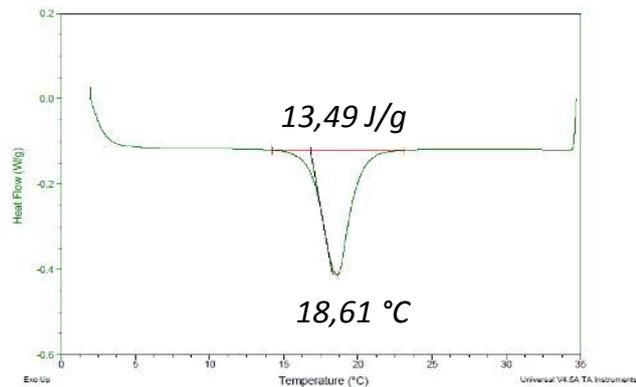


Figure 2 : Résultat de DSC (AHD5)



Figure 3 : Boîte test – films introduits dans 4 parois latérales (vue de dessus)



Figure 4 : Boîte test – MCP (en bulk) introduit dans l'entrefer (vue de dessus)

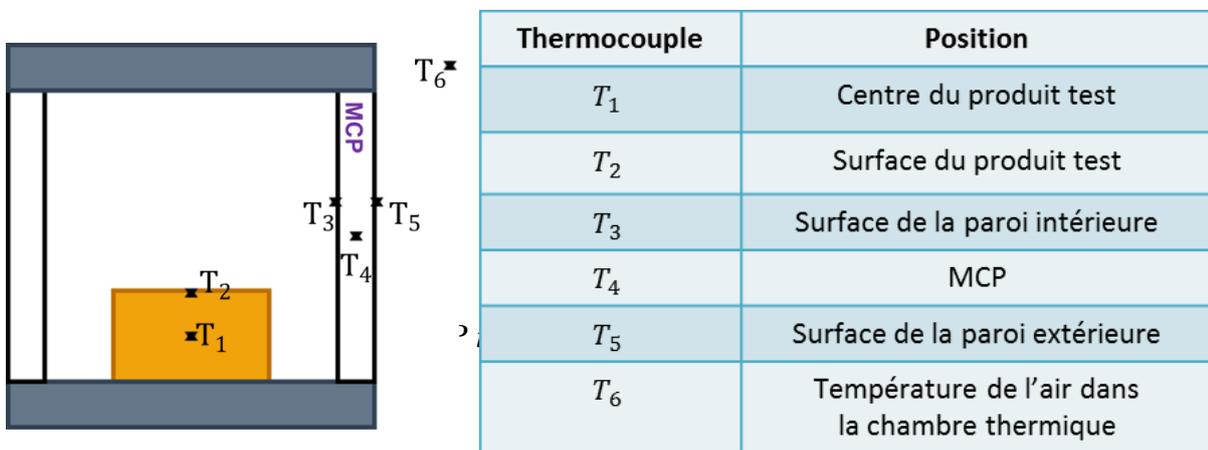


Figure 5 : Positions des thermocouples

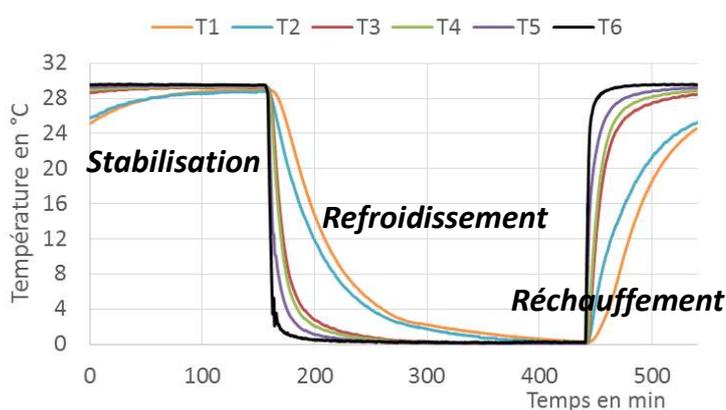


Figure 6 : Protocole expérimental

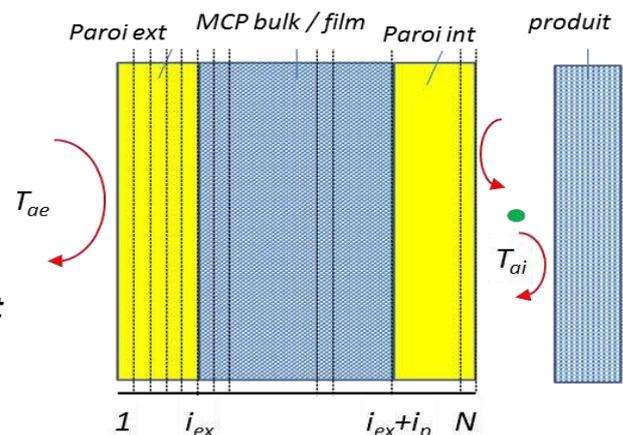


Figure 7 : Schéma de discrétisation du modèle

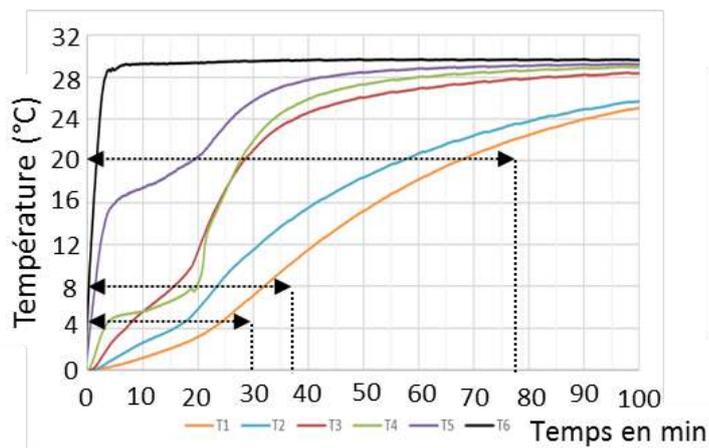


Figure 8 : Evolution de températures pendant un réchauffement avec tétradécane en bulk (entrefer 3 mm)

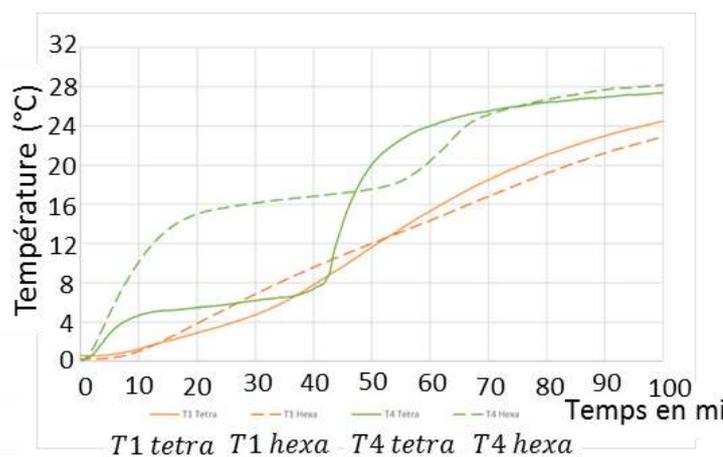


Figure 9 : Comparaison entre 2 MCP, tétradécane et hexadécane (entrefer 6 mm)

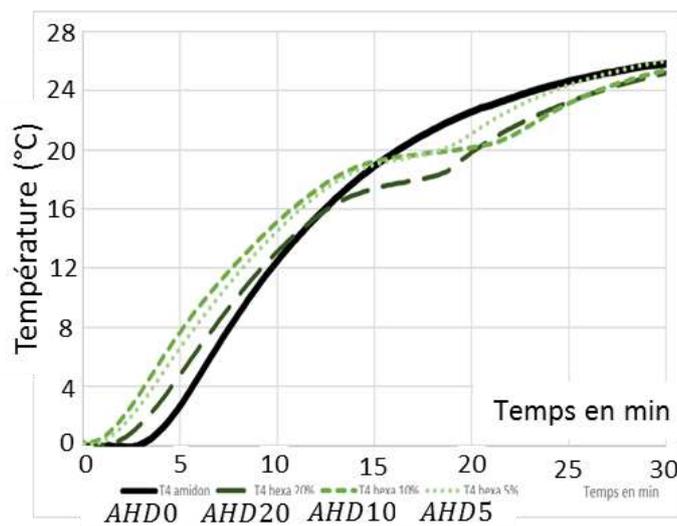


Figure 10 : Evolution de la température du film T4

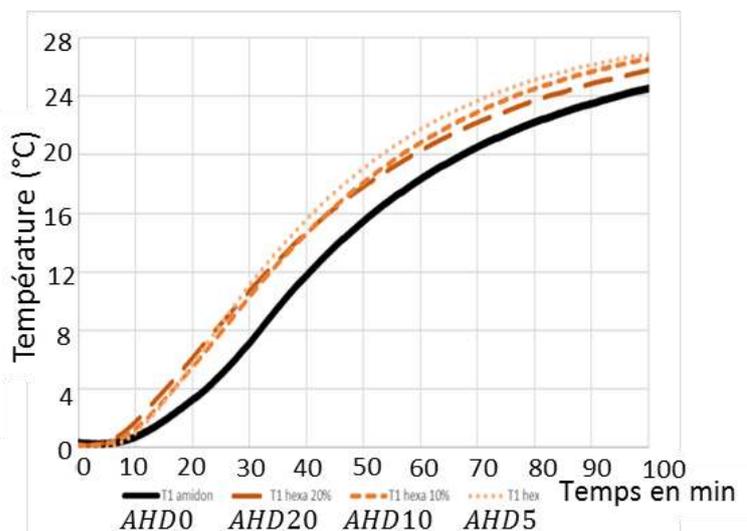


Figure 11 : Evolution de la température du produit T1

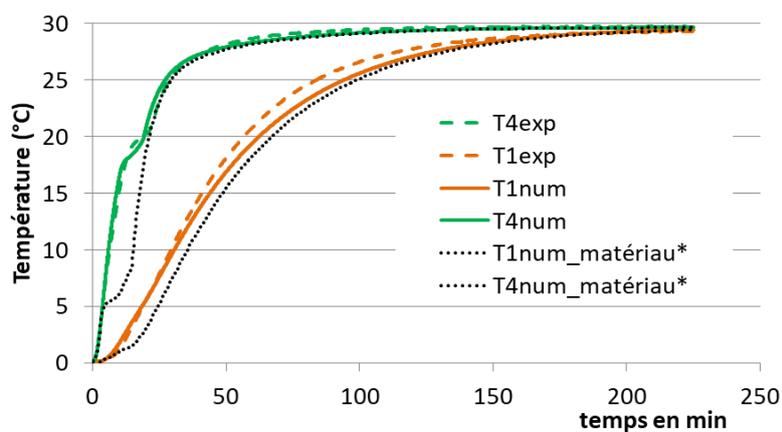


Figure 12 : Comparaison résultats numériques - expérimentaux (AHD10 et un matériau imaginaire\*)

# Une estimation exacte du forçage radiatif par la méthode de Monte-Carlo

Yaniss NYFFENEGGER-PERE<sup>1\*</sup>, Stéphane BLANCO<sup>1</sup>, Jean-Louis DUFRESNE<sup>5</sup>,  
Mouna EL HAFI<sup>4</sup>, Vincent EYMET<sup>2</sup>, Vincent FOREST<sup>2</sup>, Richard FOURNIER<sup>1</sup>, Nicolas  
MELLADO<sup>3</sup>, Mathias PAULIN<sup>3</sup>

<sup>1</sup> LAPLACE, UMR 5213 - Université Paul Sabatier

118, Route de Narbonne - 31062 Toulouse Cedex, France.

<sup>2</sup> Méso-Star, 8 Rue des Pêcheurs – 31410 Longages, France.

<sup>3</sup> IRIT, UMR 5505 – Université Paul Sabatier

118, Route de Narbonne - 31062 Toulouse Cedex, France.

<sup>4</sup> Université Fédérale de Toulouse Midi-Pyrénées, Mines Albi, UMR CNRS 5302, Centre RAPSODEE, Campus Jarlard, F-81013 Albi CT Cedex 09, France.

<sup>5</sup> LMD/IPSL, Sorbonne Université, École Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris, ENS, PSL Research University, CNRS, Palaiseau France

\*(auteur correspondant : yaniss.nyffenegger-pere@laplace.univ-tlse.fr)

**Résumé** - Nous souhaitons estimer le flux radiatif quittant la Terre intégré sur l'infrarouge thermique, sur toute la surface du globe et sur une période climatique de longue durée. Ce calcul est réputé très difficile à réaliser si on ne fait pas de simplifications de la description fréquentielle, spatiale ou temporelle (e.g. passer d'un modèle raie-par-raie à un modèle de bande, utiliser une discrétisation temporelle plus grossière, etc). Nous montrons que la méthode de Monte Carlo permet d'éviter ces simplifications si on associe les deux idées suivantes : introduire des collisionneurs fictifs pour permettre le suivi de rayon sans connaissance du champ de coefficient d'extinction et échantillonner statistiquement les raies spectrales. Nous montrons qu'il n'est pas plus coûteux de réaliser cette intégration sur un jour ou un mois, sur une colonne atmosphérique ou sur toute la Terre, ou finalement sur une bande étroite fréquentielle ou sur tout le spectre infrarouge.

## 1. Introduction

Un des défis majeurs des prochaines décennies concerne l'action des nations sur le climat terrestre en vue d'atténuer les effets du changement climatique. Celui-ci est causé par l'activité humaine et notamment par l'émission en grande quantité de gaz à effet de serre (GES). Les perturbations radiatives sont le moteur du changement climatique et déterminer l'influence due à une modification de la concentration d'un GES est une question primordiale. De ce fait, les communautés de la climatologie et de la spectroscopie sont en interaction étroite : c'est la raison pour laquelle le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) a mis en place une base de données spectroscopiques (GEISA).

La question du changement climatique fait également appel à des physiciens du transfert radiatif dans les milieux participants, qui ont introduit une grandeur de référence : le forçage radiatif. Ce dernier est défini comme la différence de flux radiatif émis au sommet de l'atmosphère lorsqu'un seul paramètre de la configuration climatique est changé, toutes choses restant égales par ailleurs (sans réponse du système). Le présent travail s'intéresse au forçage radiatif à une modification de concentration en CO<sub>2</sub>. Nous estimerons un forçage intégré sur tout le domaine de l'infrarouge thermique, sur toute la Terre, et durant une période temporelle d'un mois. L'atmosphère terrestre définit un système  $\Omega$  considéré à l'équilibre thermodynamique local. La frontière du système, notée  $\partial\Omega$ , est constituée d'une surface considérée comme un corps noir

dans l'infrarouge, et par une surface fictive  $S$  symbolisant le sommet de l'atmosphère. La grandeur radiative d'intérêt est ici le flux de rayonnement  $\bar{\phi}$  émis au sommet de l'atmosphère (TOA) moyenné durant une période  $\Delta t$  et sur la surface  $S$ , intégré sur le domaine infrarouge :

$$\bar{\phi} = \int_{\Delta t} \frac{1}{\Delta t} dt \int_{TOA} \frac{1}{S} dS(\vec{x}) \int_0^{+\infty} d\nu \int_{2\pi} \|\vec{u} \cdot \vec{n}\| d\vec{u} L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t). \quad (1)$$

Le champ de luminance  $L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t)$  est solution de l'équation du transfert radiatif (ETR) :

$$\begin{cases} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} L_\nu = -(k_a + k_s)L_\nu + k_a L_\nu^{eq} + k_s \int_{4\pi} L_\nu p(\vec{u}', \vec{u}) d\vec{u}', & \forall \vec{x} \in \Omega, \quad \forall \vec{u} \in \mathcal{S}^2 \\ L_\nu = L_\nu^{\partial\Omega}, & \forall \vec{x} \in \partial\Omega. \end{cases} \quad (2)$$

Cette équation traduit le fait que la luminance est renforcée par les termes sources suivants :

— l'émission thermique par le milieu en équilibre à une température non nulle :

$k_{a,\nu}(\vec{x}, t) L_\nu^{eq}(T(\vec{x}, t))$  (d'après la loi de Kirchhoff).

— la diffusion dans la direction  $\vec{u}$  d'intérêt :  $k_s(\vec{x}, t) \int_{4\pi} L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t) p(\vec{u}', \vec{u}) d\vec{u}'$ , où  $k_{s,\nu}(\vec{x}, t)$  et  $p(\vec{u}', \vec{u})$  sont le coefficient de diffusion et la fonction de phase de Rayleigh dans le cas d'un milieu gazeux.

La luminance est également atténuée par les termes puits provenant de la diffusion et de l'absorption :  $-(k_a(\vec{x}, t) + k_s(\vec{x}, t)) L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t)$ , qui fait intervenir le coefficient d'absorption  $k_{a,\nu}(\vec{x}, t)$ , dépendant fortement de la fréquence et des paramètres thermodynamiques (pression, température et concentrations des différentes espèces du mélange) définis en tout temps.

Nous considérons un modèle raie-par-raie où le coefficient d'absorption est donné par une somme des contributions  $h_{a,\nu,j}(\vec{x}, t)$ , à la fréquence d'intérêt  $\nu$ , d'un certain nombre  $N_t$  de transitions énergétiques indicées  $j$  :

$$k_{a,\nu}(\vec{x}, t) = \sum_{j=1}^{N_t} h_{a,\nu,j}(\vec{x}, t). \quad (3)$$

Des centaines, voire des milliers de transitions (ou raies) peuvent ainsi contribuer au coefficient d'absorption monochromatique. Le modèle de résolution numérique fait intervenir la notion de profil atmosphérique : il s'agit de la définition d'un certain nombre de niveaux où sont fournies la pression, la température et la composition du mélange gazeux, ainsi qu'une méthode d'interpolation entre les niveaux successifs pour chacune de ces grandeurs. Le profil atmosphérique doit être connu pour toute position et en tout temps.

Il existe principalement deux approches permettant de définir cette information spatio-temporelle ; la première consiste à résumer toute la variabilité spatiale et temporelle à une centaine de profils typiques. Il est alors possible de précalculer les spectres de coefficient d'absorption pour l'ensemble des conditions thermodynamiques décrites par ces profils. C'est l'approche qui a été retenue par le projet RFMIP [10] qui propose une situation de référence afin de réaliser les calculs de forçage radiatif en raie-par-raie.

La seconde approche consiste à ne pas se limiter en nombre de profils, il est donc inenvisageable de précalculer des spectres de coefficient d'absorption à haute résolution spectrale en toute position et à toute date en vue de d'effectuer une intégration fréquentielle. Il faut alors utiliser un modèle spectral approché comme le modèle en k-distribution, et interpoler les coefficients  $k$  en question dans une base pré-établie. Ces modèles approchés introduisent cependant des incertitudes difficiles à quantifier. De plus, des modifications éventuelles des bases de

données spectroscopiques utilisées afin d'établir les tables de coefficients CK se traduisent par une nécessité de recalculer les tables en question. Cet enchaînement est lourd et coûteux en termes d'organisation et de temps de calcul.

Nous cherchons à obtenir une insensibilité au volume de données utilisé pour la description spatiale et temporelle de la configuration, tout en conservant un modèle spectral raie par raie (eq. 3), de façon à pouvoir utiliser le plus haut niveau de complexité possible.

## 2. Une approche statistique

Le forçage radiatif est difficile à calculer par des méthodes d'intégrations traditionnelles, du fait de l'emboîtement des intégrales. En revanche, la méthode de Monte-Carlo est bien adaptée à l'estimation des intégrales multiples : elle consiste à exprimer cette grandeur sous la forme d'une espérance. Le flux moyen de la relation 1 peut être reformulé comme une espérance en introduisant des densités de probabilité, normalisées sur leur domaine de définition respectif :

$$\bar{\phi} = \int_{\Delta t} p_T(t) dt \int_{TOA} p_S(\vec{x}) dS(\vec{x}) \int_0^{+\infty} p_N(\nu) d\nu \int p_U(\vec{u}) d\vec{u} \frac{\pi L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t)}{p_N(\nu)}, \quad (4)$$

avec  $p_T(t) = 1/\Delta t$  et  $p_S(\vec{x}) = 1/S$  étant respectivement les densités de probabilité associées à l'échantillonnage d'une date et d'une position au sommet de l'atmosphère. Nous introduisons également une densité de probabilité  $p_N(\nu)$  pour l'échantillonnage des fréquences, ainsi que  $p_U(\vec{u}) = \|\vec{u} \cdot \vec{n}\|/\pi$ , la densité de probabilité normalisée sur  $2\pi$  pour le choix de la direction de propagation initiale. L'équation (4) fait appel au calcul de la luminance, et sous réserve de connaître sa valeur, il est possible d'estimer le flux moyen en échantillonnant successivement un temps selon  $p_T(t)$ , une position selon  $p_S(\vec{x})$ , une fréquence selon  $p_N(\nu)$  et une direction initiale selon  $p_U(\vec{u})$ . Le poids de la réalisation est  $\pi L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t)/p_N(\nu)$ ; en effectuant le calcul de ce poids un grand nombre de fois, il est possible d'estimer non seulement la valeur de  $\bar{\phi}$  (la moyenne des poids) mais également l'écart-type statistique de la distribution de ces poids, interprété comme l'incertitude numérique associée au résultat. Cet écart-type décroît de façon inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de réalisations.

Le champ de luminance n'est cependant pas connu de façon générale en milieu hétérogène et anisotherme. Sous réserve qu'il soit possible de formuler cette luminance elle-même comme une espérance, nous pouvons alors nous servir du fait que l'espérance d'une fonction linéaire d'une espérance est elle-même une espérance :  $\mathbb{E}(X) = \mathbb{E}[f(\mathbb{E}(X))]$ . Dans ce cas, le flux radiatif serait entièrement décrit sous forme intégrale (une espérance), formulation servant elle-même de base à l'algorithme de Monte-Carlo permettant l'évaluation du poids de chaque réalisation. Mais il reste une difficulté majeure à dépasser pour pouvoir écrire cette formulation : celle de l'hétérogénéité du milieu participant.

### 2.1. Le problème de l'hétérogénéité

Nous avons une formulation intégrale de la luminance, solution de l'ETR (eq. 2), générique pour tout milieu participant inhomogène [4] :

$$L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t) = \int_0^{+\infty} p_L(l) dl \left[ \begin{array}{l} \mathcal{H}(\vec{x}' \notin \Omega) w_{\partial\Omega} \\ + \mathcal{H}(\vec{x}' \in \Omega) \left[ \begin{array}{l} P_a(\vec{x}', t) L_\nu^{eq}(T(\vec{x}', t)) \\ + P_s(\vec{x}', t) \int_{4\pi} p(\vec{u}', \vec{u}) d\vec{u}' L_\nu(\vec{x}', \vec{u}', t) \end{array} \right] \end{array} \right], \quad (5)$$

avec  $p_{\mathcal{L}}(l) = k_{ext,\nu}(\vec{x}, t) \exp\left(-\int_0^l k_{ext,\nu}(\vec{x}, t) dl'\right)$  la densité de probabilité permettant d'échantillonner une longueur d'extinction à l'issue de laquelle une collision aura lieu à la position  $\vec{x}' = \vec{x} - l\vec{u}$ . Si la nouvelle position  $\vec{x}'$  n'est pas dans le milieu,  $\mathcal{H}(\vec{x}' \notin \Omega)$ , le poids  $w_{\partial\Omega}$  a une valeur soit nulle si  $\vec{x}'$  a atteint l'espace, soit égale à la luminance du corps noir si  $\vec{x}'$  a atteint le sol. Dans le cas où  $\vec{x}'$  est dans le milieu,  $\mathcal{H}(\vec{x}' \in \Omega)$ , deux types de collisions sont possibles.

$Pa(\vec{x}, t) = k_{a,\nu}(\vec{x}, t)/k_{ext,\nu}(\vec{x}, t)$  est la probabilité que cette collision soit un événement d'absorption. Si l'absorption est retenue, le poids de la réalisation est la luminance d'équilibre du corps noir.

$Ps(\vec{x}, t) = k_{s,\nu}(\vec{x}, t)/k_{ext,\nu}(\vec{x}, t)$  est la probabilité que la collision soit un événement de diffusion : la trajectoire optique continue dans une nouvelle direction de propagation  $\vec{u}'$  échantillonnée selon la fonction de phase  $p(\vec{u}', \vec{u})$ . Il s'agit maintenant de calculer la luminance  $L_{\nu}(\vec{x}', \vec{u}', t)$ ... qui a exactement la même formulation intégrale (algorithme récursif).

Le problème rencontré pour les milieux hétérogènes réside dans l'échantillonnage de la longueur d'extinction selon  $p_{\mathcal{L}}(l)$ . Il est possible d'échantillonner l'épaisseur optique d'extinction  $\int_0^l k_{ext,\nu}(\vec{x}, t) dl'$  et d'inverser numériquement la position  $\vec{x}'$  correspondante, mais cette étape serait très coûteuse numériquement. Nous contournons le problème en rajoutant un absorbant fictif permettant de rendre le milieu homogène : il s'agit de la méthode des collisions nulles.

## 2.2. Notion de collisions nulles

Pour contourner le problème de la non-linéarité de l'exponentielle dans  $p_{\mathcal{L}}(l)$ , nous modifions les propriétés du milieu de telle façon à ce qu'il devienne homogène. Cela se traduit par l'ajout d'un champ de collisionneurs fictifs  $k_{n,\nu}(\vec{x}, t)$ , de sorte que le coefficient d'extinction est maintenant donné par  $\hat{k}_{\nu}(t)$  spatialement homogène :  $\hat{k}_{\nu}(t) = k_{ext,\nu}(\vec{x}, t) + k_{n,\nu}(\vec{x}, t)$ . L'ajout du champ de collisions  $k_{n,\nu}(\vec{x}, t)$  se traduit par l'apparition d'une nouvelle catégorie de collisions, que l'on appelle collisions nulles ([3], [1]), car elles ne se traduisent ni par une absorption, ni par un changement de direction de propagation. La forme intégrale 5 doit tenir compte de ce nouveau type de collisions [4] :

$$L_{\nu}(\vec{x}, \vec{u}, t) = \int_0^{+\infty} \hat{p}_{\mathcal{L}}(l) dl \left[ \begin{array}{c} \mathcal{H}(\vec{x}' \notin \Omega) w_{\partial\Omega} \\ + \mathcal{H}(\vec{x}' \in \Omega) \left[ \begin{array}{c} Pa(\vec{x}', t) L_{\nu}^{eq}(T(\vec{x}', t)) \\ + Ps(\vec{x}', t) \int_{4\pi} p(\vec{u}', \vec{u}) d\vec{u}' L_{\nu}(\vec{x}', \vec{u}', t) \\ + Pn(\vec{x}', t) L_{\nu}(\vec{x}', \vec{u}, t) \end{array} \right] \end{array} \right], \quad (6)$$

avec  $\hat{p}_{\mathcal{L}}(l) = \hat{k}_{\nu} \exp(-\hat{k}_{\nu} l)$ . Etant donné que le champ de  $\hat{k}_{\nu}$  est homogène, il est maintenant trivial d'obtenir la longueur  $l$  entre deux collisions.

$Pn(\vec{x}, t) = k_{n,\nu}(\vec{x}, t)/\hat{k}_{\nu}(t)$  est la probabilité qu'une collision nulle ait lieu. Si ce type de collision est échantillonné, il faut maintenant calculer la luminance  $L_{\nu}(\vec{x}', \vec{u}, t)$  pour la position  $\vec{x}'$ , la direction de propagation restant inchangée (nouvelle récursivité) : le problème de la gestion des hétérogénéités a été échangé contre de la récursivité algorithmique.

Cette proposition a toute son importance dans de nombreux domaines de la physique : les trajectoires optiques peuvent être entièrement construites sans avoir besoin de la valeur du coefficient d'extinction, mais uniquement d'un majorant  $\hat{k}_{\nu}$  uniforme de ce champ. Cette propriété permettra ultérieurement d'aller vers un modèle couplé.

### 2.3. Un couplage entre transfert radiatif et modèle spectroscopique

La reformulation intégrale induite par la technique des collisions nulles permet d'éliminer le coefficient d'absorption de l'atténuation en exponentielle. Ce coefficient d'absorption n'intervient maintenant plus que pour tester si la collision est une absorption au prorata de  $P_a(\vec{x}, t)$ . Ce coefficient d'absorption peut être remplacé par l'expression 3. Un nouveau jeu de probabilités  $P_J$  permet de traiter cette somme de manière statistique :

$$k_{a,\nu}(\vec{x}, t) = \sum_{j=1}^{N_t} P_J(j, \nu) \frac{h_{a,\nu,j}(\vec{x}, t)}{P_J(j, \nu)}. \quad (7)$$

Tout l'enjeu réside dans le choix du jeu de probabilités  $P_J(j, \nu)$ . Ce dernier est introduit de façon totalement arbitraire, et n'influe en rien sur l'exactitude du résultat. Autrement dit, il serait possible d'utiliser n'importe quel jeu de probabilités, tant que toutes les transitions ont une probabilité non nulle d'être choisies, et que la somme de ces probabilités est unitaire. La qualité du jeu de probabilités  $P_J(j, \nu)$  intervient cependant dans la valeur de l'écart-type statistique de la distribution des poids ; autrement dit, il a une influence directe sur la vitesse de convergence numérique de l'algorithme.

Les probabilités  $P_J(j, \nu)$  utilisées dans le présent travail proviennent de considérations informatiques. Une méthode permettant l'évaluation rapide de ce jeu de probabilités est mise en place, méthode qui nécessite une étape de pré-calcul basée sur les arbres de probabilités [8]. C'est une approche bien connue en informatique, très optimisée, de sorte que ce pré-calcul est de l'ordre de quelques minutes. En introduisant la précédente équation dans la formulation de la luminance :

$$L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t) = \int_0^{+\infty} \hat{p}_{\mathcal{L}}(l) dl \left[ \begin{array}{l} \mathcal{H}(\vec{x}' \notin \Omega) w_{\partial\Omega} \\ + \mathcal{H}(\vec{x}' \in \Omega) \left[ \begin{array}{l} (1 - P_s(\vec{x}', t)) \left( \sum_{j=1}^{N_t} P_J(j, \nu) \left\{ \begin{array}{l} P_a(\vec{x}', t) L_\nu^{eq}(T(\vec{x}', t)) \\ + (1 - P_a(\vec{x}', t)) L_\nu(\vec{x}', \vec{u}, t) \end{array} \right\} \right) \\ + P_s(\vec{x}', t) \int_{4\pi} p(\vec{u}', \vec{u}) d\vec{u}' L_\nu(\vec{x}', \vec{u}', t) \end{array} \right] \end{array} \right]. \quad (8)$$

La proposition forte de notre approche est qu'il n'y a plus besoin de recalculer le coefficient d'absorption. La probabilité d'absorption ne nécessite en effet plus le calcul de ce coefficient d'absorption, mais seulement de la contribution  $h_{a,\nu,j}(\vec{x}, t)$  de la transition  $j$  sélectionnée :  $P_a(\vec{x}, t) = h_{a,\nu,j}(\vec{x}, t) / \left( \hat{k}_{a,\nu} P_J(j, \nu) \right)$ . Ainsi apparaît un couplage entre le modèle de transfert radiatif et le modèle spectroscopique.

## 3. Validation et estimation du forçage

### 3.1. Validation sur des profils atmosphériques typiques

La validité de notre approche méthodologique est tout d'abord illustrée sur des calculs de flux à une date donnée et sur des profils atmosphériques de référence. Pour chaque profil, nous

considérons une atmosphère ciel clair constituée uniquement de molécules de gaz :  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$ . Le modèle spectroscopique est un modèle en raie-par-raie, dont les paramètres sont issus de la base de données HITRANonline<sup>1</sup>.

Les profils de raie sont décrits par une fonction de Voigt et les raies sont tronquées à  $25cm^{-1}$  pour le  $H_2O$  et  $O_3$  et  $50cm^{-1}$  pour le  $CO_2$ . L'utilisation de la troncature implique l'introduction d'un continuum uniquement pour l'absorption par la vapeur d'eau dans le cas d'une intégration sur tout le domaine infrarouge [9]. Nos estimations sont effectuées dans l'infrarouge thermique entre 100 et  $2500\text{ cm}^{-1}$ . Le tableau 1 donne les valeurs de flux émis sortant au niveau du sommet de l'atmosphère (TOA) et incident au niveau de la surface (SFC) obtenus par l'algorithme de Monte-Carlo associé aux formulations intégrales 4 et 8

	$F^\uparrow(\text{TOA})$		$F^\downarrow(\text{SFC})$	
	HR_PPart	MC	HR_PPart	MC
MLS	282.41	$282.49 \pm 0.28$	345.23	$346.17 \pm 0.38$
MLW	231.15	$230.92 \pm 0.19$	219.73	$219.21 \pm 0.34$
SAS	264.11	$263.67 \pm 0.24$	296.27	$295.67 \pm 0.38$
SAW	199.00	$198.73 \pm 0.13$	168.62	$168.07 \pm 0.28$
TRO	291.20	$290.82 \pm 0.30$	392.89	$393.95 \pm 0.36$

Tableau 1 : Comparaison de flux atmosphériques en  $W/m^2$  obtenus avec le code HR\_PPart ([meso-star.com/projects/art/art.html](http://meso-star.com/projects/art/art.html)) et l'algorithme de Monte-Carlo présenté dans ce travail, intégrés sur tout l'infrarouge thermique  $[100, 2500]cm^{-1}$ . Les flux sont donnés pour cinq profils atmosphériques typiques en ciel clair. L'atmosphère est constituée de  $H_2O$ ,  $CO_2$  et de  $O_3$ . Un continuum est ajouté à l'absorption par la vapeur d'eau. Chaque estimation Monte-Carlo a été obtenue pour 160000 réalisations et les incertitudes numériques correspondent à l'écart-type associé au résultat de l'algorithme statistique. Les temps de calcul sont tous compris entre une et deux minutes (calculs effectués sur un ordinateur de bureau avec 12 coeurs à 2.60GHz).

### 3.2. Estimation du forçage radiatif au $CO_2$

Notre objectif initial d'estimer le forçage radiatif dû à une augmentation de la concentration de  $CO_2$  peut maintenant être atteint : ce dernier est estimé comme la différence de flux obtenue après modification de la concentration en  $CO_2$ . Le modèle numérique résolu pour l'estimation de ces flux consiste à utiliser une collection de 20592 profils atmosphériques afin de couvrir l'ensemble de la planète sur une période de un mois (profils variant toutes les 6h). Comme précédemment, l'atmosphère est constituée de  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$ . Le domaine d'intégration fréquentiel est l'infrarouge thermique  $[100,2500]cm^{-1}$ . La concentration en  $CO_2$  est tout d'abord fixée à 280 ppmv pour tous les profils et à toutes les dates, ce qui permet d'obtenir une première valeur du flux moyen. Une seconde valeur est ensuite obtenue en refaisant le calcul complet pour une concentration de  $CO_2$  de 560 ppmv. La différence entre les deux valeurs de flux permet d'obtenir le forçage radiatif dû à un doublement de la concentration d'oxyde de carbone :  $-2.588 \pm 0.2939\text{ W/m}^2$ .

On observe que l'augmentation de concentration en  $CO_2$  entraîne une diminution du flux moyen. Les images physiques associées à ce résultat sont bien décrites dans une publication récente [2] : l'émission thermique du sommet de l'atmosphère est toujours due aux zones rencontrées à une épaisseur optique constante (vue depuis le sommet). L'augmentation de l'épaisseur op-

1. <https://hitran.org/>

tique totale de l'atmosphère se traduit donc par une émission à plus haute altitude, et donc à une température globalement plus faible. La réponse du système terrestre pour retourner à l'équilibre (demandant un temps de relaxation typique des interactions entre les continents, les océans et l'atmosphère), se traduit par une augmentation globale du profil de température, toujours en configuration ciel clair. Les résultats présentés ici se veulent une démonstration de la faisabilité de notre approche, et ne permettent pas encore une validation quantitative. Nous pouvons cependant noter que notre ordre de grandeur est cohérent avec la littérature [2].

## 4. Conclusion

Nous proposons une nouvelle méthode de Monte-Carlo permettant d'évaluer des observables radiatives. Cette méthode a pour avantage d'être exacte au sens où la méthode permet d'estimer l'incertitude numérique avec laquelle le résultat est obtenu. Par ailleurs, cette approche permet de coupler directement le modèle de transfert radiatif et le modèle spectroscopique du coefficient d'absorption. Cela permet d'enlever une couche de modélisation introduite par les modèles spectraux approchés de type CK, lesquels entraînent des incertitudes difficiles à évaluer. La méthode proposée présente l'avantage de nécessiter un temps de calcul insensible à la dimension des domaines d'intégration (fréquentiel, spatial et temporel). Cette propriété d'invariance est illustrée par la figure 1.

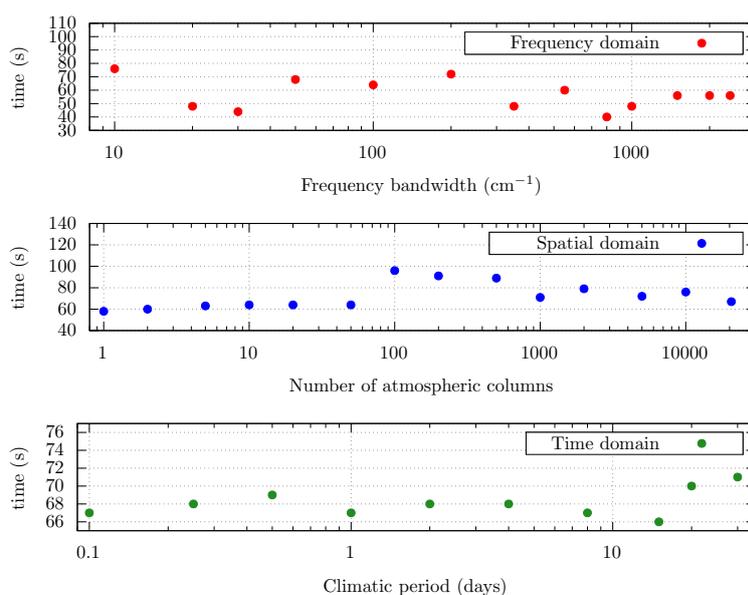


Figure 1 : Insensibilité à la dimension des principaux domaines d'intégrations (spectral, spatial et temporel) du temps de calcul nécessaire pour estimer un flux radiatif. Le premier graphique représente un calcul de flux pour un profil et une date donnés. La largeur de la plage d'intégration fréquentielle varie entre  $10 \text{ cm}^{-1}$  et  $2400 \text{ cm}^{-1}$  (tout le domaine infrarouge). Le graphique du milieu montre les temps de calcul du flux moyen au stationnaire pour un nombre de profils atmosphériques qui varie entre 1 et 20592. Le dernier graphique donne les temps de calcul du flux global moyen intégré sur une période temporelle allant de quelques heures à un mois. Nous constatons qu'il est aussi coûteux d'estimer le résultat à une date et une position données sur un petit intervalle fréquentiel (premier point rouge) que pour estimer le résultat intégré sur tout l'infrarouge thermique, sur toute la Terre et sur un mois (dernier point vert).

L'exemple donné quant à l'estimation du forçage radiatif fait appel à deux calculs Monte-Carlo distincts. Cependant, ce forçage n'est rien d'autre qu'une sensibilité. Plusieurs propositions existent pour estimer, lors d'un seul calcul Monte-Carlo, une grandeur et sa sensibilité à un paramètre [7]. Des pistes sont également ouvertes pour estimer des sensibilités géométriques (altitude ou déformation d'un nuage, déformation d'une surface, etc) [6], [11].

L'approche présentée n'est pas limitée à l'atmosphère terrestre. Il existe de nombreux domaines qui pourraient bénéficier d'un algorithme de Monte-Carlo permettant d'évaluer des observables radiatives sans passer par l'étape de production de spectres d'absorption, en utilisant directement les bases de données spectroscopiques : en planétologie (étude des atmosphères présentes ou passées des planètes du système solaire), en astrophysique (étude de la composition des atmosphères d'exoplanètes), mais également dans l'étude des procédés de combustion (chambres de combustion pour l'aéronautique, procédés industriels, etc).

Cependant notre méthode d'optimisation pour échantillonner les transitions moléculaires, a montré son efficacité dans un milieu où les températures ne sont pas trop élevées. Mais dans des environnements où la température est plus importante, le nombre de transitions moléculaires augmente considérablement et la question de l'espace de stockage nécessaire pour effectuer un tel calcul sera un enjeu important. Par ailleurs pour des milieux présentant des hétérogénéités à faible échelle spatiale, comme les zones nuageuses, une grille d'accélération spatiale fine peut être nécessaire afin de disposer d'un champ de majorant du coefficient d'extinction détaillé. Cette approche est très efficace du point de vue du temps de calcul [12]. Une question ouverte se pose quant à l'utilisation conjointe de cette grille spatiale et de la méthode d'échantillonnage des transitions qui fait elle aussi appel à une grille mais sur le domaine fréquentiel.

## Références

- [1] J. Dauchet, J. J. Béziau, S. Blanco et al., Addressing nonlinearities in monte carlo, *Scientific reports* (2018), vol. 8, no 1, p. 1-11.
- [2] J. Dufresne, V. Eymet, C. Crevoisier, et al., Greenhouse effect : the relative contributions of emission height and total absorption *Journal of Climate* (2020), vol. 33, no 9, p. 3827-3844.
- [3] M. El Hafi, S. Blanco, J. Dauchet et al., Three viewpoints on null-collision Monte Carlo algorithms, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2021), vol. 260, p. 107402.
- [4] M. Galtier, S. Blanco, C. Caliot et al., Integral formulation of null-collision Monte Carlo algorithms, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2013), vol. 125, p. 57-68.
- [5] M. Galtier, S. Blanco, J. Dauchet et al., Radiative transfer and spectroscopic databases : A line-sampling Monte Carlo approach, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2016), vol. 172, p. 83-97.
- [6] P. Lapeyre, S. Blanco, C. Caliot et al., Monte-Carlo and sensitivity transport models for domain deformation, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2020), vol. 251, p. 107022.
- [7] A. D. Lataillade, S. Blanco, Y. Clergent et al., Monte Carlo method and sensitivity estimations, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2002), vol. 75, no 5, p. 529-538.
- [8] M. D. McCool, P. K. Hardwood, Probability trees, *Graphics Interface* (1997), p. 37-46.
- [9] M. G. Mlynchzak, T. S. Daniels, D. P. Kratz et al., The spectroscopic foundation of radiative forcing of climate by carbon dioxide, *Geophysical research letters* (2016), vol. 43, no 10, p. 5318-5325.
- [10] R. Pincus, P. M. Forster, B. Stevens, The Radiative forcing model intercomparison project (RF-MIP) : experimental protocol for CMIP6, *Geoscientific Model Development* (2016), vol. 9, no 9, p. 3447-3460.
- [11] M. Roger, S. Blanco, M. El Hafi et al., Monte Carlo estimates of domain-deformation sensitivities, *Physical review letters* (2005), vol. 95, no 18, p. 180601.
- [12] N. Villefranque, R. Fournier, F. Couvreur et al., A Path-Tracing Monte Carlo Library for 3-D Radiative Transfer in Highly Resolved Cloudy Atmospheres, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* (2019), vol. 11, no 8, p. 2449-2473.

# Étude du comportement de mouillage d'une goutte d'eau sur une surface superhydrophobe en fonction de la température et de l'humidité.

Walid SAMAH<sup>1,2\*</sup>, Pascal CLAIN<sup>1,2</sup>, Laurence FOURNAISON<sup>2</sup>, Francois RIOUAL<sup>2</sup> et Anthony DELAHAYE<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Leonard de Vinci Pôle Universitaire, Research Center, 92916 Paris La Défense, France

<sup>2</sup> Université Paris-Saclay, INRAE, FRISE, 92761 Antony, France

\*(auteur correspondant : walid.samah@inrae.fr)

**Résumé** - Cet article présente une étude sur le comportement de mouillage d'une goutte sur une surface recouverte d'un revêtement superhydrophobe (SH) à différentes températures de surface et humidités relatives. Les résultats montrent que l'évolution des angles de contact pendant le refroidissement des surfaces est influencée par deux phénomènes : le premier est l'évaporation des gouttes et le second est la condensation de la vapeur d'eau sur ces surfaces à basse température. Un modèle semi-empirique de l'évaporation d'une goutte sur une surface superhydrophobe (SH) est présentée et comparée aux résultats expérimentaux.

## Nomenclature

$A$	surface, m <sup>2</sup>	<i>Symboles grecs</i>	
$C$	concentration, kg.m <sup>-3</sup>	$\Delta T$	degré de surfusion, °C
$D$	diffusivité de la vapeur dans l'air, m <sup>2</sup> /s	$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$m$	masse, kg	$\theta$	angle de contact, °
$F$	facteur de correction de la surface de la goutte	<i>Indices et exposants</i>	
$Q$	taux d'évaporation, m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup>	$c$	correctif
$R$	rayon de la goutte, m	$L$	liquide
$T$	température, °C	$m$	moyen
$t$	temps, s	$S$	sphérique
$V$	volume, m <sup>3</sup>	$s$	saturation

## 1. Introduction

Les émissions de gaz frigorigènes constituent une menace majeure pour l'environnement en raison de leur effet sur le réchauffement climatique, ainsi que sur la dégradation de la couche d'ozone. Face à cette situation, la réfrigération secondaire constitue une solution avantageuse pour limiter les quantités de gaz frigorigènes utilisées dans les machines frigorifiques. En effet, elle consiste à limiter le rôle des gaz frigorigènes uniquement à la production de froid, le transport du froid vers le lieu d'utilisation étant assuré par d'autres fluides écologiques appelés "frigoporteurs", comme les coulis de glace. Selon Egolf et al. [1], les coulis de glace sont définis comme des particules de glace en suspension dans une solution aqueuse dont le diamètre moyen est inférieur ou égal à 1 mm. Ces coulis présentent des propriétés thermophysiques intéressantes : changement de phase, stockage de l'énergie thermique sous forme de chaleur latente et une facilité d'écoulement [2]. Il existe différentes technologies de générateurs permettant de produire ces coulis de glace. Une revue complète des générateurs de coulis de glace a été publiée par Zhang et al. [3]. Parmi ces générateurs, ceux à surface raclée et à surfusion sont

les plus industrialisés. Cependant, ils présentent certains inconvénients, tels que des coûts de maintenance élevés et, une consommation d'énergie accrue dans le cas du générateur à surface raclée. Des arrêts et des blocages de la production de coulis de glace dans le cas du générateur à surfusion. En réponse à ces problèmes, de nouvelles méthodes pour optimiser la production de coulis de glace ont été développées. Wang et al, [4] ont été les premiers à proposer l'utilisation de surfaces superhydrophobes (SH) dans les générateurs de coulis de glace à surfusion. Leur étude montre que les revêtements superhydrophobes (SH) permettent d'augmenter le degré de surfusion et donc la concentration de coulis de glace produit. Cependant, un arrêt de production se produit à un moment donné. Selon les auteurs, cela est dû à la nucléation et à la croissance de la glace sur la surface SH qui entraîne le blocage de l'écoulement du liquide surfondu à l'intérieur du générateur. Cette nucléation de la glace peut être due à la perte de la propriété superhydrophobe à basse température.

Dans la nature, trois états de mouillage peuvent être distingués : un état hydrophile avec un angle de contact (angle formé par la surface du fond de la goutte et l'interface de la goutte) compris entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , un état hydrophobe avec un angle de contact compris entre  $90^\circ$  et  $150^\circ$  et un état superhydrophobe (SH) avec un angle de contact supérieur à  $150^\circ$ . Pour le cas superhydrophobe (SH), il existe deux états de mouillage supplémentaires, le premier est l'état de Wenzel [5] et le second est appelé état de Cassie [6]. Ces états se différencient par la typologie de mouillabilité de la surface. L'état de Cassie est caractérisé par la position d'une goutte d'eau reposant sur les sommets de la rugosité de la surface. La goutte peut alors glisser lorsque la surface est inclinée, car la surface de contact entre le liquide et le solide est limitée par la présence de poches d'air. À l'état de Wenzel, les gouttes d'eau épousent la forme de la rugosité et ne glissent pas. Le passage de l'état de Cassie à Wenzel est appelé transition de mouillage et peut être provoqué par plusieurs facteurs (température, pression, etc.). Les surfaces SH peuvent conserver leur superhydrophobie même lorsqu'elles sont immergées pendant une longue période, en raison de la fine couche d'air qui sépare le liquide et la surface solide, car ces surfaces sont également aérophiles.

Cet article présente l'évolution des angles de contact d'une goutte d'eau sur une surface recouverte d'un revêtement SH. Pour cela, deux études ont été menées. La première est l'étude de l'effet de la température de surface sur l'évolution des propriétés de mouillage du revêtement. La deuxième est l'étude de l'effet de la variation de l'humidité relative sur l'évolution des propriétés de mouillage du revêtement. Les résultats de ce travail présentent un double éclairage dans le domaine de la production de froid. D'une part, sur l'amélioration du degré de surfusion avec l'utilisation de revêtements SH pour des applications de réfrigération secondaire. D'autre part, sur l'amélioration des transferts thermiques avec l'utilisation de revêtements SH. Cette amélioration passe par la réduction de la formation de givre qui agit comme une couche isolante sur les évaporateurs des machines frigorifiques. En effet, les surfaces SH sont connues pour leur capacité à retarder la congélation de l'eau et la formation de givre.

## **2. Matériels et méthodes**

### **2.1. Dispositif expérimental**

Un dispositif expérimental permettant de mesurer l'angle de contact d'une goutte sur une surface SH à différentes températures et à différentes humidités relatives a été mis au point en laboratoire, comme illustré à la figure 1 (a). Celui-ci comporte un goniomètre (illustré à la figure 1 (b)) qui est placé dans une chambre climatique de marque BINDER, modèle MKF 56. Le goniomètre est principalement équipé d'une source de lumière blanche et de deux caméras

microscopiques numériques CMOS USB de la marque Chengstore. En outre, ce goniomètre est équipé d'un échangeur de chaleur en aluminium de dimensions 80 mm × 40 mm × 25 mm. Ce dernier est relié à un cryostat à circulation de la marque JULABO, modèle FP50-HE. Le cryostat à circulation est rempli avec un mélange d'eau et d'éthanol (50 % en masse d'éthanol), ce qui permet d'atteindre des températures négatives d'environ  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ , sans risque de cristallisation du mélange. Ce mélange circule dans l'échangeur de chaleur avec un débit  $26\text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$ . Les températures de surface des échantillons SH sont mesurées à l'aide de trois thermocouples de type T avec une incertitude de mesure de  $\pm 0,028\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Ces thermocouples sont placés sur la plaque SH à une distance d'environ 6 mm de la goutte. Le premier thermocouple a été placé sur le côté gauche de la goutte, le second sur le côté droit et le dernier derrière la goutte. Ces thermocouples sont connectés à un système d'acquisition de données de marque KEYSIGHT modèle DAQ970A qui est lui-même connecté à un ordinateur.

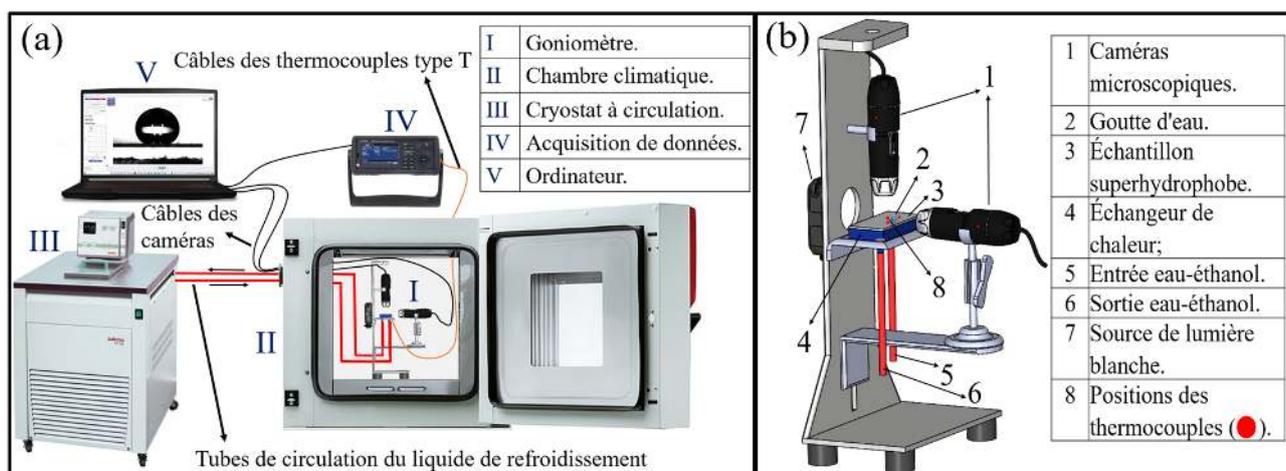


Figure 1 : a) Dispositif expérimental pour la mesure des angles de contact à différentes températures de surface et humidités relatives; b) image schématique du goniomètre.

## 2.2. Méthode de préparation d'échantillons superhydrophobes

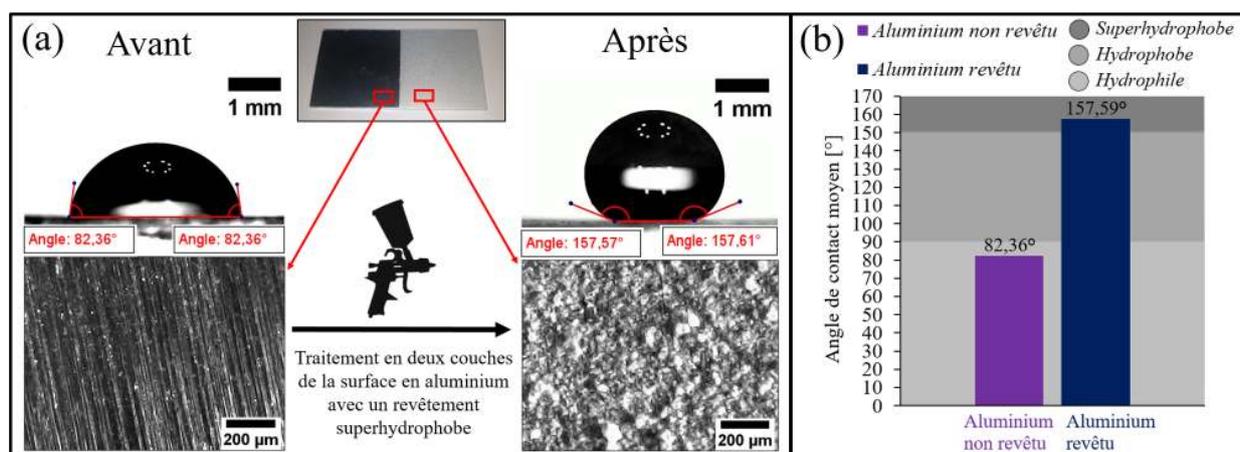


Figure 2 : a) État de surface de la plaque en aluminium avant et après traitement avec le revêtement; b) évolution des angles de contact avant et après traitement.

Le traitement des échantillons en alliage d'aluminium AW1050H24 de dimensions 80 mm × 40 mm × 2 mm avec le revêtement SH se fait en 2 étapes par pulvérisation. Une première couche

est appliquée avec un temps de séchage de 50 minutes. Puis une deuxième couche est appliquée avec un temps de séchage de 15 minutes. Avant le traitement, l'angle de contact moyen avec une goutte d'eau désionisée de  $8,4 \mu\text{l}$  était de  $82,36^\circ$ . Après application du revêtement, l'angle de contact est porté à  $157,59^\circ$ , comme le montre la figure 2 (b). Cette augmentation est due à la micro-structuration de la surface que procure le revêtement comme le montre la figure 2 (a), permettant aux poches d'air d'être piégées dans les aspérités sous la goutte. Cela permet à la goutte de glisser sur la surface avec une hystérésis de l'angle de contact d'environ  $2^\circ$ .

### 2.3. Méthode de mesure des angles de contact des gouttes avec variation de l'humidité relative et de la température de surface

Tout d'abord, l'humidité relative dans la chambre climatique est réglée à une valeur souhaitée et la température d'air de la chambre est maintenue constante à  $22^\circ\text{C}$  pour tous les essais. La température initiale du mélange de refroidissement qui circule dans l'échangeur de chaleur est égale à celle de la chambre. Un échantillon en aluminium recouvert par le revêtement SH est fixé sur l'échangeur. Pour améliorer le transfert de chaleur entre l'échangeur de chaleur et l'échantillon, une fine couche de pâte thermique est déposée entre eux. Une goutte d'eau désionisée de volume  $8,4 \mu\text{l}$  est alors soigneusement déposée sur la surface SH à l'aide d'une micropipette à volume variable, puis la porte de la chambre climatique est fermée. Ensuite, l'enregistrement vidéo de la goutte filmée par la caméra microscopique CMOS du goniomètre est lancé. En même temps, un enregistrement de la température de surface de l'échantillon SH et de l'humidité relative dans la chambre climatique est effectué. Par la suite, la température du cryostat à circulation alimentant l'échangeur de chaleur est diminuée linéairement avec une vitesse de  $1,38^\circ\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$  jusqu'à ce que la goutte soit gelée à une température d'environ  $-10^\circ\text{C}$ . À la fin des expériences, les mesures des angles de contact ont été effectuées à l'aide du logiciel IC Meure V2.0.0.286 et ensuite vérifiées et validées avec deux autres logiciels : Ossila V3.1.2.2 et Holmarc V8.1.0.0. L'incertitude de mesure des angles de contact est comprise entre  $0,5^\circ$  et  $1^\circ$ .

## 3. Résultats et discussions

### 3.1. Influence de la température sur le comportement de mouillage de la surface superhydrophobe

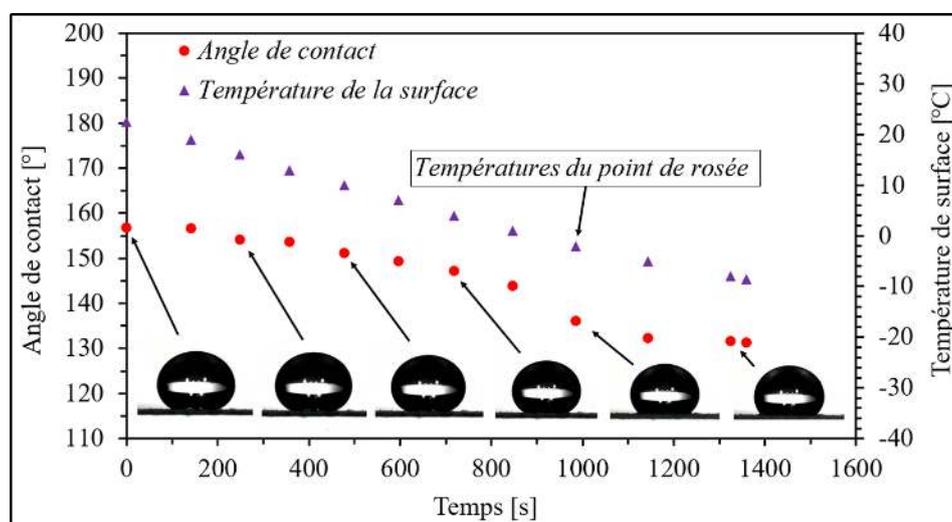


Figure 3 : Évolution de l'angle de contact d'une goutte d'eau pendant le refroidissement de la surface superhydrophobe.

Dans cette section, l'effet de la température moyenne de surface sur les propriétés de mouillage des surfaces en aluminium revêtues avec le revêtement SH a été étudié. La figure 3 présente l'évolution de l'angle de contact d'une goutte d'eau refroidie jusqu'à  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  dans une humidité relative de 20 %. Les résultats montrent une diminution de l'angle de contact pendant le refroidissement de la surface SH passant de  $156,77^{\circ}$  à  $131,27^{\circ}$ . Nous remarquons que le caractère superhydrophobe de la surface disparaît après 500 s lors du refroidissement. Afin de mieux comprendre les phénomènes qui se produisent lors de cette diminution de l'angle de contact, nous avons tracé à la figure 4 l'évolution de l'angle de contact et du diamètre de la base de la goutte (aussi appelé diamètre de contact) en fonction de la température et à la figure 5 l'évolution du volume de la goutte d'eau en fonction du temps. A partir de la figure 4, quatre régimes différents peuvent être identifiés (R1, R2, R3 et R4). Dans le régime R1, il y a une évaporation de la goutte à l'état de Cassie car l'angle de contact reste constant et le diamètre de contact diminue. Cela signifie que les points de contact de la goutte glissent sur la surface et la goutte conserve sa forme sphérique. Dans le régime R2, on observe l'évaporation de la goutte d'eau à l'état de Wenzel, car le diamètre de contact reste constant et l'angle de contact diminue. Cela signifie que la goutte a pénétré les aspérités et que les points de contact de la goutte sont fixés sur la surface. Dans le régime R3, une diminution brusque de l'angle de contact est provoquée par l'évaporation puis par la coalescence de la goutte avec les microgouttelettes de condensation (voir figure 4). Il en résulte une augmentation brusque du diamètre de contact de la goutte à la température du point de rosée de  $-2,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Dans ce même régime, la goutte d'eau passe en surfusion. Dans le régime R4, le diamètre reste constant, ainsi que l'angle de contact. Ceci est dû à la formation de givre observée autour de la goutte à une température de  $-7\text{ }^{\circ}\text{C}$  et à la congélation de la goutte surfondue à une température de  $-8,6\text{ }^{\circ}\text{C}$ , donc le degré de surfusion est  $\Delta T = -8,6\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

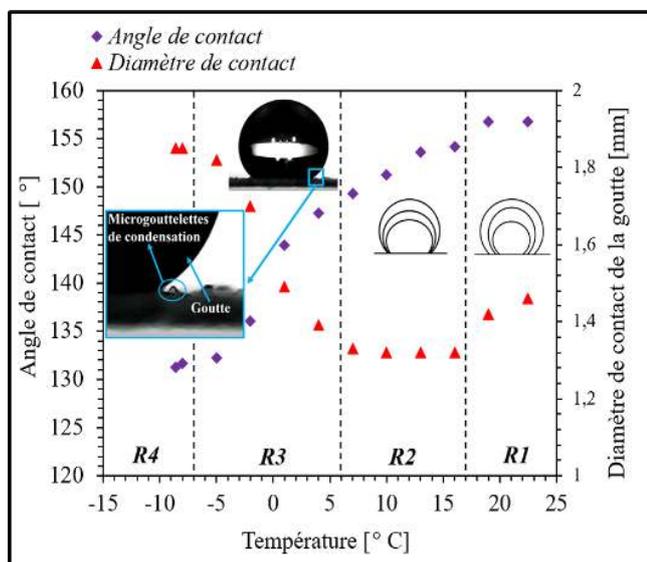


Figure 4 : Évolution de l'angle de contact et du diamètre de contact d'une goutte en fonction de la température moyenne de surface.

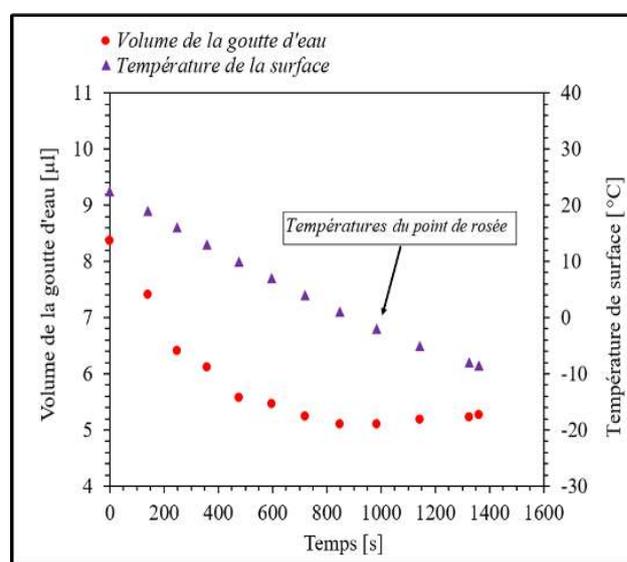


Figure 5 : Évolution de la température moyenne de surface et du volume d'une goutte en fonction du temps.

### 3.2. Modélisation de l'évaporation d'une goutte d'eau à l'état Cassie

L'évolution du volume d'une goutte s'évaporant sur une surface SH à l'état de Cassie (c'est-à-dire, l'angle de contact constant au cours de l'évaporation (ACC)), peut être modélisée sur la base de la diffusion des molécules d'eau de la surface de la goutte vers l'atmosphère ambiante.

Le taux d'évaporation d'une goutte liquide complètement sphérique juste en contact avec une frontière plane, de masse volumique  $\rho_L$ , de rayon sphérique  $R_S$  et de volume  $V$ , dépend de la surface liquide-vapeur  $A_S = 4\pi R_S^2$ . Ce taux d'évaporation est modélisé par l'équation 1 [7] :

$$Q = -\frac{dV}{dt} = A_S D \frac{(C_s - C_\infty)}{R_S \rho_L} f(\theta) = \frac{4\pi R_S D (C_s - C_\infty)}{\rho_L} f(\theta) \quad (1)$$

Où  $D$  est le coefficient de diffusion,  $\Delta C = C_s - C_\infty$  est la différence entre la concentration de vapeur à la surface de la gouttelette (supposée égale à la concentration de saturation  $C_s$ ) et la valeur ambiante loin de la surface de la gouttelette  $C_\infty$ . Dans notre étude, une goutte d'eau de  $8,4 \mu l$  est placée sur la plaque SH du goniomètre qui est déjà placé dans la chambre climatique. Cette goutte est soumise à une température ambiante constante de  $25^\circ C$  et à une humidité relative de  $33\%$  (comme présenté dans le montage expérimental 2.1.). Nous prenons les valeurs proposées par Song et al. [8] pour nos conditions opératoires de  $25^\circ C$  et  $33\%$  d'humidité relative :  $D = 25 \text{ mm}^2/s$ ,  $C_s = 2,3 \times 10^{-8} \text{ g/mm}^3$  et  $C_\infty = 0,76 \times 10^{-8} \text{ g/mm}^3$ . Les mesures des volumes et des surfaces liquide-vapeur de gouttes expérimentales sont réalisées avec le logiciel Solidworks®, par reconstruction 3D des images de gouttes 2D. La fonction  $f(\theta)$  représente la dépendance du taux d'évaporation par rapport à l'angle de contact  $\theta$ . Afin de réaliser un modèle, il est nécessaire de déterminer la fonction  $f(\theta)$ . Dans cette étude, la détermination de cette fonction  $f(\theta)$  est réalisée selon la méthode de Song et al. [8]. Cette dernière consiste à calculer inversement la valeur des points de la fonction  $f(\theta)$  à partir de l'évolution du volume expérimental de la goutte, par l'utilisation de l'équation (1). Dans notre cas, où l'angle de contact est constant avec une valeur moyenne  $\theta_m = 156,58^\circ$ , la fonction  $f(\theta)$  vaut :  $-0,859 \ln(\theta_m) + 5,4372 = 1,09$ . Picknett et Bexon [9] ont proposé un modèle de fonction  $f(\theta)$ , qui est un ajustement polynomial couvrant les plages angulaires de  $10^\circ$  à  $180^\circ$  valide pour toutes les gouttes en forme de calotte sphérique parfaite reposant sur une frontière solide plate. comme le montre l'équation 2 :

$$f_{PB}(\theta) = \frac{8,957 \times 10^{-5} + 0,6333\theta + 0,116\theta^2 - 0,08878\theta^3 + 0,01033\theta^4}{2} \quad (2)$$

Si nous calculons la valeur de la fonction  $f_{PB}$  du modèle de Picknett et Bexon pour notre cas, où l'angle de contact moyen constant de la goutte qui s'évapore est de  $156,58^\circ$  et en radian  $2,723 \text{ rad}$ , nous obtenons une valeur  $f_{PB}$  de  $0,68$ . Le modèle d'évaporation de l'équation 1 n'est valable que pour des gouttes de forme de calotte sphérique parfaite [7]. Or dans notre cas, la goutte ne l'est pas (voir la figure 7). Afin d'améliorer le modèle de l'équation 1, nous avons introduit un facteur de correction pour la surface liquide-vapeur de la goutte sphérique. Ce facteur est calculé en prenant le rapport entre la surface d'une goutte complètement sphérique (utilisées dans l'équation 1 :  $A_S = 4\pi R_S^2$ ) et la surface réelle de la goutte qui ne sont pas complètement sphériques ( $A$ ) déterminées expérimentalement par la mesure Solidworks®, à chaque pas de temps (i) puis moyenné. Comme indiqué dans l'équation 3 :

$$F_{c_i} = \frac{A_{S_i}}{A_i} \quad \text{et} \quad \bar{F}_c = \frac{\sum_{i=1}^n F_{c_i}}{n} \quad (3)$$

Cela donne un facteur de correction moyen  $\bar{F}_c = 1,12$ . Ce qui nous permet de modifier le modèle de l'équation 1 en utilisant la surface réelle de la goutte  $A$  qui peut être exprimée également par  $\frac{A_S}{\bar{F}_c}$  et nous obtenons le modèle suivant :

$$Q = -\frac{dV}{dt} = AD \frac{(C_s - C_\infty)}{R_S \rho_L} f(\theta) = \frac{A_S}{\bar{F}_c} D \frac{(C_s - C_\infty)}{R_S \rho_L} f(\theta) = \frac{4\pi R_S D (C_s - C_\infty)}{\bar{F}_c \rho_L} f(\theta) \quad (4)$$

Le volume de la goutte à l'instant  $t = j + 1$  est obtenu par :

$$V_{j+1} = V_j - Q_j \Delta t = V_j - \frac{4\pi R_{Sj} D (C_s - C_\infty)}{\bar{F}_c \rho_L} f(\theta) \Delta t \quad (5)$$

Avec  $V_j$  le volume de la goutte à l'instant  $j$ ,  $\Delta t$  est le pas de temps entre l'instant  $t = j$  et l'instant  $t = j + 1$ . Dans notre cas  $\Delta t = 120$  s.

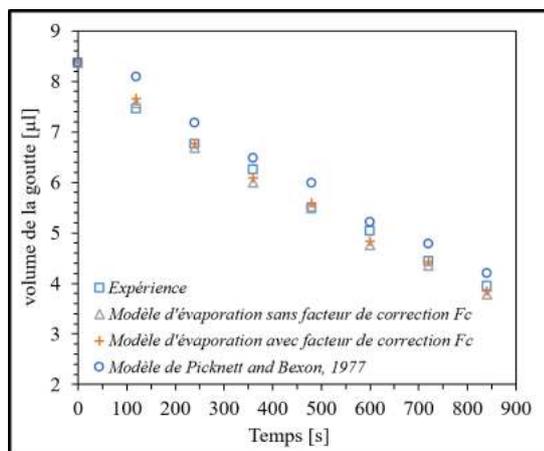


Figure 6 : Évolution du volume d'une goutte d'eau.

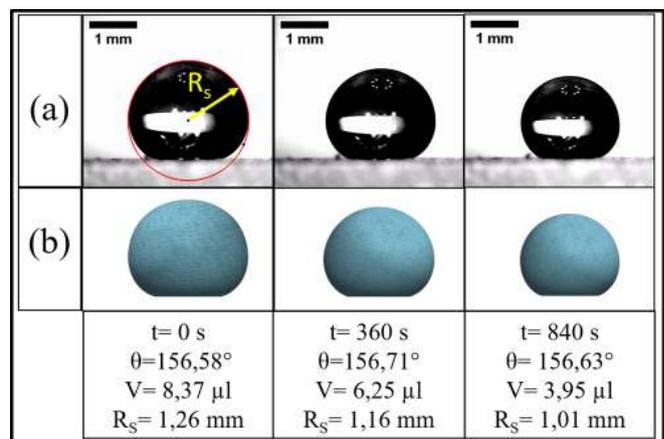


Figure 7 : Évaporation d'une goutte d'eau : a) image réelle ; b) image 3D modélisée.

Les figures 6 et 7 montrent l'évolution du volume de la goutte d'eau de volume initial de  $8,4 \mu\text{l}$  au cours de son évaporation. Nous constatons que le modèle de Picknett et Bexon, où  $f(\theta) = 0,68$  donne une déviation moyenne de  $5,7 \%$ . Ce dernier est valable pour les gouttes ayant une forme de calotte sphérique parfaite. Nos modèles s'adaptent bien aux résultats expérimentaux, où  $f(\theta) = 1,09$  avec une déviation moyenne de  $2,4 \%$  pour le modèle sans facteur de correction de la forme de la goutte  $F_c$ , et une déviation moyenne de  $1,8 \%$  pour le modèle avec le facteur de correction. Le modèle avec le facteur de correction apporte une amélioration de  $25 \%$  par rapport au modèle sans facteur de correction.

### 3.3. Influence de l'humidité sur le comportement de mouillage de la surface superhydrophobe

Afin de caractériser l'effet de l'humidité relative sur le comportement de mouillage des surfaces SH. Trois humidités relatives ont été étudiées :  $20 \%$ ,  $30 \%$  et  $50 \%$  pendant le refroidissement de la surface SH. Les résultats de l'évolution des angles de contact des gouttes d'eau en fonction de la température sont présentés dans les figures 8. Nous remarquons une diminution des angles de contact sur la plage de température de  $22^\circ\text{C}$  à  $12^\circ\text{C}$  pour tous les niveaux d'humidité relative, cette diminution est due à l'évaporation des gouttes. Puis, cette diminution devient brusque à mesure que l'on s'approche des températures théoriques du point de rosée pour chaque niveau d'humidité relative. Cette diminution brutale est due à la condensation de la

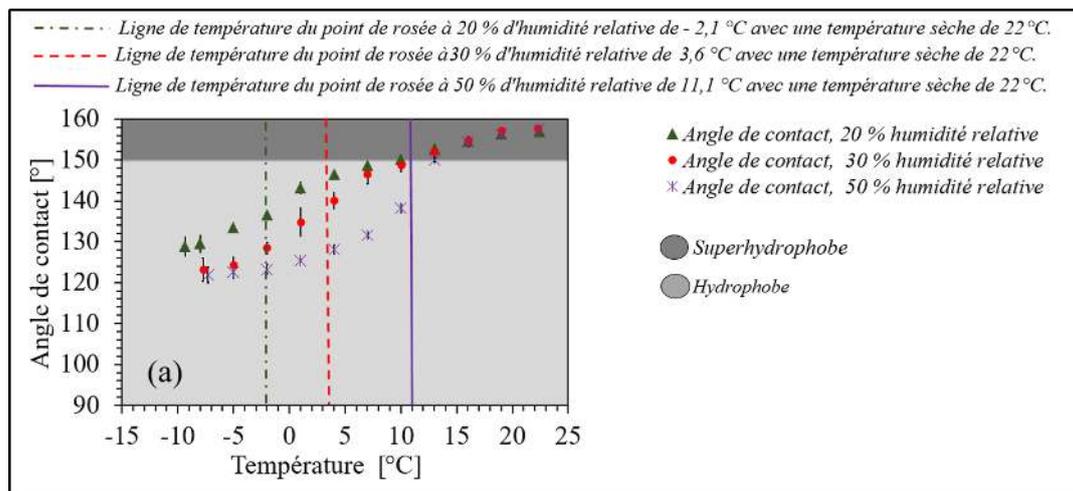


Figure 8 : Évolution des angles de contact des gouttes d'eau pour différentes humidités relatives pendant le refroidissement des surfaces en fonction de la température.

vapeur d'eau contenue dans l'air sur la surface SH, ce qui entraîne la coalescence de la goutte avec les microgouttelettes de condensation, provoquant l'étalement de la goutte sur la surface puis la diminution des angles de contact.

#### 4. Conclusion

Les résultats de cet article montrent que les angles de contact diminuent significativement avec la diminution de la température de surface et l'augmentation de l'humidité relative ambiante. Cette diminution est due à deux phénomènes distincts : le premier est l'évaporation des gouttes d'eau à des températures supérieures à celles du point de rosée. Le second est la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air sur la surface SH dans une plage de température très proche de celle du point de rosée théorique. La surface SH étudiée dans cet article permet d'atteindre un degré de surfusion de la goutte d'eau compris entre  $-7\text{ °C}$  et  $-8\text{ °C}$  pour tous les niveaux d'humidité relative. Un modèle semi-empirique d'évaporation d'une goutte sur une surface SH est présenté et comparé aux résultats expérimentaux, un bon accord est trouvé.

#### Références

- [1] P. W. Egolf and M. Kauffeld, From physical properties of ice slurries to industrial ice slurry applications, *Int. J. Refrig.*, 28 (2005) 4-12.
- [2] M. Kauffeld, M. J. Wang, V. Goldstein, and K. E. Kasza, Ice slurry applications, *Int. J. Refrig.*, 33 (2010) 1491-1505.
- [3] P. Zhang and Z. W. Ma, An overview of fundamental studies and applications of phase change material slurries to secondary loop refrigeration and air conditioning systems, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 16 (2012) 5021-5058.
- [4] H. Wang, G. He, and Q. Tian, Experimental study of the supercooling heat exchanger coated with fluorocarbon coating, *Energy Build.*, 55 (2012) 526-532.
- [5] R. N. Wenzel, Surface roughness and contact angle, *J. Phys. Chem.*, 53 (9) (1949) 1466-1467.
- [6] A. Cassie and S. Baxter, Wetting of porous surfaces, *Trans. Faraday Soc.*, 40 (1944) 546-511.
- [7] G. McHale, S. Aqil, N. J. Shirtcliffe, M. I. Newton, and H. Y. Erbil, Analysis of Droplet Evaporation on a Superhydrophobic Surface, *Langmuir*, 21 (2005) 11053-11060.
- [8] H. Song, Y. Lee, S. Jin, H.-Y. Kim, and J. Y. Yoo, Prediction of sessile drop evaporation considering surface wettability, *Microelectron. Eng.*, 88(11) (2011) 3249-3255.
- [9] R. G. Picknett and R. Bexon, The evaporation of sessile or pendant drops in still air, *J. Colloid Interface Sci.*, 61(2) (1977) 336-350.

# MODELISATION DES PERFORMANCES THERMIQUES D'UN EVAPORATEUR SOLAIRE

Romain FILLET<sup>1</sup>, Vincent NICOLAS\*<sup>1</sup>, Alain CELZARD<sup>1</sup>, Vanessa FIERRO<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Lorraine, CNRS, IJL, F-88000 Epinal, France

\*(auteur correspondant : vincent.nicolas@univ-lorraine.fr )

## Résumé

Un évaporateur solaire utilisant une mousse de tannin pour concentrer le rayonnement solaire a été modélisé en éléments finis avec le logiciel COMSOL Multiphysics. Une modélisation 2D axisymétrique a permis d'évaluer l'effet de la température et de l'humidité de l'air ambiant, ainsi que l'effet de l'ensoleillement sur une journée type et l'épaisseur d'isolation autour du système. Il en résulte que la température a une influence significative sur la performance, augmentation de 50% entre 20 et 40°C, et une épaisseur d'isolant de 3 cm est suffisante pour garantir la performance maximale de notre évaporateur à l'échelle laboratoire.

## Nomenclature

$a_w$	activité de l'eau	$T$	Température, K
$c_p$	capacité thermique, J.K <sup>-1</sup> .kg <sup>-1</sup>	<i>Symboles grecs</i>	
$C_{opt}$	concentration optique, sun	$\varepsilon$	fraction
$D$	coefficient de diffusion à l'intérieur du matériau, m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>	$\lambda$	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$E$	émissivité du matériau et du côté du bécher	$\varphi$	porosité
$h_c$	coefficient d'échange convectif thermique, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	$\rho$	densité, kg.m <sup>-3</sup>
$h_v$	enthalpie de vaporisation, kJ.kg <sup>-1</sup>	$\eta$	efficacité
$H_r$	humidité relative, %	$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann
$k_m$	coefficient de transfert massique convectif, m.s <sup>-1</sup>	<i>Indices et exposants</i>	
$\dot{m}$	taux d'évaporation, kg.m <sup>-2</sup> .h <sup>-1</sup>	$a$	ambiant
$M$	masse molaire, kg.mol <sup>-1</sup>	$b$	dessous
$P$	pression, Pa	$i$	composant i
$P_{s,0}$	ensoleillement moyen sur terre, W.m <sup>-2</sup>	$m$	matériau
		$s$	côté
		$sat$	saturation
		$v$	vaporisation
		$w$	eau
		$0$	référence

## 1. Introduction

En raison du réchauffement climatique, de l'accroissement de la population mondiale et de la pollution des cours d'eau, les ressources en eau potable seront de plus en plus rares dans les années futures. D'ici 2050, 3,9 milliards de personnes, ou plus de 40% de la population mondiale, vont vivre dans des régions touchées par la sécheresse [1]. Pour résoudre ce problème, outre la diminution de la consommation, plusieurs approches complémentaires pourraient être développées, notamment le stockage et/ou la récupération et purification d'eaux impropres à la consommation.

Une des stratégies pour la purification des eaux est l'évaporation directe par un système d'évaporation passive, utilisant l'énergie solaire pour valoriser l'eau salée et/ou polluée. En effet, certains matériaux dits photothermiques, une fois placés à la surface de l'eau, ont la capacité d'absorber l'énergie solaire et d'accélérer l'évaporation, transformant ainsi entre 80% et 90% du

rayonnement solaire reçu en chaleur. La chaleur concentrée à la surface, mouillée par diffusion de l'eau liquide à travers le matériau, fait augmenter sa température, ce qui augmente la pression de vapeur et accroît le flux d'évaporation. La vapeur est ensuite condensée pour produire de l'eau purifiée [2]. Les systèmes d'évaporation de l'eau (SEE) sont le sujet de beaucoup de recherches et une grande quantité de matériaux ont été développés [3]. Un système d'évaporation de l'eau consiste en un matériau, qui fait office d'évaporateur, avec une surface qui présente une bonne absorption des radiations lumineuses pour maximiser l'utilisation de l'énergie entrante. Le transport de l'eau vers la surface d'évaporation est généralement garanti par le matériau qui est en contact direct avec le volume d'eau ou par l'utilisation d'une mousse supplémentaire, de tiges de coton ou d'autres matériaux de transport [4]. Dans ce cas, le matériau est placé sur une mousse isolante pour lui permettre de flotter.

Pour comprendre les phénomènes mis en jeu et optimiser le système, un modèle axisymétrique à deux dimensions d'un évaporateur à base de mousse de tannin a été réalisé. Un précédent travail sur les conditions de mesure expérimentale a déjà été publié [5]. Celui-ci recommande des conditions de température de l'air de 25°C et d'humidité relative de 60%. Le modèle développé ici va permettre l'évaluation de l'impact de ces paramètres sur les résultats. Bien que des simulations numériques aient déjà été utilisées par le passé, elles se contentaient de vérifier le comportement de certains aspects, comme la distribution de la température, la diffusion de l'eau ou la géométrie. Dans ce manuscrit, la validation du modèle vis-à-vis des résultats expérimentaux sera présentée premièrement et, dans un second temps, une étude paramétrique sur les conditions aux limites sera réalisée. Enfin, une étude dynamique sera proposée, montrant l'évolution des performances sur une journée type.

## 2. Matériels et méthodes

### 2.1. Matériau d'évaporation

Le tannin utilisé pour produire la mousse est extrait de l'écorce de mimosa (*Acacia Mearnsii*), en utilisant un procédé industriel décrit dans la littérature. La mousse a été produite comme décrit dans des études précédentes [6,7] et a été découpée à la taille du bécher utilisé (58 mm de diamètre et 15 mm d'épaisseur), visible sur la Figure 1a.

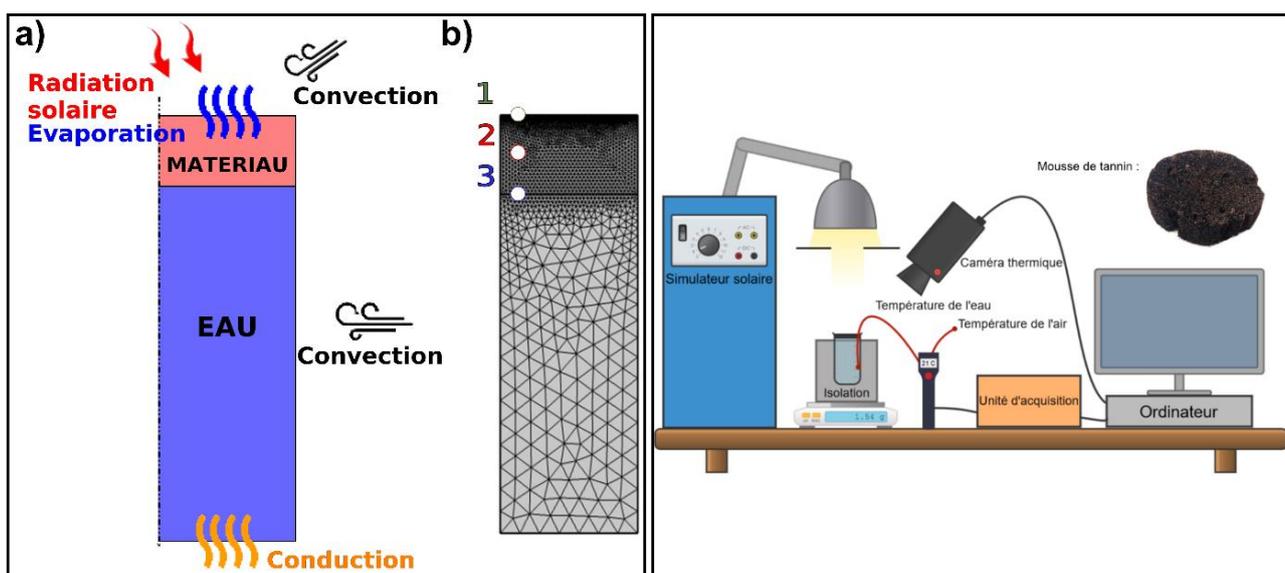


Figure 1. a) Géométrie axisymétrique et phénomènes aux frontières et b) maillage utilisé et points de mesures

Figure 2. Montage expérimental et photo de la mousse de tannin (en haut à droite)

## 2.2. Protocole expérimental

Les mesures expérimentales sont réalisées en utilisant un simulateur de lumière solaire (SOLAR LIGHT LS-1000) pour ensoleiller un b cher rempli d’eau du robinet (60 mm de diamètre). Une mousse biosourcée à base de tannin est placée à la surface de l’eau (Figure 2), avec plusieurs thermocouples pour mesurer la température en plusieurs points (Figure 1b). Cette mousse a été choisie car elle est développée depuis plusieurs années au laboratoire avec des propriétés maîtrisées. Le b cher est placé sur une balance Sartorius ENTRIS, précise au milligramme pour mesurer les variations de masse totale du système, et donc le taux d’évaporation. En outre, une caméra thermique (OPTRIS PI) orientée vers la surface d’évaporation est utilisée pour mesurer la température. La température et l’humidité ambiante de l’air sont mesurées à l’aide d’un capteur placé dans la pièce. Le simulateur solaire est d’abord calibré pour fournir  $1 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$  (aussi nommé  $1 \text{ sun}$ ). Ensuite, le b cher, ainsi que l’eau, le matériau et les thermocouples sont placés sur la balance pour mesurer l’évolution de la masse de l’eau au cours du temps (Figure 4) afin de calculer le taux d’évaporation (en  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{h}^{-1}$ ).

Afin de comparer l’expérience au modèle numérique, trois ensoleillements différents ont été fixés à 3300 secondes d’écart chacun. L’évolution de la température et de la perte de masse a pu être mesurée selon les variations de l’ensoleillement. L’efficacité globale du système est calculée en utilisant l’équation (1):

$$\eta = \frac{\dot{m}h_v}{C_{opt}P_{s,0}} \quad (1)$$

Dans la littérature, un résultat type est couplé à un résultat d’efficacité pour un ensoleillement donné. Théoriquement, une efficacité de 100%, pour une enthalpie de vaporisation de l’eau de  $2450 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$  (  température et pression standard), donne un taux d’évaporation  $\dot{m}$  de  $1.47 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{h}^{-1}$  pour  $1 \text{ sun}$  d’ensoleillement. Cela représente le taux d’évaporation limite pour ces conditions, en considérant le matériau comme parfait. En revanche, il faut noter que cela ne prend pas en compte les échanges thermiques avec l’extérieur.

## 2.3. Modèle physique et numérique

Un modèle 2D axisymétrique a été réalisé en utilisant le logiciel COMSOL 5.6. Le matériau et le volume d’eau sont représentés par des rectangles (respectivement rouge et bleu sur la Figure 1a). Les conditions aux limites comprennent :   la surface, de l’ensoleillement solaire, de la convection avec l’air et l’évaporation de l’eau ; sur le côté, de la convection avec l’air et ; en dessous, de la conduction.

Les transferts de masse et les transferts thermiques durant l’évaporation ont été simulés par le biais de deux variables, la température,  $T$ , et la fraction volumique de liquide dans les pores,  $\varepsilon_l$ , obtenue par les équations de conservation de l’énergie et de la masse respectivement (Equation(2) et Equation (3)). L’énergie associée aux transferts de masse est négligée, du fait du caractère lent de la cinétique en jeu.

$$\rho_i c_{p,i} \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (-\lambda_i \vec{\nabla} T) = 0 \quad (2)$$

Le transfert de masse est représenté par un phénomène de diffusion de l’eau dans un matériau. Pour permettre au matériau de sécher et ainsi réduire l’évaporation à la surface lorsqu’elle n’est plus saturée en eau, une équation de diffusion de l’eau en régime transitoire est utilisée (Equation (3)) avec comme variable la fraction volumique d’eau liquide dans la structure

poreuse  $\varepsilon_l$ . L'équation (3) est obtenue à partir de l'équation de conservation de l'eau à l'intérieur du matériau [8].

$$\rho_w \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (-\rho_w D \vec{\nabla} \varepsilon_l) = 0 \quad (3)$$

À la surface (Equation (4)), l'échange thermique prend en compte la convection de l'air, la radiation solaire et les pertes par évaporation. Ces dernières se calculent en multipliant l'énergie nécessaire à l'évaporation de l'eau (correspondant à l'enthalpie de vaporisation de l'eau,  $h_v$ , en  $\text{J.kg}^{-1}$ ) par le taux d'évaporation,  $\dot{m}$ , en  $\text{kg.m}^{-2}.\text{h}^{-1}$ .

$$-\vec{n} \cdot (-\lambda_m \vec{\nabla} T) = h_c(T_a - T) + \dot{m}(h_v + c_{p,w}(T_{w,i} - T)) + C_{opt} P_{s,0} + E_m \sigma (T_a^4 - T^4) \quad (4)$$

avec  $-\vec{n}$  le vecteur unitaire normal à la limite considérée.

Sur la surface supérieure, l'évaporation de l'eau,  $\dot{m}$ , est déduit de la différence à la surface entre la concentration massique de l'eau et de l'air et est calculé de la façon suivante [9]:

$$-\vec{n} \cdot (-\rho_w D \vec{\nabla} \varepsilon_l) = \dot{m} = -k_m \frac{M}{R} \left( \frac{P_w^{v,sat}}{T} a_w - H_R \frac{P_a^{v,sat}}{T_a} \right) \quad (5)$$

avec  $k_m$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) le coefficient de transfert convectif massique, calculé par l'analogie de Colburn [10]:

$$k_m = \frac{h_c}{1000} \quad (6)$$

En outre,  $P_w^{v,sat}$  et  $P_a^{v,sat}$  sont calculés à partir de l'équation de Clapeyron:

$$P_x^{v,sat} = P_0 \exp \left( \frac{h_v}{R} M \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right) \quad (7)$$

L'échange thermique entre l'air et le côté du béccher s'effectue par convection et par radiation :

$$-\vec{n} \cdot (-\lambda_i \vec{\nabla} T) = h_{c,s}(T_a - T) + E_s \sigma (T_a^4 - T^4) \quad (8)$$

Un seul type de transfert de chaleur par convection s'effectue à l'interface entre la balance et le fond du béccher :

$$-\vec{n} \cdot (-\lambda_w \vec{\nabla} T) = h_{c,b}(T_a - T) \quad (9)$$

Le matériau est considéré saturé à l'interface entre l'eau et le matériau, ce qui fixe la valeur de la fraction volumique de liquide à la valeur de porosité du matériau. En outre, la continuité thermique est supposée.

$$\varepsilon_l = \varphi \quad (10)$$

Les variables  $T$  et  $\varepsilon_l$  sont calculées avec le logiciel commercial COMSOL Multiphysics 5.6, en utilisant un maillage de 4145 éléments triangulaires (Figure 1b). Le reste du maillage est généré automatiquement par le logiciel en fonction de la physique calculée à l'exception de la surface d'évaporation qui a été fixée à 100 éléments pour stabiliser la solution. Les calculs sont faits en

1 minute avec un ordinateur doté d'un processeur Xeon E5 quatre cœurs, couplé à 64 Go de RAM.

### 3. Résultats et discussion

#### 3.1. Validation du modèle

Pour valider le modèle, des expériences ont été réalisées et les conditions ambiantes de ces expériences ont ensuite été introduites comme paramètres dans la simulation ( $T_a$  et  $H_r$ ). Ainsi, le modèle a pu être validé en comparant ses résultats à ceux de l'expérience avec les paramètres d'entrée qui évoluent. La Figure 3 montre les résultats de la simulation et les résultats expérimentaux, ainsi la valeur absolue de l'écart entre les températures simulées et mesurées ( $\Delta T = \text{abs}(T_{\text{exp}} - T_{\text{sim}})$ ), mesurés en trois points différents (visible sur la Figure 1b) : à l'interface entre l'eau et le matériau (1), au milieu du matériau (2) et à l'interface entre l'air et le matériau (3). La Figure 4 montre l'évolution expérimentale et simulée de la masse au cours du temps. L'évaporation moyenne expérimentale pour les trois ensoleillements d'une moyenne de 1 sun est égale à  $0.74 \text{ kg.m}^2.\text{h}^{-1}$  et l'évaporation moyenne simulée est égale à  $0.75 \text{ kg.m}^2.\text{h}^{-1}$  pour une efficacité moyenne de 49%. Ainsi, l'évolution simulée de la masse au cours du temps correspond bien à l'évolution mesurée par la balance avec une erreur de seulement 5%. Le modèle réagit bien aux trois ensoleillements pour l'évolution de la température, même si un écart apparaît concernant la température de surface. Il est difficile d'expliquer cet écart de quelques degrés Celsius qui pourrait venir du paramétrage du modèle ou de la caméra thermique. Avec des évolutions simulées en accord avec les évolutions expérimentales, le modèle peut être considéré comme validé dans cette configuration et peut être utilisé pour simuler le comportement du système d'évaporation au cours du temps. Enfin, il est à noter que la mousse de tannin ne peut pas être considérée comme un matériau efficace comparé à des matériaux qui atteignent des valeurs d'évaporation proches de  $1.3 \text{ kg.m}^2.\text{h}^{-1}$  [11].

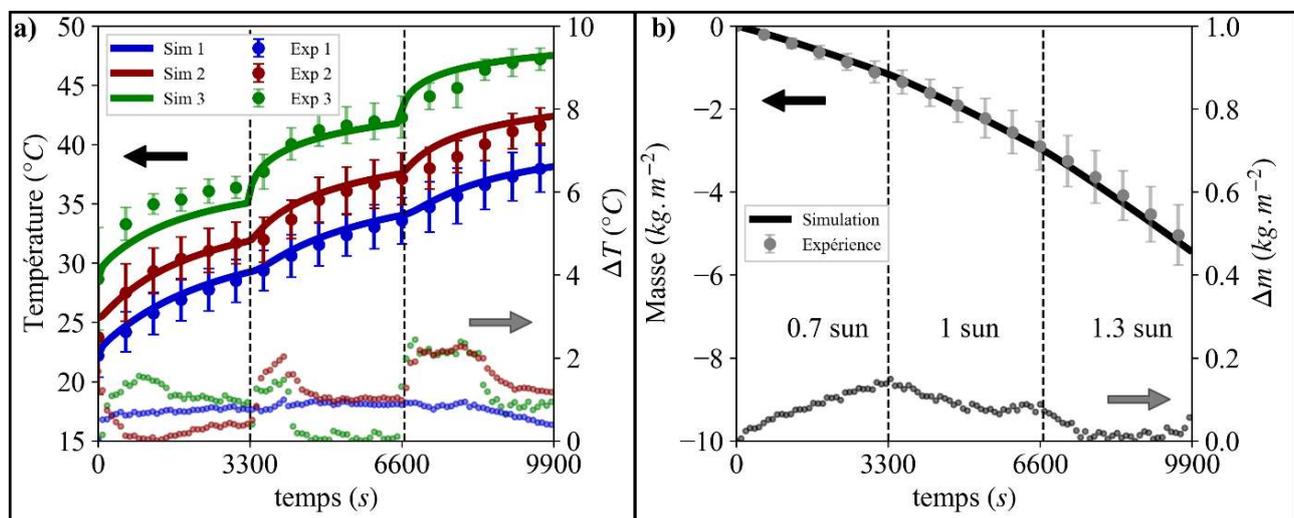


Figure 3. Températures expérimentales (points) et simulées (courbes) – axe de gauche ; Ecart entre températures simulées et mesurées – axe de droite

Figure 4. Evolution de la masse de l'eau évaporée au cours du temps – axe de gauche ; Ecart entre masse de l'eau simulées et mesurées – axe de droite

## 3.2. Étude paramétrique

### 3.2.1. Humidité relative

Comme l'évaporation est dépendante de la différence de concentration en eau entre la surface et l'air, l'humidité relative est un paramètre qui aura un impact sur les performances. Bien qu'elle soit contrôlable dans un laboratoire, elle ne l'est pas à l'air libre ou encore dans un lieu clos comme les systèmes d'évaporation expérimentaux d'échelle moyenne. Une température de 20°C est choisie pour ces calculs.

La Figure 5 présente le taux d'évaporation pour des humidités relatives allant de 10% à 90%, ainsi que l'efficacité correspondante. Entre 30% et 70%, qui représentent des variations raisonnables entre deux atmosphères différentes, un écart de 9% (ou 0.06 kg.m<sup>-2</sup>.h<sup>-1</sup>) d'évaporation est visible.

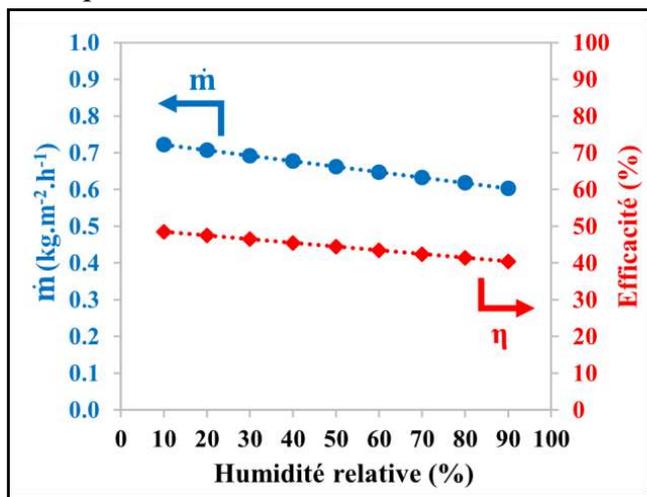


Figure 5. Taux d'évaporation simulée et efficacité en fonction de l'humidité relative de l'air

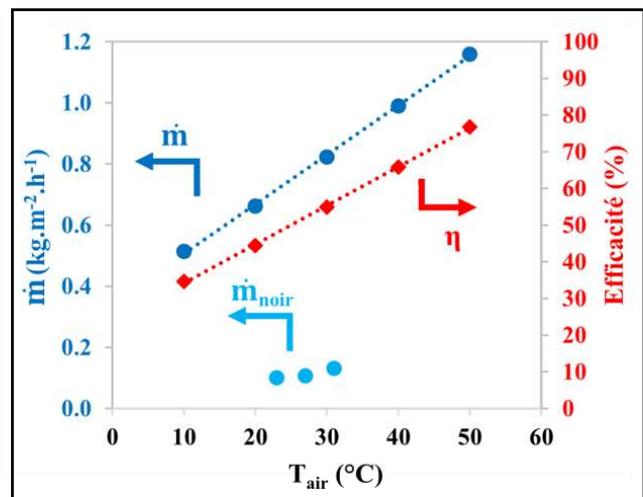


Figure 6. Taux d'évaporation simulée, taux d'évaporation expérimentale dans le noir [12] et efficacité en fonction de la température de l'air (avec un H<sub>r</sub> fixé à 50%)

### 3.2.2. Température de l'air ambiant

Un des paramètres qui affecte l'évaporation est la température ambiante. Il est important de comprendre son effet sur les changements de performance du système. Pour cela, une humidité relative de 50% a été choisie et nous avons fait varier la température. La Figure 6 montre le taux d'évaporation en fonction des différentes valeurs de température, ainsi que l'efficacité. Lorsque la température augmente, le taux d'évaporation et l'efficacité augmentent de façon significative, avec un écart de 29% (0.15 kg.m<sup>-2</sup>.h<sup>-1</sup>) et de 10%, respectivement, pour une différence de 10°C, ce qui s'avère être une variation conséquente sur une journée. L'évaporation dans le noir est aussi susceptible de changer, comme le montre une précédente étude [12], lorsque la température augmente.

### 3.2.3. Épaisseur de la paroi isolante

Comme nous l'avons vu précédemment, les conditions extérieures affectent les performances [13]. Dans le cadre des mesures expérimentales, il peut être intéressant d'ajouter une couche de mousse isolante au système pour se concentrer sur l'étude des performances du matériau, à la surface d'évaporation.

La Figure 7 montre les performances du système en fonction de l'épaisseur de mousse isolante, de conductivité thermique 0.043 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>, autour du béccher. Le taux d'évaporation augmente

jusqu'à se stabiliser vers  $0.76 \text{ kg.m}^{-2}.\text{h}^{-1}$ , ce qui représente une augmentation de 20% par rapport au système sans isolation thermique. De plus, bien que 10 cm soit une épaisseur d'isolant beaucoup trop importante autour d'un b cher de 6 cm, une couche de 3 cm permet une augmentation du taux d'évaporation de 16%.

### 3.2.4. Puissance du flux solaire

Dans la littérature, les mesures expérimentales se font soit sous environnement contrôlé avec un rayonnement solaire simulé constant, soit en extérieur dans un caisson ou sous une cloche soumise au rayonnement du soleil. Ce rayonnement change tout au long de la journée. Pour simuler le comportement de l'évaporateur éclairé par un tel flux, des données d'ensoleillement typique d'un 21 Juin sans nuages à Paris ont été utilisées. Le pic d'ensoleillement pour cette journée est atteint à 10h57 et est de  $1.02 \text{ sun}$  et la moyenne est de  $0.52 \text{ sun}$  sur 24h ( $1 \text{ sun} = 1 \text{ kW.m}^{-2}$ ). La Figure 8 montre l'évolution du taux d'évaporation et de l'efficacité pour cette journée ensoleillée. Compte tenu du calcul de l'efficacité (Equation (1)), la valeur calculée en début et en fin de journée est incohérente car elle fait intervenir un ensoleillement qui s'approche de 0. Néanmoins, une augmentation globale de l'efficacité avec l'avancement de la journée est visible. Elle est due à l'augmentation de la température à la surface d'évaporation en raison de la concentration du rayonnement solaire, ce qui améliore l'évaporation (Equations (5) et (7)). L'évaporation totale sur la période représentée est de  $7.9 \text{ L}$  par  $\text{m}^2$  de surface de mousse.

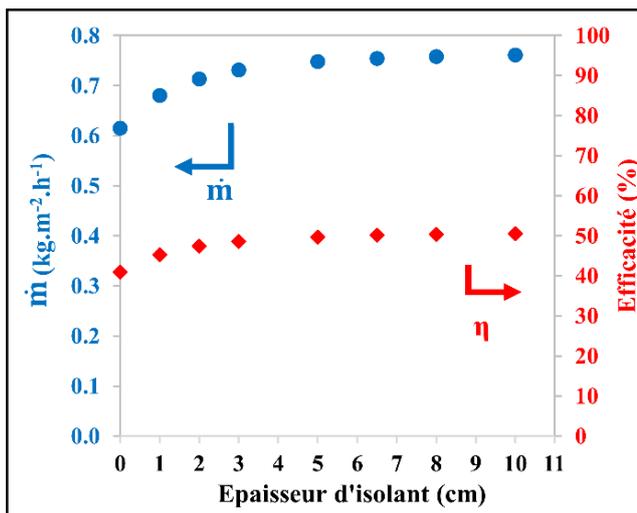


Figure 7. Taux d'évaporation et efficacité en fonction de l'épaisseur d'isolant autour du b cher (0 cm correspond au cas sans isolant)

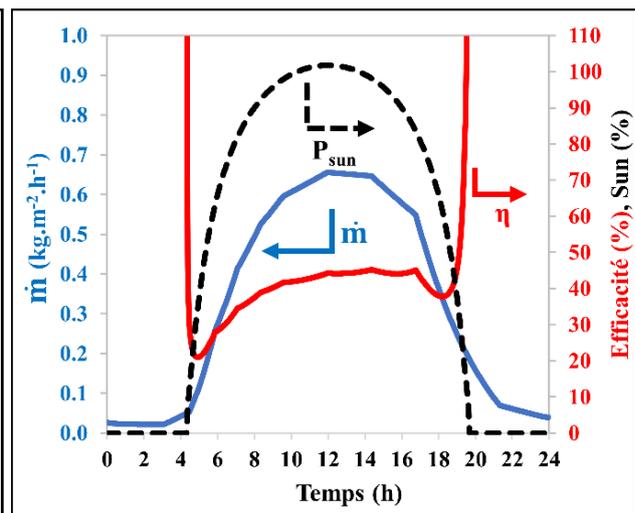


Figure 8. Taux d'évaporation et efficacité en fonction de l'ensoleillement

## 4. Conclusion

En utilisant un modèle axisymétrique en deux dimensions validé pour l'évolution de la masse et de la température, différents phénomènes ont pu être étudiés. Nous avons conclu que la température ambiante a un effet important sur les performances tandis que l'humidité a un effet moindre.  tant donné que ces valeurs évoluent généralement ensemble, il est important de les prendre en compte lors de mesures d'évaporation. L'étude de l'épaisseur d'un isolant installé autour du système de mesures montre que l'évaporation n'est plus améliorée à partir d'une certaine épaisseur. Ainsi, pour un b cher de 6 cm de diamètre, 3 cm suffisent à garantir une mesure qui est peu impactée par les conditions extérieures. Un ensoleillement typique d'une journée d'été à Epinal a été également évalué, et montre que la quantité théorique d'eau produite s'élèverait à  $7.9 \text{ L}$  par  $\text{m}^2$  de surface de mousse.   la suite de ce travail, le modèle pourra être

utilisé pour optimiser les performances du système et proposer de nouveaux matériaux photothermiques, notamment en utilisant une imprimante 3D pour créer des géométries avec des surfaces d'échange et de diffusion élevées.

## Références

- [1] C. Chen, Y. Kuang, L. Hu, Challenges and Opportunities for Solar Evaporation, *Joule*. 3 (2019) 683–718. <https://doi.org/10.1016/j.joule.2018.12.023>.
- [2] P. Zhang, Q. Liao, H. Yao, Y. Huang, H. Cheng, L. Qu, Direct solar steam generation system for clean water production, *Energy Storage Mater.* 18 (2019) 429–446. <https://doi.org/10.1016/j.ensm.2018.10.006>.
- [3] F. Zhao, Y. Guo, X. Zhou, W. Shi, G. Yu, Materials for solar-powered water evaporation, *Nat. Rev. Mater.* (2020) 1–14. <https://doi.org/10.1038/s41578-020-0182-4>.
- [4] Y. Liao, J. Chen, D. Zhang, X. Wang, B. Yuan, P. Deng, F. Li, H. Zhang, Lotus leaf as solar water evaporation devices, *Mater. Lett.* 240 (2019) 92–95. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2018.12.133>.
- [5] X. Li, G. Ni, T. Cooper, N. Xu, J. Li, L. Zhou, X. Hu, B. Zhu, P. Yao, J. Zhu, Measuring Conversion Efficiency of Solar Vapor Generation, *Joule*. 3 (2019) 1798–1803. <https://doi.org/10.1016/j.joule.2019.06.009>.
- [6] G. Tondi, V. Fierro, A. Pizzi, A. Celzard, Tannin-based carbon foams, *Carbon*. 47 (2009) 1480–1492. <https://doi.org/10.1016/j.carbon.2009.01.041>.
- [7] Z. Marie, V. Nicolas, A. Celzard, V. Fierro, First approach for modelling the physical foaming of tannin-based thermoset foams, *Int. J. Therm. Sci.* 149 (2020) 106212. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2019.106212>.
- [8] R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot, *Transport phenomena* (2nd edition), John Wiley&Sons, Inc., New York, 2002.
- [9] V. Nicolas, F. Vanin, D. Grenier, T. Lucas, C. Doursat, D. Flick, Modeling bread baking with focus on overall deformation and local porosity evolution, *AIChE J.* 62 (2016) 3847–3863. <https://doi.org/10.1002/aic.15301>.
- [10] Y. CENGEL, *Heat Transfer a practical approach*, Second Edition, 2002.
- [11] R. Fillet, V. Nicolas, V. Fierro, A. Celzard, A review of natural materials for solar evaporation, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. 219 (2021) 110814. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2020.110814>.
- [12] H. Song, Y. Liu, Z. Liu, M.H. Singer, C. Li, A.R. Cheney, D. Ji, L. Zhou, N. Zhang, X. Zeng, Z. Bei, Z. Yu, S. Jiang, Q. Gan, Cold Vapor Generation beyond the Input Solar Energy Limit, *Adv. Sci.* 5 (2018) 1800222. <https://doi.org/10.1002/advs.201800222>.
- [13] R. Fillet, V. Nicolas, V. Fierro, A. Celzard, Modelling heat and mass transfer in solar evaporation systems, *Int. J. Heat Mass Transf.* 181 (2021) 121852. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121852>.

## Remerciements

Recherche soutenue financièrement par le Ministère des armées –Agence de l'innovation de défense

# Influence des propriétés des grains sur la conductivité thermique d'un lit de poudre d'alumine $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

## Influence of particle properties on the thermal conductivity of an alumina packed bed $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Jordan LETESSIER<sup>1,2</sup>, Aïmen E. GHERIBI<sup>3</sup>, Jean-Mathieu VANSON<sup>2\*</sup>, Christelle DUGUAY<sup>2</sup>, Fabrice RIGOLLET<sup>1</sup>, Jérôme VICENTE<sup>1</sup>, Jean-Laurent GARDAREIN<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Aix Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille, France

<sup>2</sup>CEA, DES, IRESNE, DEC, Cadarache F-13108 Saint-Paul-Lez-Durance, France

<sup>3</sup>Polytechnique Montréal, Montréal, QC, H3C 3A7, Canada

\*(auteurs correspondants : [jean-laurent.gardarein@univ-amu.fr](mailto:jean-laurent.gardarein@univ-amu.fr), [jean-mathieu.vanson@cea.fr](mailto:jean-mathieu.vanson@cea.fr))

**Résumé** - La conductivité thermique effective de lits de poudres dépend d'un nombre important de paramètres. Dans cet article est présentée l'influence apparente de la taille des grains et de leurs géométries sur ce paramètre du milieu, en s'appuyant sur un modèle de conductivité thermique de milieux poreux non-connectés dans l'air à pression atmosphérique, que nous avons développé. Ce modèle se base sur la théorie de la percolation pour décrire le transfert thermique dans ce type de matériaux. Le milieu est décrit par les paramètres microstructuraux suivants: la porosité intra-granulaire et inter-granulaire, ainsi que des paramètres propres au matériau et à l'arrangement des particules. Les deux premiers paramètres sont mesurés pour certains échantillons grâce à une caractérisation de la microstructure du lit par un micro-tomographe à rayons X. Les valeurs de conductivités effectives du lit prédites par ce modèle sont comparées avec des mesures effectuées à l'aide de la méthode du plan chaud instationnaire. Les résultats montrent que la conductivité thermique d'un lit de poudre semble très sensible à la répartition des porosités entre la porosité inter-granulaire et intra-granulaire.

### Nomenclature

$b$	effusivité effective, $W.K^{-1}.m^{-2}.s^{1/2}$	<i>Symboles grecs</i>	
$C_p$	chaleur spécifique, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	$\alpha$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
$d$	diamètre, m	$\lambda$	conductivité thermique, $W.K^{-1}.m^{-1}$
$e$	épaisseur du lit, m	$\theta$	échauffement
$g$	fonction conductivité du grain	$\rho$	densité, $kg.m^{-3}$
$f_c$	fonction critique	<i>Indices et exposants</i>	
$h$	distance entre la ligne moyenne des sommets et le plan de contact, m	$a$	intra-granulaire
$\mathcal{L}^{-1}$	Transformée de Laplace inverse	$AD$	Aivazov et Domashnev
$m$	masse de l'échantillon de bille, kg	$cr$	cristal
$p$	porosité	$e$	milieu effectif
$p_{Lp}$	variable de Laplace, $s^{-1}$	$air$	air
$T$	température, K	$g$	grain
$t$	temps, s	mes	mesure
$t_{diff}$	temps diffusif d'un matériau, s	mod	modèle
$V$	volume de l'échantillon, $m^3$	$PVC$	support en PVC
		$r$	inter-granulaire
		$s$	semelle
		sim	simulation
		50	valeur médiane

## 1. Introduction

Lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP) dans les centrales nucléaires à eau pressurisée, le combustible nucléaire peut se fragmenter et se relocaliser dans sa gaine, et les propriétés thermiques de l'ensemble s'en trouvent dégradées. Afin de comprendre les mécanismes de transferts de chaleur dans ces milieux, on a recours à l'utilisation de matériaux modèles, car les mesures en milieu nucléarisé sont très coûteuses. L'alumine fait partie des matériaux modèles couramment utilisés pour simuler le dioxyde d'uranium. D'une manière générale, l'étude des propriétés thermiques des céramiques comme l'alumine est très largement abordée dans la littérature. En effet, leurs propriétés mécaniques et thermiques sont intéressantes, ils sont à la fois résistants à la chaleur, et isolants thermiquement. Leur utilisation est donc très appropriée dans le domaine des matériaux réfractaires, ou dans le stockage d'énergie thermique à haute température. Dans notre contexte, nous nous intéressons particulièrement, à l'étude de la conductivité thermique de lits de poudres d'alumine dans l'air à pression ambiante. Différentes publications traitent de l'étude des propriétés thermiques de l'alumine solide sous différentes formes, solide compact, solide poreux et ultraporeux [1]–[4], mais les études de l'alumine sous forme de poudres sont presque inexistantes ou très peu détaillées [5]–[7]. Notre étude vise à observer l'influence de deux paramètres sur la conductivité thermique effective d'un lit de poudre d'alumine  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ . D'une part, nous étudierons l'influence de la taille des grains sur la conductivité thermique effective du milieu, et d'autre part l'influence de la forme des grains, avec des grains de formes sphériques pleins puis des grains de forme sphérique, et creux. Les différences entre ces deux formes de grains sont observées grâce à une mesure au micro-tomographe à rayons X ( $\mu\text{-tomo X}$ ) et au microscope à balayage électronique (MEB). Les mesures de notre étude étant faites à température ambiante, et la taille des pores des poudres utilisées étant suffisamment petite, nous négligerons les transferts thermiques par rayonnement et par convection. Nous considérerons uniquement les transferts thermiques par conduction dans les phases solide et gazeuse. Un modèle de conductivité thermique pour les poudres a été développé, et est présenté. Les résultats sont confrontés aux mesures de conductivités effectives réalisées avec un banc expérimental de type « plan chaud ».

## 2. Procédures expérimentales

### 2.1. Estimation de la conductivité thermique effective

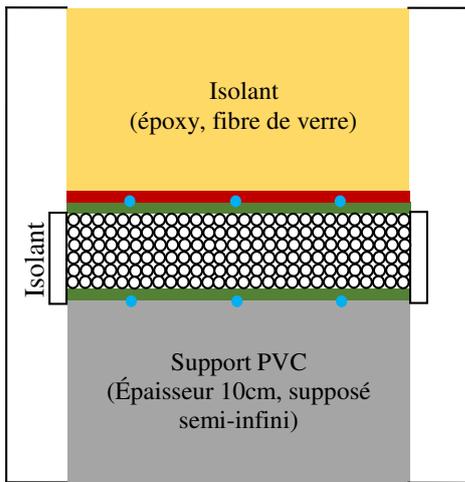
Les mesures des propriétés thermophysiques des échantillons de poudres d'alumine sont réalisées à l'aide d'un dispositif expérimental, développé par le laboratoire IUSTI, qui repose sur la méthode du plan chaud avec mesure de température sur les deux faces de l'échantillon [8] (Figure 1). La méthode est transitoire, un flux de chaleur est imposé en face avant de l'échantillon pendant un certain temps (typiquement 2 min) et les mesures sont enregistrées pendant environ 10 minutes. Le plan chaud est alimenté par un générateur de courant continu, avec une tension d'environ 20 V et un courant d'environ 0,7 A. Afin de s'affranchir de la forme temporelle exacte de ce flux entrant en face avant, nous y mesurons la température au cours du temps, conséquence de ce flux imposé et des échanges conductifs qui ont lieu majoritairement vers l'échantillon. C'est cette évolution de température enregistrée en face avant qui servira d'excitation en entrée du modèle (6). L'utilisation de graisse thermique entre le plan où se trouvent les thermocouples et les semelles, permet de limiter la résistance thermique de contact. Un isolant fibreux est disposé tout autour du dispositif pour favoriser un transfert 1D entre les deux faces. Les 3 thermogrammes mesurés en face avant et arrière permettent de s'assurer de l'uniformité des températures sur chaque face. Une fois cette vérification établie, c'est le thermogramme mesuré par le thermocouple central qui est injecté dans le modèle. L'écart type du bruit de mesure est environ égal à  $0,01^\circ\text{C}$  pour un échauffement de  $2^\circ\text{C}$ . Nous modélisons

le lit de poudre comme un milieu homogène posé sur un milieu semi-infini en face arrière. En utilisant le formalisme des quadripôles thermiques [8] pour relier, dans l'espace de Laplace, les échauffements et les flux entre la face avant  $(\bar{\theta}(0, p_{Lp}), \bar{\varphi}(0, p_{Lp}))$  et la face arrière  $(\bar{\theta}(e + 2s, p_{Lp}), \bar{\varphi}(e + 2s, p_{Lp}))$ , l'équation du modèle thermique du problème peut s'écrire :

$$\begin{pmatrix} \bar{\theta}(0, p_{Lp}) \\ \bar{\varphi}(0, p_{Lp}) \end{pmatrix} = BCB \begin{pmatrix} \bar{\theta}(e + 2e_s, p_{Lp}) \\ \bar{\varphi}(e + 2e_s, p_{Lp}) \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$B = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ x_4 p_{Lp} & 1 \end{pmatrix}, \text{ avec } x_4 = \rho_s C_{p,s} e_s \quad (2)$$

$$C = \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{x_1 p_{Lp}}) & \frac{\sinh(\sqrt{x_1 p_{Lp}})}{x_2 \sqrt{p_{Lp}}} \\ x_2 \sqrt{p_{Lp}} \sinh(\sqrt{x_1 p_{Lp}}) & \cosh(\sqrt{x_1 p_{Lp}}) \end{pmatrix}, \text{ avec } x_1 = \frac{e^2}{\alpha}, x_2 = b \quad (3)$$



■ Plan chaud (180mm x 120 mm)

■ Semelles de cuivre (épaisseur 1 mm)

● Thermocouples type K  
( $\varnothing = 0,25$  mm)

○ Echantillon de poudre d'alumine  
(épaisseur du lit 10 mm)

Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

La matrice  $B$  représente une semelle de cuivre. Son épaisseur faible et sa conductivité importante, permettent de la modéliser par une couche purement capacitive. La matrice  $C$  quant à elle, représente le lit de poudre comme un matériau homogène équivalent d'épaisseur  $e$ , de diffusivité  $\alpha$  et d'effusivité  $b$ . La condition limite sur le bloc de PVC, supposé semi-infini (temps caractéristique de diffusion  $t_{diff,PVC} \approx 10^4$  s pour un temps de mesure d'environ 800 s), permet de relier le flux et l'échauffement en face arrière par :

$$\bar{\varphi}(e + 2e_s, p_{Lp}) = x_3 \sqrt{p_{Lp}} \bar{\theta}(e + 2e_s, p_{Lp}), \text{ avec } x_3 = b_{PVC} \quad (4)$$

En développant l'équation (1) et en l'appliquant pour un échauffement de Laplace unitaire en face avant  $\bar{\theta}(0, p) = 1$ , l'échauffement de Laplace obtenu en face arrière  $\bar{\theta}(e + 2e_s, p_{Lp})$  correspond à la transmittance du système :

$$\bar{\theta}(e + 2e_s, p_{Lp}) = \left[ \cosh(\sqrt{x_1 p_{Lp}}) + \left( \frac{x_4}{x_2} \sqrt{p_{Lp}} + \frac{x_3}{x_2} \right) \sinh(\sqrt{x_1 p_{Lp}}) \right]^{-1} \quad (5)$$

$$\theta_{mod}(e + 2e_s, t) = \mathcal{L}^{-1} \{ \bar{\theta}(e + 2e_s, p_{Lp}) \} \otimes \theta_{mes}(0, t) \quad (6)$$

Sa transformée inverse de Laplace (effectuée avec l'algorithme de De Hoog [9]) fournit alors la réponse impulsionnelle modélisée du système en échauffement, en fonction du temps. L'échauffement modélisé en face arrière en fonction du temps  $\theta_{mod}(e + 2e_s, t)$ , est alors

calculé par convolution temporelle (notée  $\otimes$ ) entre cette réponse impulsionnelle et le thermogramme mesuré en face avant. Dans l'équation (5), on peut voir que la transmittance modèle du système ne dépend que de 4 paramètres :  $x_1$  et  $x_2$  sont respectivement le temps diffusif apparent et l'effusivité équivalente du lit de particules,  $x_3$  est l'effusivité du bloc de PVC et  $x_4$  est la capacitance surfacique d'une semelle de cuivre. Voici un ordre de grandeur pour les valeurs de ces paramètres,  $x_1 \approx 500$  s,  $x_2 \approx 400 \text{ Jm}^{-2}\text{K}^{-1}\text{s}^{-1/2}$ ,  $x_3 \approx 518 \text{ Jm}^{-2}\text{K}^{-1}\text{s}^{-1/2}$ ,  $x_4 \approx 3400 \text{ J K}^{-1}\text{m}^{-2}$ . Une étude de sensibilité montre que la capacitance surfacique des semelles  $x_4$  est un paramètre peu sensible du modèle, il sera donc fixé à sa valeur nominale. De plus, l'effusivité du porte-échantillon arrière en PVC a été mesurée par ailleurs, elle sera donc également fixée. Il reste donc seulement les deux paramètres  $x_1$  et  $x_2$  à estimer. La résolution du problème par méthode inverse consiste à minimiser l'écart entre les échauffements mesurés  $\theta_{mes}(e + 2e_s, t)$  et modélisés  $\theta_{mod}(e + 2e_s, t)$  en face arrière, en ajustant  $x_1$  et  $x_2$ . Pour minimiser cet écart, nous utilisons l'algorithme de Gauss-Newton. Les valeurs de  $x_1$  et  $x_2$  obtenues après minimisation, nous donnent  $\alpha$  et  $b$ , nous en déduisons la conductivité équivalente du lit  $\lambda = x_2 \sqrt{\frac{e^2}{x_1}} = b\sqrt{\alpha}$ .

Pour chaque paramètre estimé, une incertitude est calculée, elle correspond à l'addition de l'erreur due au bruit de mesure et à l'erreur due à la propagation des incertitudes des paramètres fixes supposés connus, qui est estimée à 10%. On constate que l'incertitude globale pour un paramètre correspond essentiellement à la propagation des incertitudes des paramètres fixes.

## 2.2. Mesure par micro tomographie à rayons X

Des mesures au micro tomographe à rayons X (Figure 2) ont été effectuées dans le but d'observer les différences géométriques et structurales, entre deux échantillons. Les deux échantillons sont positionnés l'un sur l'autre dans un tube de 3,3 cm de diamètre et sont séparés par une feuille de papier. L'image 3D après traitement est recadrée pour chaque échantillon sur une volume élémentaire représentatif égale à  $500 \times 500 \times 500$  voxels, pour une largeur de voxel égale à  $1,5 \mu\text{m}$ . La Figure 3 est un exemple d'une image tomographique obtenue dans une coupe de l'échantillon  $r_1$ .

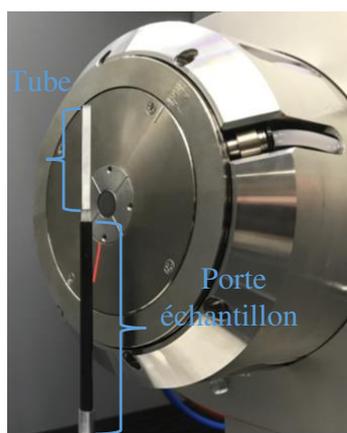


Figure 2 : Photo du canon du tomographe, du tube contenant l'alumine, du porte échantillon

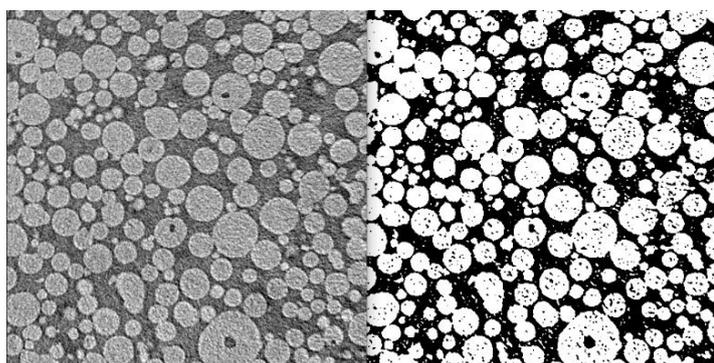


Figure 3 : Image tomographique d'une coupe de l'échantillon  $r_1$  (0,75mm de côté), avant (à gauche) et après (à droite) le traitement de séparation de la phase solide et de la phase fluide.

### 3. Modèle de conduction

L'écart de conductivité thermique, à porosités égales entre un milieu poreux connecté comme une mousse et non connecté comme un lit de poudre, peut varier d'un ou plusieurs ordres de grandeur. Les caractéristiques microstructurales, sont donc des éléments importants à prendre en compte. Par exemple, le ratio entre la conductivité thermique d'une mousse d'alumine [2] et nos mesures sur une poudre, est d'au moins 25. Afin d'expliquer cet écart, nous avons développé un modèle qui prend en compte les propriétés de la poudre à une échelle microscopique (la conductivité thermique du monocristal), mésoscopique (par la porosité intra-granulaire) et macroscopique (porosité inter-granulaire). Contrairement aux modèles habituels de conductivités thermiques dans les milieux poreux, qui sont souvent déduits de la description des transferts thermiques sur une géométrie très simplifiée de la microstructure, ou qui se basent sur la théorie des milieux effectifs donnant des résultats parfois à plusieurs ordres de grandeur de la mesure, notre modèle repose sur la théorie de la percolation [10], [11]. L'expression de la conductivité effective écrite avec notre modèle est la suivante :

$$\lambda_{e,mod} = \underbrace{\lambda_{cr} \times g(d_{cr}) \times (1 - p_a)}_{\lambda_g} \times (1 - p_r) \times f_c(p_c, p_r) + p \times \lambda_{air} \quad (7)$$

$\lambda_{e,mod}$ ,  $\lambda_{cr}$ ,  $\lambda_g$ ,  $\lambda_{air}$ , représentent respectivement la conductivité thermique effective du lit de poudre, du monocristal, du grain et de l'air.  $d_{cr}$  correspond à la taille caractéristique d'un monocristal composant le grain.  $p$ ,  $p_a$ ,  $p_r$ ,  $p_c$ , sont respectivement la porosité effective, intra-granulaire, inter-granulaire et critique. La porosité critique est la porosité à partir de laquelle la connectivité des grains s'effondre, il s'agit du seuil de percolation thermique. Dans le cas de nos échantillons et de leur microstructure nous avons choisi de bloquer ce paramètre à  $p_c = 0,16$ . Cette valeur correspond au seuil de percolation pour un arrangement de sphères en cubique centrée, avec la prise en compte des premiers et seconds voisins [12]. Les facteurs  $(1 - p_a)$  et  $(1 - p_r)$  correspondent à la pondération du transfert thermique passant par la phase solide. La relation qui relie la porosité effective  $p$  à  $p_a$  et  $p_r$  est la suivante :

$$(1 - p) = (1 - p_a)(1 - p_r) \quad (8)$$

La fonction  $f_c$ , nous donne le facteur de réduction de la conductivité thermique dans la phase solide et provient directement de la théorie de la percolation. La conductivité du cristal pure d' $\alpha$ -alumine est considérée comme étant égale à  $\lambda_{cr} = 36,6$  W/(mK) à 293 K. Cette valeur est purement théorique [13]. Pour avoir la conductivité d'un grain de poudre, il faut connaître la taille des monocristaux qui composent les grains. En effet, plus la taille de ces cristaux est petite, plus il y a des joints entre ces cristaux, cela augmente la résistance thermique et diminue la conductivité globale d'un grain de poudre. La fonction  $g$  nous permet de calculer la réduction de la conductivité pour la phase solide d'un grain en fonction de la taille des monocristaux [14]. Dans le cas de l' $\alpha$ -alumine cette fonction s'écrit :

$$g(d_{cr}) = 1 - c \tan^{-1}(1/c) \text{ , avec } c = \sqrt{8,05 \times 10^{-9}/d_{cr}} \quad (9)$$

L'équation du modèle (7) peut-être raffinée selon l'échantillon étudié en modifiant les paramètres microstructuraux, pour prendre en compte par exemple la distribution de taille des pores, ou des grains. De plus, notre modèle est écrit pour l'étude d'une poudre pure, dans le cas d'une poudre hétérogène, il conviendrait de rajouter un terme pour la composition des phases de type EMT, par exemple.

En se servant d'un modèle classique comme celui de Aivazov et Domashnev, on arrive à prédire environ 93% de la dégradation de la conductivité thermique de notre échantillon comparée à la valeur de conductivité du cristal pur  $\lambda_{cr}$  [15], [16]. Avec notre modèle nous arrivons à prévoir 99,7% de la dégradation, ce qui est nettement meilleur.

	Aivazov et Domashnev	Notre modèle
Expression des modèles	$\lambda_{AD} = \frac{1-p}{1-8p^2} \lambda_{cr}$	$\lambda_{e,mod} (7)$
Prédiction de la dégradation de la conductivité thermique $(\lambda_{cr} - \lambda_{mod})/(\lambda_{cr} - \lambda_{mes})$	~93%	~99,7%

Tableau 1 : Comparaison des capacités prédictives de la dégradation de la conductivité thermique entre notre modèle et celui de Aivazov et Domashnev

## 4. Résultats

### 4.1. Influence de la taille des grains

Afin d'observer l'influence de la taille des grains, nous avons étudié 5 échantillons de poudres (Tableau 2), dont la taille médiane varie entre 1,35  $\mu\text{m}$  et 65,8  $\mu\text{m}$ . Ces échantillons proviennent du même fournisseur et sont issus du même procédé de fabrication. La porosité effective est un paramètre qui influe significativement sur la conductivité thermique effective d'un lit de poudre. Pour les échantillons  $c_2, c_3, c_4, c_5$ , elle est fixe et environ égale à 66%. Nous considérons aussi le diamètre des cristaux qui composent les grains, fixe et égal à 0,1  $\mu\text{m}$  (estimation faite au MEB). Les mesures des diamètres médians  $d_{50}$ , sont réalisées avec un granulomètre laser en voie humide. Le paramètre  $d_{50}$  correspond à la valeur médiane de la distribution des tailles de grains pondérées en volume. La masse  $m$  est mesurée avec une balance avant d'insérer l'échantillon dans l'enceinte. La porosité effective du lit  $p$ , est calculée comme suit :

$$p = 1 - \frac{\rho}{\rho_{cr}} \text{ avec } \rho = m/V \text{ la densité effective de l'échantillon} \quad (10)$$

	n°	Diamètre médian des grains de poudre : $d_{50}$	Diamètre des cristaux : $d_{cr}$	Porosité effective $p$	Porosité inter-granulaire	Epaisseur du lit : $e$
		$\mu\text{m}$	$\mu\text{m}$	%	%	mm
Grain sphérique creux	$c_1$	1,35		83,4	<i>non mesurée</i>	10,0±0,5
	$c_2$	4,93		64,5	<i>non mesurée</i>	
	$c_3$	23,3	0,1	66,1	<i>non mesurée</i>	
	$c_4$	44,8	0,1	66	<i>non mesurée</i>	
	$c_5$	65,8	0,1	66,6	40,5%	
Grain sphérique plein	$r_1$	56,4	0,1	70	37%	10,0±0,5

Tableau 2 : Propriétés des lits de poudres

Les mesures de conductivité thermique nous montrent (Figure 4) que pour une diminution de taille de grains médian de 65,8 à 4,93  $\mu\text{m}$ , la conductivité thermique est divisée par 2,5. Il semblerait donc que la conductivité thermique d'un même type de poudre décroisse avec la taille médiane des grains. En réalité, c'est l'incertitude sur la valeur de la porosité inter-granulaire qui explique cette différence. La Figure 4, compare les mesures aux valeurs prédites par notre modèle. La porosité inter-granulaire est une donnée que nous avons mesurée au microtomographe pour les deux échantillons  $c_5$  et  $r_1$  de la Figure 4. Les losanges bleus et magentas correspondent aux valeur prédites par notre modèle en connaissant la porosité  $p_r$ . En connaissant cette donnée microstructurale, nous expliquons l'écart entre  $r_1$  et  $c_5$  mais aussi pour tous les autres points. Dans le cas de  $r_1$  et  $c_5$ , le modèle donne des valeurs très proches de la barre d'erreur de la mesure. La Figure 4 montre la grande sensibilité de notre modèle, et de la conductivité thermique d'une poudre, à la porosité inter-granulaire. Nous pouvons ajouter que

le choix des paramètres fixés dans l'élaboration du modèle (par exemple  $p_c$ ) est discutable et ajustable en fonction de la configuration du cas étudié.

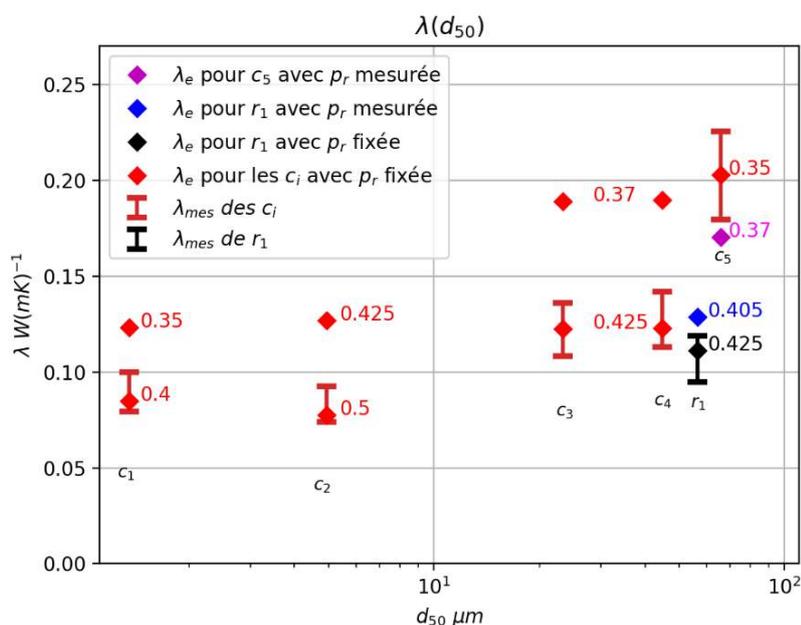


Figure 1 : Conductivités thermiques mesurées et prédites par notre modèle en fonction de la taille moyenne des grains, les valeurs à côté des losanges correspondent aux valeurs de porosités inter-granulaires utilisées pour le calcul du modèle

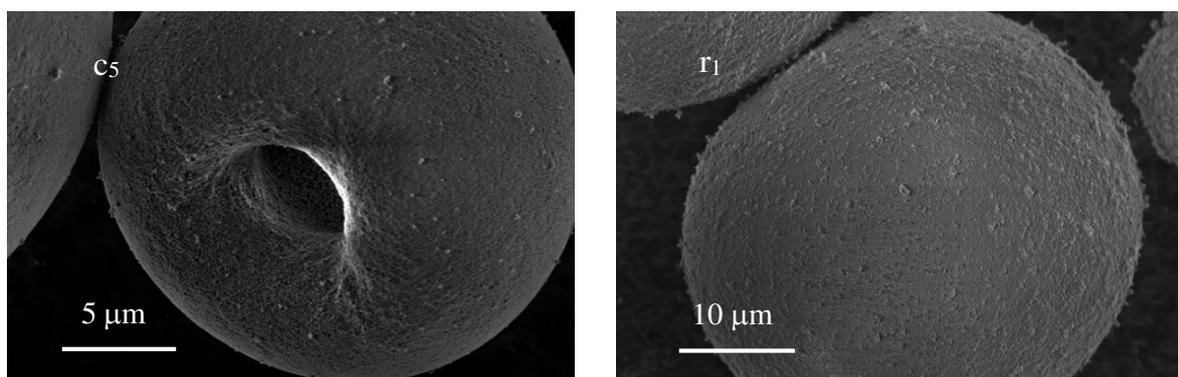


Figure 5 : Images MEB de deux grains appartenant aux deux types de poudres étudiées, pour les correspondances des indices  $c_5$ ,  $r_1$  voir tableau 2

## 5. Conclusion

L'étude de la conductivité thermique de poudres d'alumine nous a permis de relever des paramètres microscopiques, mésoscopiques et macroscopiques importants pour le transfert de chaleur dans les milieux poreux non connectés. La conductivité d'un grain d'une poudre ne peut pas être approximée par celle du cristal pur. Les cristaux qui composent les grains ont des joints entre eux qui ajoutent de la résistance thermique, la conductivité globale du grain diminue alors lorsque leur nombre augmente. La porosité intra-granulaire est un paramètre mésoscopique qui réduit la conduction effective d'un grain. Les paramètres les plus impactants sont l'arrangement des grains entre eux et la porosité inter-granulaire. Ce sont ces paramètres, qui selon la théorie de la percolation, réduisent la conductivité thermique totale du milieu. En effet, si la porosité inter-granulaire dépasse le seuil de percolation, on a un effondrement de la conductivité thermique effective du milieu. Avec la connaissance de la porosité inter-granulaire de deux échantillons de poudres d'alumine, nous avons réussi à prédire 99,7% de la dégradation de la conductivité thermique comparée au cristal pur.

## Références

- [1] J. Francl et W. D. Kingery, « Thermal conductivity: IX, experimental investigation of effect of porosity on thermal conductivity », *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 37, n° 2, p. 99-107, 1954, doi: <https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.1954.tb20108.x>.
- [2] V. Sciamanna, B. Nait-Ali, et M. Gonon, « Mechanical properties and thermal conductivity of porous alumina ceramics obtained from particle stabilized foams », *Ceram. Int.*, vol. 41, n° 2, p. 2599-2606, 2015, doi: <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2014.10.011>.
- [3] T. Shimizu, K. Matsuura, H. Furue, et K. Matsuzak, « Thermal conductivity of high porosity alumina refractory bricks made by a slurry gelation and foaming method », *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 33, n° 15-16, p. 3429-3435, 2013, doi: <https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2013.07.001>.
- [4] D. S. Smith *et al.*, « Thermal conductivity of porous materials », *J. Mater. Res.*, vol. 28, n° 17, p. 2260-2272, 2013, doi: <https://doi.org/10.1557/jmr.2013.179>.
- [5] M. J. Laubitz, « Thermal conductivity of powders », *Can. J. Phys.*, vol. 37, n° 7, p. 798-808, 1959, doi: <https://doi.org/10.1139/p59-086>.
- [6] A. J. Slavin, V. Arcas, C. A. Greenhalgh, E. R. Irvine, et D. B. Marshall, « Theoretical model for the thermal conductivity of a packed bed of solid spheroids in the presence of a static gas, with no adjustable parameters except at low pressure and temperature », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 45, n° 20, p. 4151-4161, sept. 2002, doi: [10.1016/S0017-9310\(02\)00117-5](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(02)00117-5).
- [7] S. A. Van Norman, J. W. Tringe, J. D. Sain, R. Yang, J. L. Falconer, et A. W. Weimer, « Using atomic layer deposited tungsten to increase thermal conductivity of a packed bed », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, n° 15, p. 153102, avr. 2015, doi: [10.1063/1.4917309](https://doi.org/10.1063/1.4917309).
- [8] D. Maillet, Y. Jannot, et A. Degiovanni, « Analysis of the estimation error in a parsimonious temperature-temperature characterization technique », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 62, p. 230-241, 2013, doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.02.055>.
- [9] F. R. De Hoog, J. H. Knight, et A. N. Stokes, « An improved method for numerical inversion of Laplace transforms », *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, vol. 3, n° 3, p. 357-366, 1982, doi: <https://doi.org/10.1137/0903022>.
- [10] A. E. Gheribi, J.-L. Gardarein, F. Rigollet, et P. Chartrand, « Evidence of second order transition induced by the porosity in the thermal conductivity of sintered metals », *APL Mater.*, vol. 2, n° 7, p. 076105, 2014, doi: <https://doi.org/10.1063/1.4886221>.
- [11] A. E. Gheribi, J.-L. Gardarein, E. Autissier, F. Rigollet, M. Richou, et P. Chartrand, « Experimental study of the thermal conductivity of sintered tungsten: Evidence of a critical behaviour with porosity », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, n° 9, p. 094102, 2015, doi: <https://doi.org/10.1063/1.4929717>.
- [12] G. R. Jerauld, L. E. Scriven, et H. T. Davis, « Percolation and conduction on the 3D Voronoi and regular networks: a second case study in topological disorder », *J. Phys. C Solid State Phys.*, vol. 17, n° 19, p. 3429-3439, juill. 1984, doi: [10.1088/0022-3719/17/19/017](https://doi.org/10.1088/0022-3719/17/19/017).
- [13] A. E. Gheribi et P. Chartrand, « Application of the CALPHAD method to predict the thermal conductivity in dielectric and semiconductor crystals », *Calphad*, vol. 39, p. 70-79, déc. 2012, doi: [10.1016/j.calphad.2012.06.002](https://doi.org/10.1016/j.calphad.2012.06.002).
- [14] A. E. Gheribi et P. Chartrand, « Effect of Grain Boundaries on the Lattice Thermal Transport Properties of Insulating Materials: A Predictive Model », *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 98, n° 3, p. 888-897, 2015, doi: <https://doi.org/10.1111/jace.13338>.
- [15] M. I. Aivazov et I. A. Domashnev, « Influence of porosity on the conductivity of hot-pressed titanium-nitride specimens », *Sov. Powder Metall. Met. Ceram.*, vol. 7, n° 9, p. 708-710, sept. 1968, doi: [10.1007/BF00773737](https://doi.org/10.1007/BF00773737).
- [16] S. K. Rhee, « Porosity—Thermal conductivity correlations for ceramic materials », *Mater. Sci. Eng.*, vol. 20, p. 89-93, 1975, doi: [https://doi.org/10.1016/0025-5416\(75\)90134-2](https://doi.org/10.1016/0025-5416(75)90134-2).

# Project of a pressure stabilizing closed system for fast boiling experiments

Arlindo T. SOUZA NETTO<sup>1,2</sup>, Arthur V. S. OLIVEIRA<sup>3</sup>, Michel GRADECK<sup>1</sup>, Rogério GONÇALVES DOS SANTOS<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, Nancy F-54000, France

<sup>2</sup>University of Campinas, School of Mechanical Engineering, Energy Department, Campinas, Brazil

<sup>3</sup>University of São Paulo, São Carlos School of Engineering, Mechanical Engineering Department, São Carlos, Brazil

\*Corresponding author: theodoro1@univ-lorraine.fr

**Abstract** - With neither the use of pumps (for excessive cost reasons) nor the use of compressed gas (for safety reasons), designing an experimental bench capable of operating at approximately constant pressure during vaporization of liquids in a closed system is challenging. We present in this paper the step-by-step project of an original pressurization solution for closed systems that has the final purpose of performing pool boiling experiments with water, gasoline, and ethanol at pressures up to 80 bar.

## Nomenclature

$A$	area, m <sup>2</sup>	<i>Greek symbols</i>	
$P$	pressure, bar	$\alpha$	pressure tolerance parameter
$D$	diameter, m	$\rho$	density, kg/m <sup>3</sup>
$L$	length, m	<i>Index and exponent</i>	
$k$	spring stiffness, N/mm	$l$	liquid
$m$	mass, kg	$v$	vapor
$\dot{m}$	mass flux, kg/s	$c$	condensation
$\dot{q}$	heat flux, W	$fc$	free convection
$T$	temperature, °C	$0$	initial
$h_{fg}$	heat of vaporization, J/kg	$min$	minimum
$c_p$	specific heat capacity, J/kgK	$max$	maximum
$t$	time, s	$1$	pipeline
$h$	heat transfer coefficient, W/m <sup>2</sup> K	$2$	condenser
$f$	function	$sat$	saturation
		$deg$	degradation

## 1. Introduction

The reduction of pollutant emissions and the improvement of cold phase performance of internal combustion engines (ICEs) can be achieved by heating the liquid fuel prior to its injection into the cylinders [1, 2]. Given the short heating time required as well as the power input, this technique results in the occurrence of boiling on the surface of the heater. The fuel heating phenomenon is especially important to be well understood during the phase shortly before the driver starts the engine, when the fuel rail and heater work in a closed system. This is the most critical stage of the project from a safety point of view, once it implies the rapid boiling of a small, closed volume of inflammable liquid. Moreover, the highest emission rates observed throughout the operation of an ICE normally occur during the cold phase [3, 4, 5]. Hence, heating the fuel until a target temperature becomes important to reduce pollutant emissions in this phase. Driven by this motivation, we present here the design of an experimental bench consisting of a closed system representative of a commercial heated fuel rail used in Brazil.

The project features a hand-operated pump for initial pressurization and a test section containing the test fluid and operating with a commercial fuel heater. The use of borosilicate glass in the test section, cameras, and adequate lighting make it possible to visualize and film the experiments. A condenser and a spring-piston system were designed externally to the test section as means to decrease the pressure variations during the tests caused by the vaporization of the liquid fuel. One of the major challenges in the modeling is dealing simultaneously with transient boiling and condensation. Simulations of the heating and cooling processes, which are presented in this paper, indicate that the closed system pressure control using these concepts is possible within the required operating ranges. Several parameters' behaviors such as the condensation length, spring displacement, and pressure throughout the experiments were used as the basis for dimensioning the piston diameter, the spring stiffness, and the condenser tube length.

## 2. Experimental apparatus design

The experimental apparatus consists of a closed boiling chamber representative of a fuel heating system operating in a vehicle fuel rail. It was projected to operate at pressures up to 80 bar and to work with water, ethanol, and gasoline. The test section has a square cross section of 12 mm edge, and its dimensions are displayed in Figure 1.

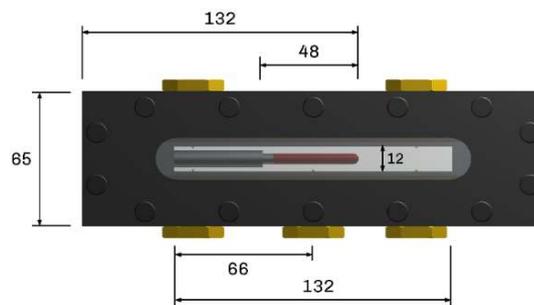


Figure 1: Front view of the test section (illustrative CAD).

Figure 2a shows a schematic illustration of the test bench. The pressurization of the system occurs by means of a manual pump (A) associated with the displacement ( $x$ ) of a piston (B) and consequent compression of a spring (C). A condenser (D) was designed to reduce the pressure variation throughout the experiments due to the generation of vapor by boiling on the surface of the resistive heater (E) positioned inside the test section (F). Table 1 displays the values considered for some variables involved in the project and simulation of the experimental bench.

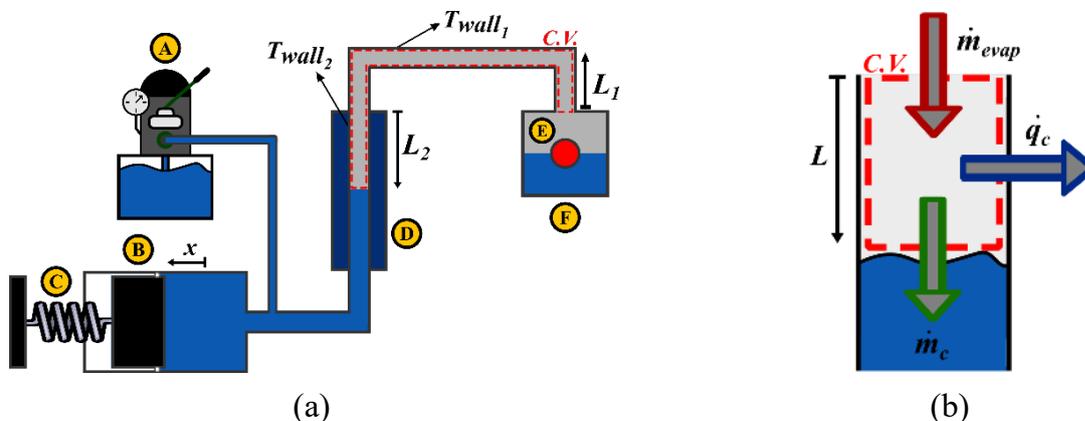


Figure 2: (a) Schematic drawing of the experimental apparatus, including the (A) manual pump, (B) piston, (C) spring, (D) condenser, (E) resistive heater, and (F) test section. (b) Control volume used for the mass balance analysis.

Heater power	500 W
Pipeline internal diameter	6 mm
Pipeline external diameter	8 mm
Pipeline length (exposed to air)	200 mm
Condenser internal diameter	6 mm
Condenser external diameter	8 mm
Ambient temperature	20 °C
Temperature of the water in the jacket	20 °C
$L_{min}$ (minimum condensing length)	5 mm
$dT_{min}$ (minimum temperature difference)	1 °C

Table 1: Characteristics of the experimental bench.

## 2.1. Modeling of the pressure control system

Figure 2b displays a control volume (CV) that contains the gas inside the pipeline and condenser tube. The same CV is illustrated in Fig. 2a, where we can notice that there are moments in which condensation occurs only in the pipeline and others in which it occurs both in the latter and in the condenser. In Fig. 2b,  $\dot{m}_{evap}$  is the mass flow of steam entering the CV,  $\dot{m}_c$  is the mass flow of liquid water leaving the CV after being condensed and  $\dot{q}_c$  is the power leaving the CV by condensation on the inner walls of the pipeline ( $\dot{q}_{c_1}$ ) and condenser ( $\dot{q}_{c_2}$ ), when such is the case. A mass balance for this CV can be analyzed to estimate the condensing length behavior during the experiments. The pipeline is externally exposed to ambient air and the condenser consists of a tube surrounded by a water jacket at ambient temperature (20°C). The inner and outer diameters are displayed in Table 1.

The following assumptions have been made with the objective of estimating the variables conservatively and ensuring proper operation of the project: the test section is considered adiabatic; all the heater power is applied for the test fluid vaporization in the test section ( $\dot{m}_{evap}$  in Fig. 2b), which is afterwards condensed on the internal surfaces of the pipeline and condenser; only film condensation takes place, whose heat transfer coefficients are lower than those observed for dropwise condensation; fully developed film condensation starts after one second, time during which an exponential function was used to represent a transition (see Section 2.3 for more details on the shape of the function); two uniform wall temperatures are considered, one for the pipeline ( $T_{wall_1}$ ) and other for the condenser ( $T_{wall_2}$ ); the walls initial temperatures are equal to the ambient temperature (20°C); a minimum value  $L_{min}$  is used when the condensing length, either for the pipeline or the condenser, is less than this critical value; the minimum value for the difference between the saturation and wall temperatures is  $dT_{min}$ .

The mass balance for the CV is:

$$\frac{dm_{CV}}{dt} = \dot{m}_{evap} - \dot{m}_c = \frac{\dot{q}_{heater}}{h_{fg}} - \frac{\dot{q}_{c_1} + \dot{q}_{c_2}}{h_{fg}} \quad (1)$$

where  $\dot{q}_{heater}$  is the heater power (500 W),  $\dot{q}_{c_1}$  is the heat flux related to condensation on the pipeline,  $\dot{q}_{c_2}$  is the heat flux related to the condenser and  $h_{fg}$  is the fuel's heat of vaporization.

It follows that:

$$\frac{dL}{dt} = \frac{[\dot{q}_{heater} - f_{deg}(\dot{q}_{c_1} + \dot{q}_{c_2})]}{\rho_v A_{cross} h_{fg}} \quad (2)$$

where  $f_{deg}$  is a degradation parameter better explained in Section 2.3,  $\rho_v$  is the vapor phase density and  $A_{cross}$  is the tube internal cross-sectional area.

The thermal-electrical analogy was considered to model the heat flux of condensation, which is dissipated by free convection with air for the pipeline and with water for the condenser. The conduction thermal resistances were neglected after performing some calculations that revealed a very small difference between the internal and external temperatures of the walls. The following iterative procedure was applied to model the transient phenomenon and estimate the wall temperatures:

$$T_{wall_k}(i) = T_{wall_k}(i-1) + dt \frac{q_{c_k}(i) - q_{fc_k}(i)}{m_{tube_k}(i)c_{p_{steel}}} \quad (3)$$

where  $k$  can be equal to 1 (pipeline) or 2 (condenser),  $m_{tube_k}$  are the associated steel masses, and  $c_{p_{steel}}$  is the steel specific heat capacity.

## 2.2. Condensation and free convection correlations

The condensation heat fluxes can be represented by Newton's cooling law as follows:

$$q_{c_k} = \bar{h}_{c_k} \pi D_{tube,i} L_k (T_{sat} - T_{wall_k}) \quad (4)$$

With the intention of performing conservative calculations of the project variables, it was decided to disregard the initial drop-wise condensation and consider only film-wise condensation. Hence, the film condensation HTC ( $\bar{h}_c$ ) was estimated with the laminar film condensation for vertical plates theory formulated by Nusselt (1916) [6].

For the free convection on the external surface of the condenser (inside the water jacket), we have:

$$q_{fc_k} = \bar{h}_{fc_k} \pi D_{tube,e} L_k (T_{wall_k} - T_{sat}) \quad (5)$$

The Churchill and Chu (1975) [7] correlation for free convection on vertical plates may be applied over the entire range of  $Ra_L$  and was used to estimate the free convection HTCs ( $\bar{h}_{fc}$ ).

## 2.3. Characteristic times of boiling and condensation phenomena

The characteristic time of a physical phenomenon can be associated with the time interval required for its onset from the moment the conditions for its occurrence are established. Boiling and condensation are phenomena with considerably low characteristic times. For condensation of pure steam at atmospheric pressure, the onsetting process is ultimately instantaneous [8]. As one can see from the experimental study of Ma et al. (2010) [8] on the transient characteristics of droplet size and effect of pressure on evolution of transient condensation of water on a low thermal conductivity surface, as the pressure increases, there is a decreasing tendency for the time required for all the stages of drop-wise condensation to be completed. For ambient pressure, it is possible to assume that the stage I (nucleation stage) is completed after 0.5 s. Therefore, also considering that in our model condensation takes place on steel, whose conductivity is higher than that of polycarbonate, the time interval conservatively considered for the film condensation to fully establish is one second. This assumption is made with the interest of performing a conservative calculation of the phenomena that ensures the proper operation of the pressure control system.

Toward that direction, aiming to account for a delay between vapor entering the condenser and the film condensation settling, but also aiming to smooth the onset of the phenomenon, the following degradation function was used to transition the heat removed by condensation

between 0% ( $t = 0$  s) and 100% ( $t = t_0 = 1$  s) of that expected by the correlation of film-wise condensation.

$$f_{deg} = \frac{\exp\left(\frac{t}{t_{deg}}\right) - 1}{\exp\left(\frac{t_0}{t_{deg}}\right) - 1} \quad (6)$$

where  $t_{deg}$  is the shape parameter of the function.

Figure 6 shows how the shape of the function  $f_{deg}$  varies for different values of  $t_{deg}$ . Note that the smaller the value of  $t_{deg}$ , the closer to a step function  $f_{deg}$  becomes. The higher the value, the closer to a straight line.

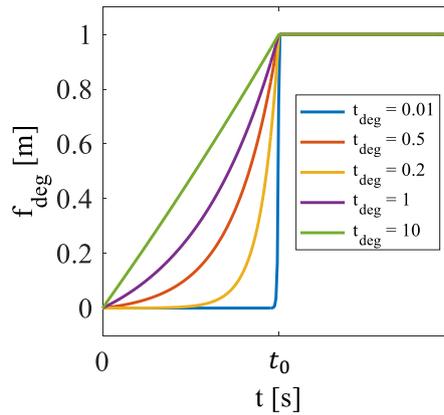


Figure 3: Shape of the degradation function for different values of  $t_{deg}$  and  $t_0 = 1$  s.

#### 2.4. Pressure variation estimation

The initial condition of the system is taken to be the pre-compression of the spring towards the experiment pressure, when all the fluid is in the liquid phase and at room temperature. The pressure variation is estimated for each time interval ( $i$ ) as follows:

$$dP_i = \frac{k_{spring} dx_i}{A_{piston}} \quad (7)$$

$$dx_i = \frac{V_{gas_{dL(i)}} - V_{liq_{dL(i)}}}{A_{piston}} \quad (8)$$

$$V_{gas_{dL(i)}} = \frac{\pi D_{int}^2}{4} dL(i) \quad (9)$$

where  $k_{spring}$  is the spring stiffness,  $dx_i$  is the piston and spring displacement,  $D_{int}$  is the pipeline and condenser tube internal diameter,  $V_{gas_{dL(i)}}$  is the condensation volume variation at the time interval,  $V_{liq_{dL(i)}}$  is the volume occupied by  $V_{gas_{dL(i)}}$  when at ambient conditions and  $dL(i)$  is the condensation length variation at the time interval estimated with Eq. 2.

### 3. Results and discussion

The variables of interest involved in the dimensioning of the spring-piston setups for the different pressure levels are the maximum force ( $F_{max}$ ) and maximum displacement exerted on the spring ( $x_{max}$ ), the maximum length of condensation ( $L_{max}$ ), and the maximum pressure

reached during the experiments ( $P_{max}$ ). To guide the selection of appropriate diameters for the pistons and spring stiffness coefficients, graphs were prepared to examine the behavior of these variables with varying piston diameter and for springs of different stiffness coefficients. A pressure tolerance parameter ( $\alpha$ ) was included to the pressure variation analysis:

$$\alpha = \frac{P_{max}}{P_0} \quad (10)$$

Therefore, accepting a tolerance of 20% variation of the test initial pressure ( $\alpha = 1.2$ ), a straight line with value 1 can be drawn as an upper limit reference on the graph shown in Fig. 4a. In this context, the region of Fig. 4a below the black line consists of projects with less than 20% variation in initial pressure, and the region above corresponds to more than 20% variation in initial pressure. Furthermore, based on the analysis of spring manufacturers' catalogs, it is possible to use maximum project values  $F_{p,max}$  (2200 N) and  $x_{p,max}$  (90 mm) above which no springs are commercially available. This approach is adopted in the graphs of Fig. 4, that exemplifies the analysis for experiments at 10 bar with  $t_{deg} = 0.3$  and  $\alpha = 1.2$ . For Figs. 4a, 4c and 4d, the regions of the graph with y-axis values smaller than 1 are considered as possible choices for the project variables, while Fig. 4b gives the maximum condensing length to be reached. For example, if  $k_{spring} = 20$  N/mm, the piston diameter must be between 35 mm, limited by the pressure criterion, and 45 mm, given by the spring compression criterion. In this case the maximum condensing length is shorter than 0.38 m.

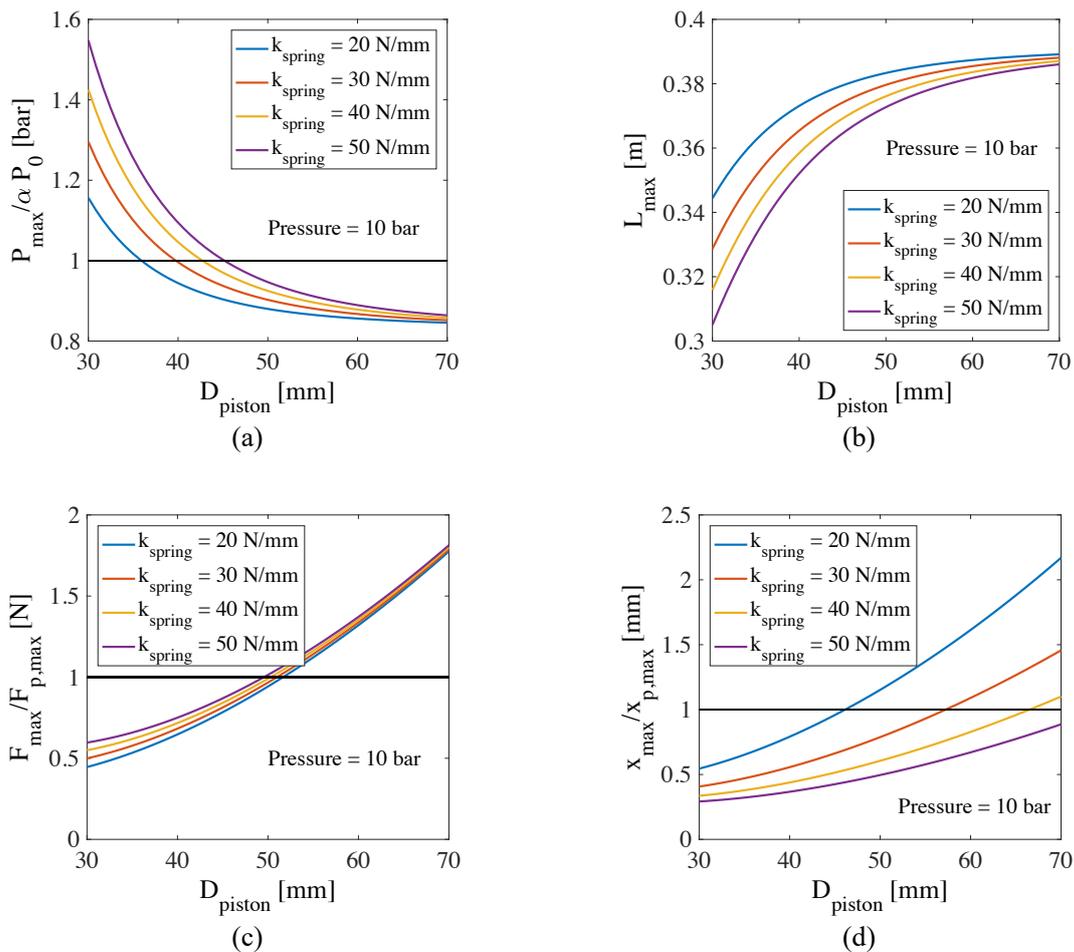


Figure 4: Project variables analysis for tests at 10 bar.

Based on this approach, Table 2 displays the selected feasible project values for the different pressure levels, while Table 3 shows springs A and B characteristics. We aimed to minimize the differences between the arrangements by using similar diameters and springs between them when possible.

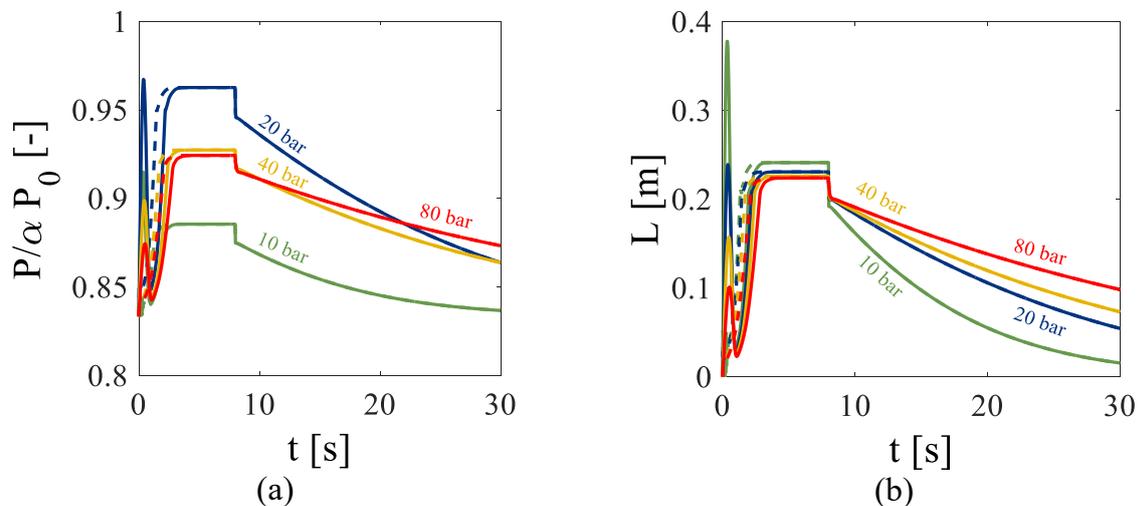
Pressure [bar]	Piston diameter [mm]	Spring	Number of springs [-]
5	45	A	1
10	45	A	1
20	32	B	1
40	32	A	2
80	32	A	4

 Table 2: *Spring-piston setups.*

Spring	Stiffness [N/mm]	Max. load [N]	Max. displac. [mm]
A	23.333	2100	92
B	31.111	2260	76

 Table 3: *Springs characteristics.*

Figure 5 shows the transient results obtained for the different pressure levels. The filled lines represent the analysis with  $t_{deg} = 0.3$  while the dashed lines are the system response without considering the initial condensation degradation. We can see that the lower the pressure, the greater the required condensing length (Fig 5b), given that for lower pressures a greater density variation is observed between the liquid and vapor phases. At 8 seconds of simulation the heater is turned off. Therefore, we see a rapid drop in the graphs at this instant until  $L = 0.2$  m, when the condensed liquid fills the entire condenser tube, and then a slower drop for the fluid condensing in the pipeline exposed to air. It is possible to see that, even considering the initial degradation of the heat exchange, the system is nevertheless able to operate within the predefined project ranges. Considering Fig. 5b, and aiming for an oversized design, a 0.8 m condenser length is considered sufficient for the project.



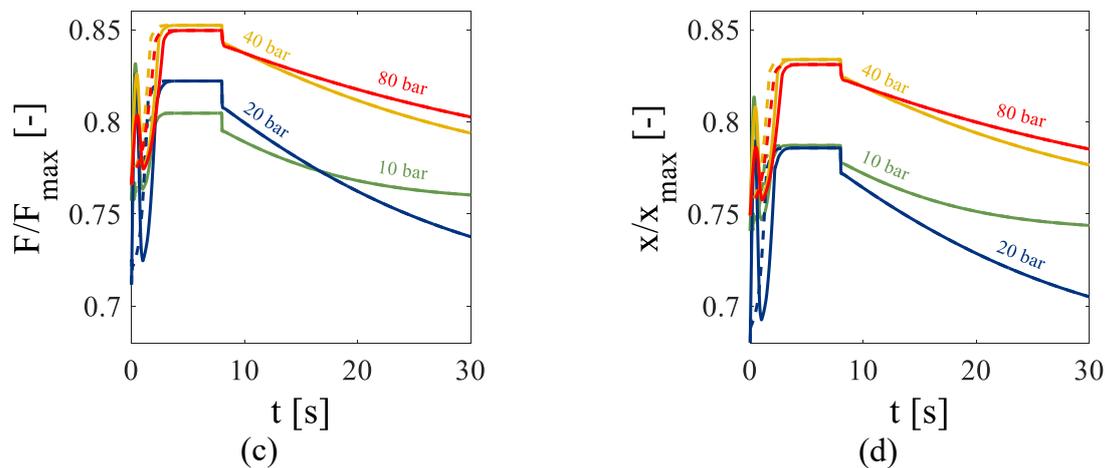


Figure 5: Transient behavior of the project variables for different pressure levels. (a) pressure, (b) condensing length, (c) force acting on spring, and (d) spring displacement.

## 4. Conclusion

In this paper the project of a test bench capable of operating at approximately constant pressure during fast pool boiling experiments was originally proposed. It includes a condenser and spring-piston assemblies. From its simulation and considering the operating characteristics of commercially available springs, the system could be conservatively dimensioned to perform the desired fast boiling experiments at pressures up to 80 bar.

## References

- [1] Huang, Y., Hong, G., Investigation of the effect of heated ethanol fuel on combustion and emissions of an ethanol direct injection plus gasoline port injection (EDI+ GPI) engine, *Energy Convers. Manag.*, 123 (2016), 338-347.
- [2] Schulz, F., Beyrau, F., The effect of operating parameters on the formation of fuel wall films as a basis for the reduction of engine particulate emissions, *Fuel*, 238 (2019), 375-384.
- [3] Saliba, G., Saleh, R., Zhao, Y., Presto, A. A., Lambe, A. T., Frodin, B., ... Robinson, A. L., Comparison of gasoline direct-injection (GDI) and port fuel injection (PFI) vehicle emissions: emission certification standards, cold-start, secondary organic aerosol formation potential, and potential climate impacts, *Environ. Sci. Technol.*, 51(11) (2017), 6542-6552.
- [4] Du, B., Zhang, L., Geng, Y., Zhang, Y., Xu, H., Xiang, G., Testing and evaluation of cold-start emissions in a real driving emissions test, *Transp. Res. D: Transp. Environ.*, 86 (2020), 102447.
- [5] Yusuf, A. A., Inambao, F. L., Effect of cold start emissions from gasoline-fueled engines of light-duty vehicles at low and high ambient temperatures: Recent trends. *Case Stud. Therm. Eng.*, 14 (2019), 100417.
- [6] Nusselt, W., The surface condensation of water vapour. *Z VDI*, 60 (1916), 541-546.
- [7] Churchill, S. W., Chu, H. H., Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 18(11) (1975), 1323-1329.
- [8] Ma, X. H., Song, T. Y., Lan, Z., Bai, T., Transient characteristics of initial droplet size distribution and effect of pressure on evolution of transient condensation on low thermal conductivity surface. *Int. J. Therm. Sci.*, 49(9) (2010), 1517-1526.

## Acknowledgements

This study was financed in part by LEMTA (Université de Lorraine), and by the Coordenação de aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Finance Code 001. We also thank the Brazilian federal program ROTA 2030 for the financial support of the construction of the test bench.

# Caractérisation des performances de poreux céramiques bicouches pour boucles diphasiques à pompage capillaire

Riadh Boubaker<sup>1\*</sup>, Yannick Lorgouilloux<sup>2</sup>, Safouene Ouenzerfi<sup>1</sup>, Souad Harmand<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'Automatique, de Mécanique et d'Informatique Industrielles et Humaines (LAMIH-UMR CNRS 8201), Université Polytechnique Hauts-de-France, Valenciennes 59313, France

<sup>2</sup> CERAMATHS – Département Matériaux et Procédés, Université Polytechnique Hauts-de-France, Valenciennes 59313, France

\*(auteur correspondant : boubaker.riadh@gmail.com)

**Résumé** - Cet article présente une étude expérimentale comparative entre les performances thermiques des mèches poreuses céramiques uniforme et bicouche, utilisées dans l'évaporateur des boucles diphasiques à pompage capillaire. Les résultats expérimentaux montrent l'intérêt de la mèche céramique bicouche à gradient de diamètre de pores sur les performances thermiques de l'évaporateur grâce à son pompage capillaire élevé.

## 1. Introduction

Dans le domaine de l'électronique de puissance, la réduction de la taille des composants et l'augmentation de leurs fréquences de fonctionnement ont conduit à une augmentation importante des densités de flux thermiques. Parmi les techniques de refroidissement existantes, les boucles diphasiques à pompage capillaire sont particulièrement prometteuses [1,2]. Il s'agit de systèmes à changement de phase entièrement passifs (sauf pour les boucles avec réservoir séparé CPL), où le fluide est mis en mouvement par des forces capillaires créées au sein d'une structure poreuse, placée dans l'évaporateur. Ce dernier est couplé à un réservoir qui contrôle la température de fonctionnement de la boucle. Entre l'évaporateur et le condenseur, le liquide et la vapeur circulent séparément à l'intérieur de tubes lisses. L'intérêt majeur de ces systèmes réside dans la passivité de la mise en mouvement du fluide de travail : le pompage capillaire remplace l'utilisation d'une pompe mécanique [3]. Les principaux composants des boucles diphasiques sont l'évaporateur, la chambre de compensation (CC), le condenseur, les conduites de vapeur et de liquide. Le transfert de masse et de chaleur dans l'évaporateur a une grande influence sur le fonctionnement de la boucle [4, 5]. En particulier, les propriétés thermo-fluidiques de la mèche poreuse sont essentielles dans la conception des boucles de fluide de pompage capillaire [6]. C'est pourquoi différents chercheurs s'intéressent à l'étude de l'influence de cette structure poreuse sur les performances thermiques des boucles diphasiques, en particulier les mèches bicouches.

Chen et al. [7] ont analysé le fonctionnement d'une boucle diphasique de type Loop Heat Pipe (LHP) avec une mèche biporeuse en nickel. Les résultats montrent que la boucle fonctionne d'une manière très stable. En particulier, les auteurs n'ont pas observé d'oscillation de température évidente ou des phénomènes de dépassement lors du démarrage et du fonctionnement avec une charge variable (comme c'est le cas sur certaines mini-boucles avec un milieu poreux uniforme). Yeh et al. [8] ont également investigué le transfert de masse et de chaleur dans la mèche biporeuse en Nickel d'une LHP. Ils ont montré que le coefficient de transfert de chaleur par évaporation de la mèche biporeuse était environ six fois supérieur à celui de la mèche monoporeuse. Xu et al. [9] ont présenté une comparaison entre des mèches en céramique Ti<sub>3</sub>AlC<sub>2</sub> monoporeuse et biporeuse. Ils ont prouvé que la LHP avec une mèche

en céramique biporeuse  $Ti_3AlC_2$  fonctionne avec succès. Lin et al. [10] ont investigué l'effet de différentes distributions de tailles de pores dans les mèches bidispersées. Il a constaté que le coefficient de transfert de chaleur par évaporation dans la mèche bidispersée était environ 2.3 fois supérieur à celui dans la mèche monoporeuse.

Cet article présente une étude expérimentale comparative entre les performances de poreux céramiques uniforme et bicouche utilisés dans l'évaporateur des boucles diphasiques à pompage capillaire.

## **2. Etude expérimentale**

### **2.1. Banc expérimental**

Le banc expérimental illustré à la figure 1 représente une section d'un évaporateur d'une boucle diphasique. L'évaporateur se compose d'une mèche poreuse céramique. Les dimensions de la mèche poreuse sont 5 x 3 x 1.5 cm<sup>3</sup>. Une caméra infrarouge (série FLIR SC7000 (système vue d'ensemble : SC7200 7500/SC7300) est installée devant le saphir/interface poreuse qui permet la visualisation de la phase changement à la surface La surface supérieure de la mèche poreuse est chauffée avec des cartouches chauffantes placées dans un bloc en cuivre. Le bloc chauffant est recouvert avec trois couches de matériaux différents (une couche de bakélite de 1 cm, une couche de laine de verre d'épaisseur 2 cm et une couche rigide de polystyrène de 1.5 cm) pour éviter les pertes de chaleur sur toutes les faces autres que la face de contact avec la mèche poreuse. Les dimensions de la zone de contact entre le bloc chauffant et la partie supérieure du poreux sont 3x1.5 cm. Tout au long de l'expérience, l'évaporateur a été connecté à un réservoir à niveau constant pour alimenter la mèche avec un fluide sous-refroidi. Ce niveau constant est contrôlé par l'élévation hydrostatique  $\Delta h$  (la distance entre la partie supérieure de la structure poreuse et le niveau d'eau).

Le liquide à l'intérieur du réservoir est à température ambiante et une résistance chauffante est utilisée pour chauffer le fluide avant son entrée dans le milieu poreux. Deux thermocouples de type K permettent de mesurer la température de la culasse et la température du fluide à l'entrée de la mèche. L'acquisition de ces températures se fait par le système GRAPHTEC GL 240. Le débit d'entrée du fluide est contrôlé par une pompe et est maintenu constant pendant tous les essais.

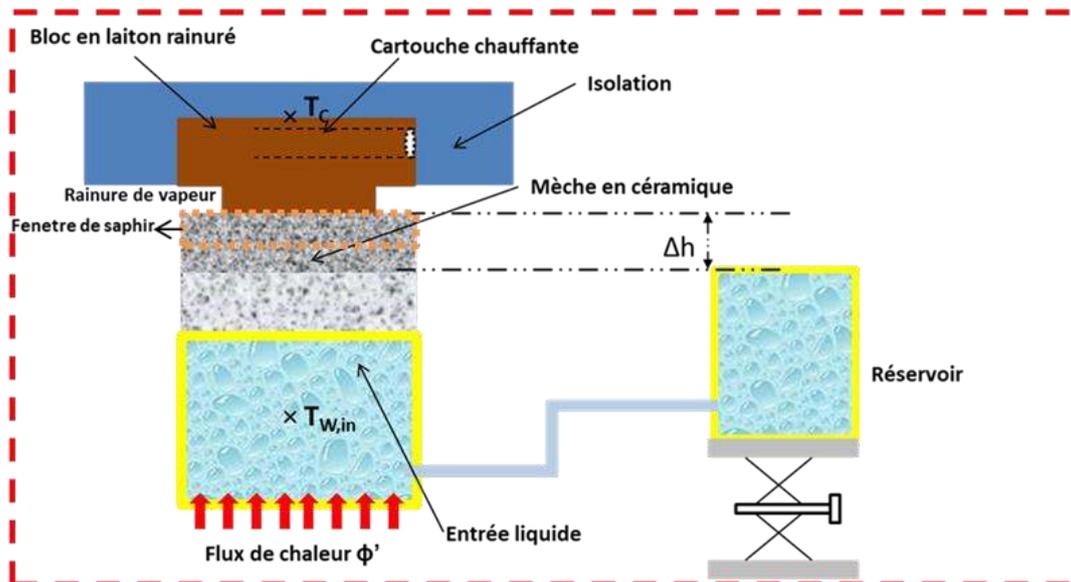
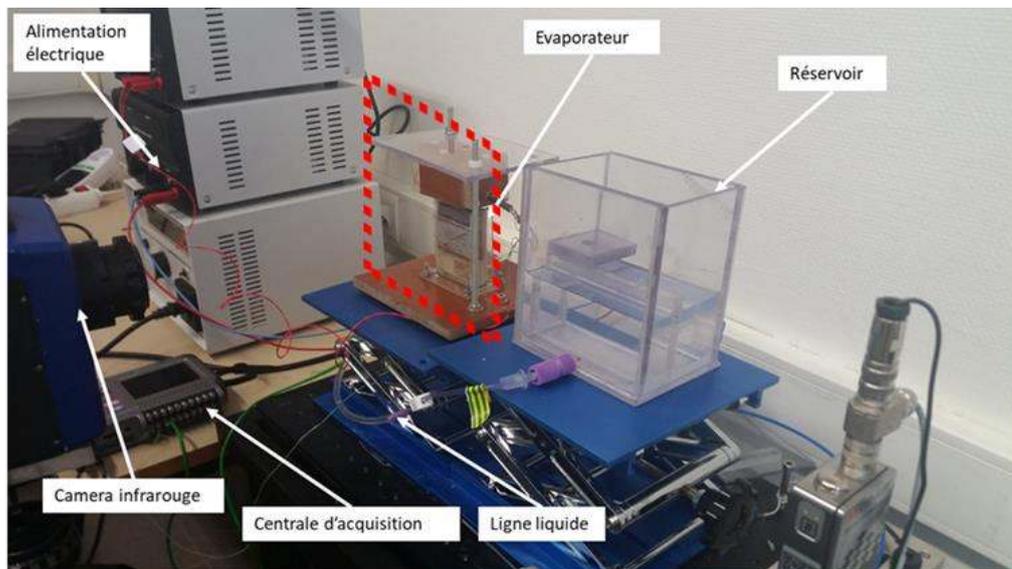
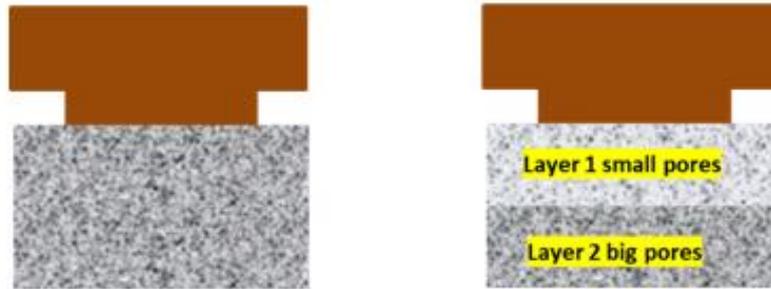


Figure 1 : Banc expérimental

## 2.2. Description des échantillons

Deux échantillons sont testés. Dans les deux cas, il s'agit d'alumine contenant des cavités sphériques interconnectées. Ces céramiques poreuses ont été obtenues par réplique d'édifices de billes polymériques (PMMA). La porosité est donc quasiment totalement ouverte et accessible. La première mèche est une céramique poreuse uniforme (diamètre de pores de 600-680  $\mu\text{m}$ , 66% de porosité). La seconde est une mèche poreuse bicouche. Cette dernière possède deux couches ayant le même taux de porosité (65%) mais des tailles de pores différentes (diamètre de pores de 580-660 et 330-410  $\mu\text{m}$ ). Ces tailles de pores sont calculées à partir des tailles de billes polymériques, sélectionnées par tamisage, et du retrait macroscopique mesuré lors du frittage des céramiques (15,0% +/- 0,2%). Le taux de porosité est déterminé par pesée hydrostatique. Les diamètres d'interconnexion (tailles des fenêtres reliant deux cavités sphériques voisines) ont également été mesurés par analyse d'images obtenues par microscopie électronique à balayage. Le tableau 1 regroupe ces informations.



Echantillon 1 : Mèche uniforme

Echantillon 2 : Mèche bicouche

 Figure 2 : *Echantillons testés*

	<i>Echantillon 1</i>	<i>Echantillon 2</i>
Porosité	66%	65%
Diamètre de pores	600-680 $\mu\text{m}$	580-660 $\mu\text{m}$ et 330-410 $\mu\text{m}$
Diamètre d'interconnexion	111 $\mu\text{m}$	106 $\mu\text{m}$ et 76 $\mu\text{m}$

 Tableau 1 : *Propriétés des échantillons*

### 2.3. Analyse des erreurs

L'analyse d'erreur a été prise en compte pour l'expérimentation des mesures. Les températures du fluide à l'entrée de la mèche et boîtier sont mesurés à l'aide de thermocouples de type K. La mesure- les incertitudes de mesure sont de l'ordre de  $\pm 1^\circ\text{C}$ . Alors qu'en ce qui concerne l'entrée puissances, l'incertitude relative est estimée à 3,18% et elle est déterminé en utilisant l'équation suivante [11] :

$$\frac{\delta\varphi}{\varphi} = \sqrt{\left(\frac{\delta V}{V}\right)^2 + \left(\frac{\delta I}{I}\right)^2}$$

Où  $\varphi$  désigne la puissance appliquée, V est la tension et I est le courant.

Ces analyses d'erreur ont été trouvées après avoir représenté la répétabilité de la mesure pour chaque mèche poreuse utilisée

## 3. Résultats

### 3.1. Transfert de chaleur

La figure 3 décrit l'évolution de la température de la culasse pour les deux mèches étudiées en fonction du temps suite à une succession de paliers de puissance croissants appliqués uniformément sur l'évaporateur. Cette figure montre que lorsque la puissance thermique augmente, la température de l'évaporateur augmente également.

La température de la culasse pour la mèche bicouche (échantillon 2) est toujours inférieure à celle de la mèche uniforme (échantillon 1). En effet, lors du fonctionnement de l'évaporateur, la température de l'enveloppe est d'environ 157 °C pour la mèche bicouche et d'environ 185 °C pour la mèche uniforme pour une charge thermique de 70 W. La surchauffe dans le boîtier de l'évaporateur est plus élevée pour le poreux uniforme (échantillon 1), car la poche de vapeur qui s'est développée à l'intérieur de la mèche poreuse est plus grande.

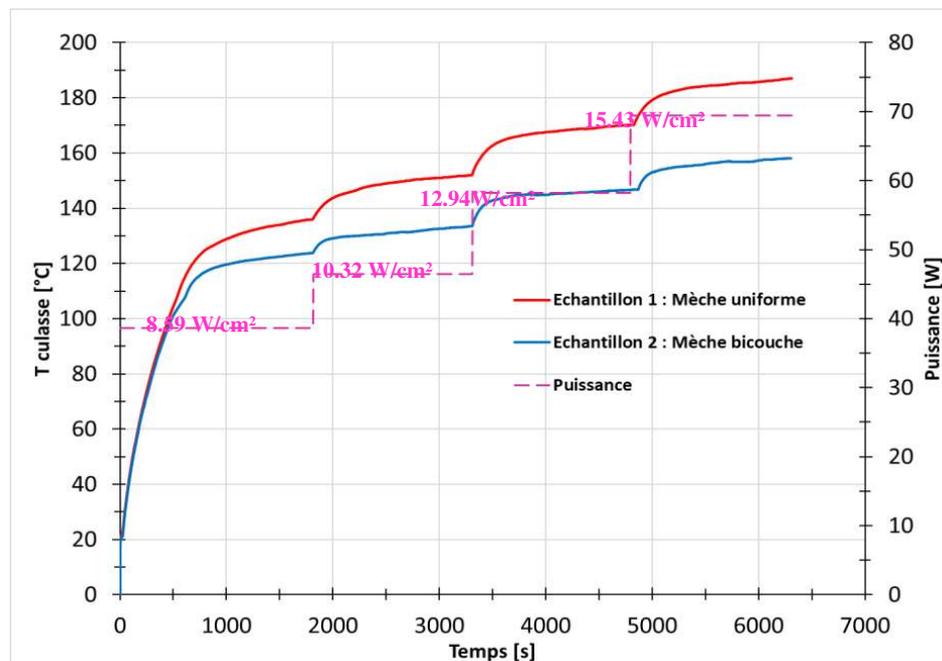


Figure 3 : Evolution de la température de la culasse pour les deux échantillons

La variation du coefficient d'échange en fonction de la puissance appliquée pour les échantillons étudiés est présentée dans la figure 4. Afin de décrire les performances thermiques de l'évaporateur, nous définissons le coefficient de transfert de chaleur de l'évaporateur comme suit :

$$h = \frac{\varphi}{S(T_c - T_{w,in})}$$

où  $\varphi$  désigne le flux thermique appliqué à l'évaporateur,  $T_c$  désigne la température du boîtier,  $T_{w,in}$  désigne la température du liquide au niveau de l'entrée et  $S$  désigne la surface de contact entre la surface d'entrée.

On constate que le coefficient d'échange thermique pour l'échantillon 2 est largement meilleur.

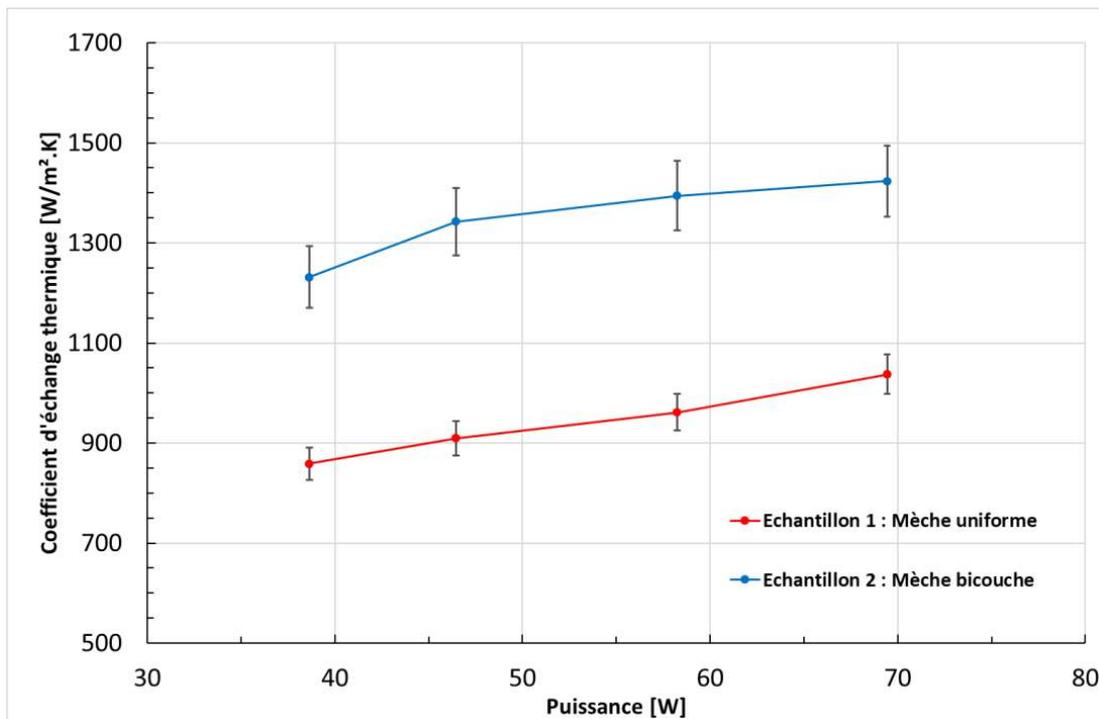


Figure 4 : Evolution du coefficient d'échange thermique

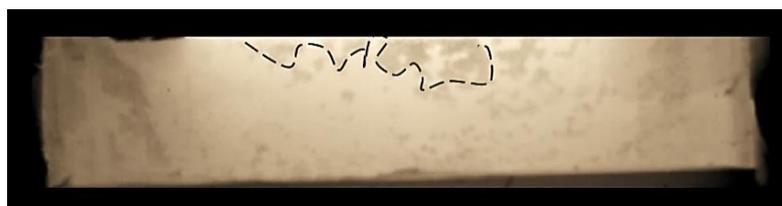
### 3.2. Poche vapeur

Afin de comprendre l'amélioration des performances thermiques de l'évaporateur au sein des deux mèches étudiées, le changement de phase liquide/vapeur a été visualisé. Les émissivités infrarouges liquide, vapeur/solide sont différentes à une température donnée, ce qui permet la localisation de l'interface liquide/vapeur par imagerie thermique IR.

Nous pouvons voir clairement sur la figure 5, que la mèche bicouche avec un gradient de diamètre de pores montre la plus petite poche de vapeur contrairement à la mèche uniforme. En fait pour l'échantillon 2, c'est la couche avec de petits diamètres des pores qui est en contact avec le bloc chauffant (comme présenté sur la figure), ce qui génère permettant des forces capillaires plus élevées.



(a)-Echantillon 1 : mèche uniforme



(b)-Echantillon 2: mèche bicouche

Figure 5 : Evolution de la poche vapeur

La grande poche vapeur développée dans la mèche uniforme cause une dégradation du transfert de chaleur dans l'évaporateur et augmente donc la température de l'enveloppe.

## 4. Conclusion

Ce travail présente une étude expérimentale du phénomène de changement de phase dans des mèches poreuse uniforme et bicouche en céramique. L'utilisation d'une mèche bicouche améliore le pompage capillaire dans l'évaporateur et réduit la taille de la poche vapeur, ce qui permet d'augmenter le coefficient d'échange thermique et diminuer la température de la culasse.

### Références

- [1] P. Chen, W. Lin, The application of capillary pumped loop for cooling of electronic components, *Applied Thermal Engineering*, 21, 1739-1754, 2001.
- [2] A. Jouhara, T. Chauhan, S. Nannou, B. Almahmoud, L. Delpech, C. Wrobel, Heat pipe based systems - Advances and applications, *Energy*, Volume 128, 2017,
- [3] S. Launay, M. Valée, State-of-the-art experimental studies on loop heat pipes, *Frontiers in Heat Pipes*, 2, 2011.
- [4] B. Siedel, V. Sartre, F. Lefèvre, Complete analytical model of a loop heat pipe with a flat evaporator, *International Journal of Thermal Sciences*, 89, 372-386, 2015.
- [5] K. Blauciak, P. Szymanski, D. Mikielwicz, The Influence of Loop Heat Pipe Evaporator Porous Structure Parameters and Charge on Its Effectiveness for Ethanol and Water as Working Fluids, *Materials (Basel)*, 14, 7029, 2021.
- [6] R. Giraudon, S. Lips, D. Fabrègue, L. Gremillard, E. Maire, V. Sartre, Effect of the wick characteristics on the thermal behaviour of a LHP capillary evaporator, *International Journal of Thermal Sciences*, 133, pp.22-31, 2018.
- [7] B. B. Chen, W. Liu, Z. C. Liu, H. Li, and J. G. Yang, Experimental investigation of loop heat pipe with flat evaporator using biporous wick, *Applied Thermal Engineering*, vol. 42, pp. 34– 40, 2012.
- [8] C.C. Yeh, C.N. Chen, Y.M. Chen, Heat transfer analysis of a loop heat pipe with biporous wicks, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 52, 4426–4434, 2009.
- [9] X. Jiyuan, Z. Yong, Y. Deshuai, F. Mingxiu, Development of biporous Ti<sub>3</sub>AlC<sub>2</sub> ceramic wicks for loop heat pipe, *Materials Letters*, 91, 121–124, 2013.
- [10] F.C. Lin, B.H. Liu, C.C. Juan, Y.M. Chen, Effect of pore size distribution in bidisperse wick on heat transfer in a loop heat pipe, *Heat Mass Transfer*, 47, 933, 2011.
- [11] R.J. Moffat, Describing the uncertainties in experimental results, *Experimental Thermal Fluid Sciences*, 3-17, 1988.

### Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet CE2I (Convertisseur d'énergie Intelligent intégré). Le CE2I est cofinancé par l'Union Européenne avec le soutien financier de Fonds européen de développement régional (FEDER), État français et Région française des Hauts- de France.



# Origine des transferts thermiques dans la convection forcée d'un gaz en milieu micro-poreux

Eric CHENIER<sup>1</sup>, Xavier NICOLAS<sup>1\*</sup>, Samy RAMDANE<sup>1</sup>, Ghiles DEMRI<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université Gustave Eiffel, MSME UMR 8208 CNRS, 5 boulevard Descartes, 77454 Marne-la-Vallée Cedex 2, France

\*(auteur correspondant : xavier.nicolas@univ-eiffel.fr)

**Résumé** - Un modèle continu tenant compte de la raréfaction à l'interface gaz/solide est utilisé pour analyser les transferts thermiques dans des écoulements de gaz en milieu micro-poreux. Le gaz subit des variations de température liées uniquement au travail des forces de pression, à la dissipation visqueuse et aux effets de raréfaction : il n'y a pas de chauffage extérieur. Plus de 800 simulations sont effectuées pour les nombres de Reynolds, Mach et Knudsen suivants :  $Re < 100$ ,  $Ma < 1$  et  $Kn < 0,1$ . La moyenne intrinsèque de l'équation de l'énergie sur un VER est établie et les simulations sont utilisées pour évaluer l'importance relative de chaque terme de cette équation. La moyenne intrinsèque du travail de la pression sur un VER est en général le terme dominant qui agit comme un puits de chaleur. En revanche, pour des écoulements faiblement compressibles à basse pression, le gaz peut chauffer sous l'effet de trois sources de chaleur : la dissipation visqueuse, la puissance des contraintes visqueuses à l'interface gaz/solide et la moyenne intrinsèque des fluctuations du terme de convection.

## Nomenclature

$CVF$	moy. intrinsèque de la convection fluctuante	$\Delta P$	écart de pression entrée/sortie, $P_{in}-P_{out}$ [Pa]
$d$	plus petite distance entre 2 obstacles, $4 \mu m$	$\epsilon$	porosité du milieu micro-poreux, 0,7777
$DV$	dissipation visqueuse	$\lambda$	libre parcours moyen, $\frac{\mu}{P}(\frac{\pi r T}{2})^{1/2}$ [m]
$H$	hauteur du canal micro-poreux, $6 \mu m$	$\lambda_{av}$	libre parcours moyen basé sur $P_{av}$ et $T_{in}$ [m]
$K_D$	perméabilité de Darcy, $7,2188 \times 10^{-13} m^2$	$\lambda_{out}$	$\lambda$ maximum en sortie, $\frac{\mu}{P_{out}}(\frac{\pi r T_{f,out}}{2})^{1/2}$ [m]
$Kn_{av}$	nombre de Knudsen moyen, $\frac{\lambda_{av}}{d}$	$\Omega$	domaine poreux complet, $\Omega_f + \Omega_s$
$Kn_{out}$	nombre de Knudsen max. en sortie, $\frac{\lambda_{out}}{d}$	$\partial\Omega$	frontière du domaine $\Omega$
$L$	longu. du canal de 10 VER, $20L_1 = 240 \mu m$	$\xi_T, \xi_v$	paramètres d'accommodation therm. et dyn.
$L_1$	dist. entre les centres de 2 obstacles, $12 \mu m$	$\psi_f$	moyenne intégrale d'une variable $\psi_f$ sur une section du canal, $\frac{1}{S_f} \int_{S_f} \psi_f dS_f$
$Ma_{out}$	nombre de Mach max. en sortie, $\frac{u_{out}}{\sqrt{\gamma r T_{f,out}}}$	$\langle \psi_f \rangle$	moyenne de phase de $\psi_f$ calculée avec un filtre triangle [16], $\frac{1}{V} \int_{\Omega} \psi_f dV$
$\vec{n}_{fs}$	normale unitaire à l'interface fluide/solide, dirigée du fluide vers le solide	$\langle \psi_f \rangle^f$	moyenne intrinsèque de $\psi_f$ calculée avec un filtre triangle [16], $\frac{1}{V_f} \int_{\Omega_f} \psi_f dV$
$P_{av}$	moy. arithmétique de la pression, $\frac{P_{in}+P_{out}}{2}$ [Pa]	<b>Indices</b>	
$PCV$	puissance de la contrainte visqueuse sur $\partial\Omega_{fs}$	$av$	moyen
$R_s$	rapport des termes sources, $\frac{PCV+CVF}{TP+DV}$	$f, s$	phase fluide et phase solide
$Re_D$	nombre de Reynolds de Darcy, $\frac{\rho u \sqrt{K_D}}{\mu}$	$fs$	interface fluide/solide
$Re_{out}$	Reynolds en sortie, $\frac{\rho_{out} u_{out} d}{\mu} = \sqrt{\frac{\pi \gamma}{2}} \frac{Ma_{out}}{Kn_{out}}$	$in$	à l'entrée
$S_f$	section de la zone fluide du canal poreux [ $m^2$ ]	$out$	en sortie
$TP$	travail de la pression		
$V, V_f$	volumes du VER et de sa zone fluide [ $m^3$ ]		

## 1. Introduction

Au cours des 30 dernières années, de nombreux travaux ont porté sur la modélisation des effets thermiques dans les écoulements en milieux micro-poreux, en raison du grand nombre d'applications pour les NEMS et MEMS [1] et pour l'extraction des ressources gazières non

conventionnelles piégées dans des pores rocheux submicrométriques [2]. La plupart de ces travaux ont modélisé les transferts de chaleur dans des régimes incompressibles avec un apport de chaleur externe. Relativement rares sont ceux qui tiennent compte des effets thermiques dus à la dissipation visqueuse,  $DV$ , et au travail de la pression,  $TP$ . Encore plus rares, sont les contributions qui tiennent compte des effets de raréfaction dans la couche de Knudsen, en particulier le glissement thermique, lorsque  $0,001 < Kn < 0,1$ , où  $Kn$  est le nombre de Knudsen [1, 3]. La source de chaleur liée à la dissipation visqueuse est généralement étudiée pour des écoulements gazeux incompressibles [4]. Le travail de la pression est un puits de chaleur pour les écoulements en conduite [5], mais ce n'est pas toujours vrai dans les milieux poreux [6, 12]. Certains auteurs ont étudié et quantifié les effets combinés de  $DV$ ,  $TP$  et de la raréfaction en micro canal [1, 5, 7, 8], mais pas dans les milieux micro-poreux. La majorité de ces papiers montre l'importance d'inclure la puissance des contraintes visqueuses,  $PCV$ , à la paroi dès qu'un écoulement glissant raréfié est présent.

Dans cette étude, nous simulons à l'échelle locale des pores, avec un modèle continu, les effets thermiques d'un gaz compressible circulant dans un réseau périodique d'obstacles solides séparés de quelques micromètres, sous de forts gradients de pression. Les équations de Navier-Stokes et de l'énergie sous forme compressible sont résolues avec un modèle thermique complet, c'est-à-dire avec les termes source et de puits dus à  $DV$  et  $TP$  dans l'équation de l'énergie et en prenant en compte les trois effets de raréfaction aux interfaces gaz/solide : glissement de vitesse, saut de température et  $PCV$ . Toutes ces contributions au chauffage ou au refroidissement sont analysées en détail sur un ou plusieurs VER (Volume Élémentaire Représentatif). Par ailleurs, une analyse théorique permet d'établir la moyenne intrinsèque de l'équation de l'énergie sur un VER du milieu poreux modèle, dans le cas d'écoulements compressibles et raréfiés. Les simulations sont utilisées pour évaluer l'importance relative des différents termes de cette équation et tracer leur évolution en fonction des paramètres de l'écoulement. La section 2 présente la modélisation du problème et le code de résolution, la section 3 le domaine de paramètres étudiés, la section 4 l'analyse des résultats et la section 5 les conclusions.

## 2. Modélisation et méthodes de résolution

### 2.1. Modèle continu

On considère des écoulements de gaz dans le milieu micro-poreux de la Fig. 1, constitué de

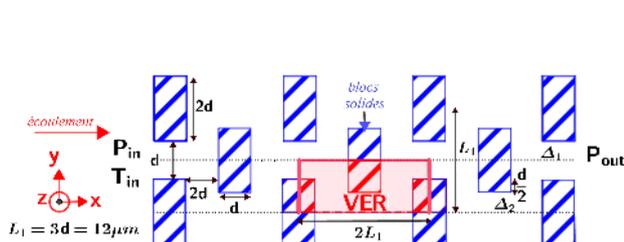


Figure 1 : Milieu poreux modèle et VER.

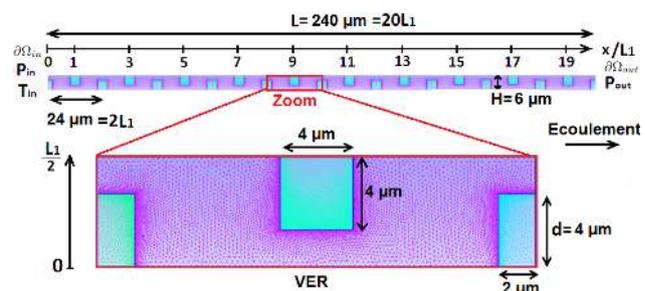


Figure 2 : Canal poreux simulé et exemple d'un motif géométrique élémentaire (VER).

barres rectangulaires de section micrométrique placées régulièrement et perpendiculairement à l'écoulement principal. Compte-tenu des symétries du milieu poreux et des écoulements stationnaires considérés, le problème est simulé dans le canal constitué de 10 VER présenté dans la Fig. 2. Ce canal est 2D dans un plan  $(x,y)$ , de longueur  $L = 240 \mu m$  et de hauteur  $H = 6 \mu m$ . L'écoulement est contrôlé par la différence de pression  $\Delta P = P_{in} - P_{out}$  entre l'entrée et la sor-

tie du canal. La température d'entrée du gaz est uniforme égale à  $T_{in} = 300 \text{ K}$ . Les propriétés physiques du gaz et du solide sont supposées constantes car les variations de température (mais pas leurs gradients) restent relativement modérées dans le milieu micro-poreux. Leurs valeurs sont données dans le tableau 1 et correspondent à l'azote et à l'aluminium. En utilisant la loi des gaz parfaits et l'hypothèse de Stokes, la vitesse,  $\vec{v} = u\vec{e}_x + v\vec{e}_y$ , la pression,  $p$ , et la température du gaz,  $T_f$ , sont les solutions des équations stationnaires :

$L$	$H$	$r$	$Pr$	$\xi_v$	$\xi_T$	$T_{in}$	$\mu$	$k_f$	$c_p$	$k_s$
$\mu\text{m}$	$\mu\text{m}$	$\text{J/kg.K}$				$\text{K}$	$\text{kg/m.s}$	$\text{W/m.K}$	$\text{J/kg.K}$	$\text{W/m.K}$
240	6	295	0.7	1	2	300	$1.6588 \cdot 10^{-5}$	0.024712	1042,82	240

Tableau 1 : Dimensions du micro-canal et propriétés du gaz (azote) et du solide (aluminium) utilisés.

$$\forall \vec{x} \in \Omega_f, \begin{cases} \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 & (1a) \\ \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) + \nabla p - \nabla \cdot \bar{\tau} = \vec{0} & (1b) \\ c_p \nabla \cdot (\rho \vec{v} T_f) - \vec{v} \cdot \nabla p - \bar{\tau} : \bar{d} - \nabla \cdot (k_f \nabla T_f) = 0 & (1c) \\ p - \rho r T_f = 0 & (1d) \end{cases}$$

avec  $\bar{\tau} = 2\mu\bar{d} - \frac{2\mu}{3}(\nabla \cdot \vec{v})\bar{I}$  le tenseur des contraintes visqueuses,  $\bar{d} = \frac{1}{2}(\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^t)$  et  $r = \frac{R}{M}$  le rapport entre la constante universelle des gaz parfaits et la masse molaire du gaz. Le champ de température de la phase solide,  $T_s$ , est solution de l'équation de conduction de la chaleur :

$$\forall \vec{x} \in \Omega_s, \nabla \cdot (k_s \nabla T_s) = 0 \quad (2)$$

Les conditions de raccord entre les phases solide et fluide s'écrivent :

$$\forall \vec{x} \in \partial\Omega_{fs}, \begin{cases} \vec{v} = -\xi_v \lambda \left( \bar{I} - \vec{n}_{fs} \otimes \vec{n}_{fs} \right) \cdot \left( 2\bar{d} \cdot \vec{n}_{fs} \right) & (3a) \\ T_s = T_f + \xi_T \lambda \frac{\partial T_f}{\partial \vec{n}_{fs}} & (3b) \\ k_s \frac{\partial T_s}{\partial \vec{n}_{fs}} = k_f \frac{\partial T_f}{\partial \vec{n}_{fs}} + 2\mu \vec{v} \cdot (\bar{d} \cdot \vec{n}_{fs}) & (3c) \end{cases}$$

avec  $\xi_v = 1$  et  $\xi_T = 2$  les paramètres d'accommodation dynamique et thermique et  $\lambda$  le libre parcours moyen des molécules du gaz. Les conditions (3a) et (3b) traduisent le glissement dynamique et thermique entre phases au premier ordre, et la relation (3c) modélise la continuité du flux d'énergie à l'interface entre le gaz et le solide. Le terme de pompage thermique est omis dans (3a) car soit les gradients de température axiaux sont faibles lorsque  $\Delta P$  est faible, soit le cisaillement dans (3a) est dominant lorsque  $\Delta P$  est grand.

Aux Eqs. (1) et (2), il faut ajouter des conditions aux limites sur les frontières du domaine, pour  $\vec{x} \in \partial\Omega$ . Compte tenu de la symétrie géométrique du VER représenté sur les Figs. 1 et 2 et de la symétrie de la solution autour des droites  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$  de la Fig. 1, nous travaillerons par la suite soit sur un VER centré à une abscisse  $x/L_1 \in [2; 18]$ , soit sur le canal de 10 VER en imposant toujours des conditions de symétrie sur les frontières communes avec  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$ . Ainsi, les conditions aux limites s'écrivent :

$$\text{Entrée, } \vec{x} \in \partial\Omega_{in} : p = p_{in}, T_f = T_{in}, \frac{\partial T_s}{\partial x} = 0, \frac{\partial u}{\partial x} = 0, v = 0 \quad (4)$$

$$\text{Sortie, } \vec{x} \in \partial\Omega_{out} : p = p_{out}, \frac{\partial T_f}{\partial x} = \frac{\partial T_s}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

$$\text{Symétrie, } \vec{x} \in \partial\Omega_{sym} : \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial T_f}{\partial y} = \frac{\partial T_s}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial y} = 0, v = 0 \quad (6)$$

## 2.2. Code de résolution numérique

Un code parallèle en volumes finis écrit en Fortran et développé au laboratoire est utilisé pour résoudre les équations stationnaires de Navier-Stokes et de l'énergie pour un gaz parfait, avec des conditions de glissement du premier ordre, sur des maillages non-structurés [9, 10]. Un schéma implicite centré du second ordre est utilisé pour les termes diffusifs et convectifs. Toutes les équations discrètes sont résolues de façon couplée par un algorithme de Newton-Raphson. La description et la validation du code et des maillages utilisés ont déjà été présentées dans de précédents travaux [6, 11, 12]. Ce code, très efficace en terme de coût de calcul, a permis de réaliser une étude paramétrique comprenant plus de 800 simulations, sur un maillage 2D de  $3,5 \cdot 10^6$  cellules, où chaque simulation dure entre 10 et 40 minutes sur 20 processeurs.

## 2.3. Moyenne intrinsèque de l'équation de l'énergie

La technique de prise de moyenne généralisée en milieu poreux [13] est appliquée ici pour établir la moyenne intrinsèque de l'équation de l'énergie, pour des écoulements compressibles et raréfiés dans le canal micro-poreux de la Fig. 2. Cette technique est basée sur la décomposition des variables  $\psi_f$  définies dans le domaine fluide sous la forme  $\psi_f = \langle \psi_f \rangle^f + \psi'_f$ , où  $\langle \psi_f \rangle^f$  est la moyenne intrinsèque de  $\psi_f$  sur le volume fluide  $V_f$  du VER et  $\psi'_f$  est sa fluctuation. Les théorèmes de prise de moyenne de Slattery [14] et de Gray modifié [15] appliqués à la moyenne intrinsèque de l'équation de l'énergie (1c) donnent directement l'équation suivante :

$$c_p \left[ \nabla \cdot \left( \langle \rho_f \vec{v} \rangle^f \langle T_f \rangle^f \right) + \nabla \cdot \left\langle (\rho_f \vec{v})' T_f' \right\rangle^f \right] = \langle \vec{v} \cdot \nabla P \rangle^f + \left\langle \vec{\tau} : \vec{d} \right\rangle^f + \nabla \cdot \left( k_f \nabla \langle T_f \rangle^f \right) + \nabla \cdot \left( \frac{k_f}{V_f} \int_{\partial\Omega_{fs}} T_f \vec{n}_{fs} dS \right) + \frac{1}{V_f} \int_{\partial\Omega_{fs}} k_f \nabla T_f \cdot \vec{n}_{fs} dS \quad (7)$$

Chaque VER étant une tranche du canal micro-poreux de longueur  $2L_1 = 24 \mu\text{m}$  (Fig. 2), les moyennes intrinsèques de l'Eq. (7) ne dépendent que de  $x$  et pas de  $y$ . En outre le débit massique reste constant dans tous les VER :  $\langle \rho_f u \rangle^f = cst$ . En conséquence, l'Eq. (7) s'écrit encore :

$$\underbrace{c_p \langle \rho_f u \rangle^f \frac{d}{dx} \langle T_f \rangle^f}_{=CVM} = \underbrace{\langle \vec{v} \cdot \nabla P \rangle^f}_{=TP} + \underbrace{\left\langle \vec{\tau} : \vec{d} \right\rangle^f}_{=DV} - \underbrace{c_p \frac{d}{dx} \langle (\rho_f u)' T_f' \rangle^f}_{=CVF} + \underbrace{\frac{1}{V_f} \int_{\partial\Omega_{fs}} k_f \nabla T_f \cdot \vec{n}_{fs} dS}_{=DIF1} + \underbrace{\frac{d}{dx} \left( k_f \frac{d}{dx} \langle T_f \rangle^f \right)}_{=DIF2} + \underbrace{\frac{d}{dx} \left( \frac{k_f}{V_f} \int_{\partial\Omega_{fs}} T_f \vec{n}_{fs} \cdot \vec{e}_x dS \right)}_{=DIF3} \quad (8)$$

Cette équation indique que la variation axiale de la moyenne intrinsèque de la température,  $\frac{d}{dx} \langle T_f \rangle^f$ , donnée par le terme de ConVection Moyenne (CVM), est due aux six contributions du membre de droite : le travail de la pression (TP), la dissipation visqueuse (DV), le terme de ConVection Fluctuante (CVF) et les trois termes de DIFFusion (DIFI,  $i = 1,2,3$ ). Or l'étude des ordres de grandeurs et le calcul des termes de l'Eq. (8) dans nos simulations ont montré que DIF2 et DIF3 sont négligeables devant les quatre autres termes du membre de droite. De plus, on peut transformer DIF1 en utilisant l'intégrale de la condition (3a) sur l'interface  $\partial\Omega_{fs}$  :

$$\underbrace{\frac{1}{V_f} \int_{\partial\Omega_{fs}} k_s \frac{\partial T_s}{\partial \vec{n}_{fs}} dS}_{\approx 0} = \underbrace{\frac{1}{V_f} \int_{\partial\Omega_{fs}} k_f \frac{\partial T_f}{\partial \vec{n}_{fs}} dS}_{=DIF1} + \underbrace{\frac{1}{V_f} \int_{\partial\Omega_{fs}} \vec{v} \cdot \vec{\tau} \cdot \vec{n}_{fs} dS}_{=PCV} \quad (9)$$

où le dernier terme est la puissance des contraintes visqueuses,  $PCV$ , sur  $\partial\Omega_{fs}$ . Dans le présent micro-canal poreux (Fig. 2), en raison de la condition de symétrie sur une face des blocs solides et de la conductivité thermique élevée du solide par rapport au gaz (voir Tab. 1), le solide peut être considéré quasi isotherme et l'interface fluide/solide adiabatique : par conséquent le terme de gauche de l'Eq. (9) peut être négligé et  $DIF1 \approx -PCV$ . Ainsi l'Eq. (8) simplifiée s'écrit :

$$c_p \langle \rho_f u \rangle^f \frac{d}{dx} \langle T_f \rangle^f \approx TP + DV - CVF - PCV \quad (10)$$

Les intégrales des quatre termes de source et de puits de chaleur sont calculées sur des VER d'abscisse mobile ou sur tout le domaine, en utilisant des filtres triangulaires [16]. Localement, le travail de la pression,  $TP$ , peut être positif ou négatif, mais il est toujours négatif en moyenne sur les VER [6]. La dissipation visqueuse,  $DV$ , est toujours positive car  $\bar{\bar{\tau}} : \bar{\bar{d}} = 2\mu\bar{\bar{d}} : \bar{\bar{d}} - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \bar{\bar{v}})^2 \geq 0$ . Nos simulations montrent que le terme convectif fluctuant,  $CVF$ , est pratiquement partout négatif. Enfin, la puissance des contraintes visqueuses,  $PCV$ , est toujours négative car le terme  $\bar{\bar{v}} \cdot \bar{\bar{\tau}} \cdot \bar{\bar{n}}_{fs}$ , qui est égal par exemple à  $\mu u \frac{\partial u}{\partial \bar{\bar{n}}_{fs}}$  sur une interface horizontale, est négatif, car  $u$  décroît dans la direction de  $\bar{\bar{n}}_{fs}$ , orienté du fluide vers le solide. Ainsi, dans l'éq. (10),  $TP$  est un terme puits de chaleur tandis que les trois derniers termes sont des termes de sources. Par conséquent,  $\langle T_f \rangle^f$  augmente (resp. diminue) dans le sens de l'écoulement si la somme  $TP + DV - CVF - PCV$  est positive (resp. négative), ce qui est équivalent à dire que le rapport des termes de source  $R_s(X) = \frac{PCV+CVF}{TP+DV} > 1$  (resp.  $< 1$ ) car  $TP + DV < 0$  [1, 6].

### 3. Domaine de paramètres des écoulements étudiés

Dans la présente étude, le gaz rentre dans le canal micro-poreux à  $T_{in} = 300 K$  et le canal n'est pas chauffé extérieurement. Ce sont les effets de compressibilité, de viscosité et de raréfaction qui chauffent ou refroidissent le gaz et la matrice solide. Une large gamme de pressions d'entrée et de sortie est imposée permettant de couvrir les régimes non inertiels et inertiels ( $Re_{out} < 30$ ), incompressibles et compressibles ( $Ma_{out} < 0,6$ ) et raréfiés ou non ( $Kn_{out} < 0,1$ ). Un total de 838 simulations est effectué pour différents couples  $(\Delta P, P_{av})$ , telles que la pression moyenne  $P_{av} = (P_{in} + P_{out})/2$  varie entre 0,5 et 2 bar, avec un pas de 0,05 bar, et la différence de pression  $\Delta P = P_{in} - P_{out}$  varie entre 0,1 et 1,6 bar, avec un pas de 0,05 bar. Ce domaine de pression est présenté en couleur sur les Figs. 4 et 5. La zone triangulaire en blanc, en bas à droite du plan, contient les points qui ne peuvent pas être simulés en raison de la pression de sortie négative ou de la divergence de la résolution ou parce que  $Ma_{out} > 1$  ou  $Kn_{out} > 0,1$ .

Les écoulements simulés sont caractérisés par les paramètres sans dimension définis dans la nomenclature. Certains sont basés sur des quantités moyennes et d'autres sur des quantités extrémales obtenues en sortie de canal. En effet, la vitesse maximale, la température minimale et la masse volumique minimale des écoulements sont situées en sortie, à  $P_{min} = P_{out}$ , pour la plupart des cas simulés. L'inertie est mesurée par les nombres de Reynolds  $Re_{out}$  et  $Re_D$ . L'effet de compressibilité est quantifié par le nombre de Mach  $Ma_{out}$ . Les effets de raréfaction à l'interface fluide/solide sont évalués par  $Kn_{out}$  et  $Kn_{av}$ . On note que  $Re_{out} = \sqrt{\frac{\pi\gamma}{2}} \frac{Ma_{out}}{Kn_{out}}$ .

Quatre points bleus, notés A, B, C et D, sont placés sur les Figs. 4 et 5. Ils correspondent à quatre cas extrêmes dans le domaine de pressions étudié. Le point A se caractérise par la plus forte inertie ( $Re_{out} \approx 29$ ,  $P_{av} = 2 bar$  et  $\Delta P = 1,6 bar$ ), le point B par la plus forte compressibilité ( $Ma_{out} \approx 0,5$ ,  $P_{av} = 1,2 bar$  et  $\Delta P = 1,6 bar$ ), le point C par le plus fort taux de raréfaction ( $Kn_{av} \approx 0,03$  et  $Kn_{out} \approx 0,09$ ,  $P_{av} = 0,5 bar$  et  $\Delta P = 0,65 bar$ ), ainsi que le point D dans une moindre mesure ( $Kn_{av} \approx 0,03$ ,  $P_{av} = 0,5 bar$  et  $\Delta P = 0,1 bar$ ). Le tableau 2 résume les valeurs des paramètres sans dimension de ces quatre cas.

Cas	$P_{av}$ [bar]	$\Delta P$ [bar]	$Re_D$	$Re_{out}$	$Ma_{out}$	$Kn_{av}$	$Kn_{out}$	Plus grande ...
A	2	1,6	2,051	28,88	0,2499	0,007744	0,01283	inertie
B	1,2	1,6	1,449	20,28	0,5138	0,01291	0,03761	compressib.
C	0,5	0,65	0,0578	5,043	0,2985	0,03098	0,08778	raréfaction
D	0,5	0,1	0,3578	0,816	0,0190	0,03098	0,03442	raréfaction

Tableau 2 : Paramètres adimensionnels des 4 cas extrêmes du domaine d'étude

#### 4. Analyse des résultats

Les écoulements dans le canal micro-poreux de la Fig. 2 ont déjà été décrits à l'échelle locale dans [6, 12]. On présente dans la Fig. 3 le champ de température et les lignes de courant pour

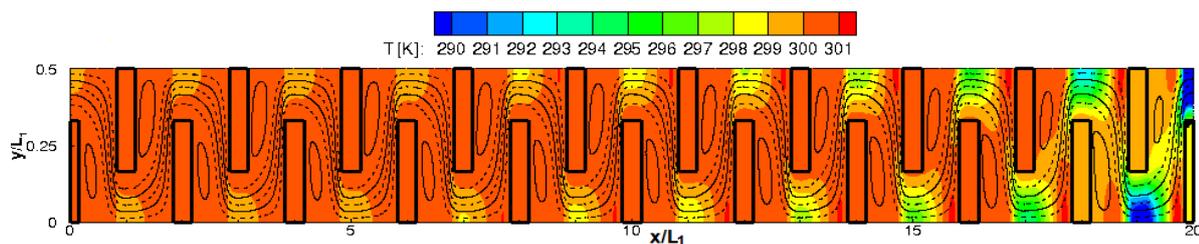


Figure 3 : Champ de température,  $T(x,y)$ , et lignes de courant (lignes noires continues et pointillées) sur tout le canal micro-poreux du cas B le plus compressible à  $P_{av} = 1,2$  bar et  $\Delta P = 1,6$  bar.

le cas B. La diminution de la pression aval crée une détente du gaz (chute de masse volumique) qui, compte tenu de la conservation du débit massique, fait augmenter l'énergie cinétique dans le sens de l'écoulement. Celle-ci est contrebalancée par une forte diminution de l'énergie interne et de la température en sortie. Le nombre de Reynolds étant assez grand,  $Re_{out} \approx 20$ , des recirculations stationnaires se forment à l'aval de chaque obstacle rectangulaire. Pour ce cas très compressible,  $Ma_{out} = 0,51$ , on peut lire sur la Fig. 3 que la différence de température maximale dans tout le domaine est très grande : elle atteint environ  $10$  K avec de fortes variations à l'aval. En raison du rapport élevé entre les conductivités du solide et du gaz (voir tableau 1), la température de chaque obstacle en aluminium apparaît uniforme à cette échelle.

Les Figs. 4 et 5 présentent, pour tous les cas simulés, les cartes des écarts de températures moyennes intrinsèques,  $\langle T_f \rangle^f$ , entre le VER de sortie et celui d'entrée, et entre le VER du milieu et celui d'entrée. L'étendue du filtre triangulaire est telle que le premier (resp. dernier) VER est à l'abscisse  $x/L_1 = 2$  (resp.  $x/L_1 = 18$ ). L'analyse des figures montre que pour de faibles écarts de pression ( $\Delta P \lesssim 0,5$  bar), le gaz chauffe faiblement entre l'entrée et la sortie. Cet échauffement est plus prononcé pour les faibles pressions moyennes ( $P_{av} \lesssim 0,75$  bar) où le fluide gagne au plus  $+0,2$  K. Dans cette gamme de pression, l'augmentation de température semble linéaire : au point D, l'accroissement de température passe de  $+0,05$  K au milieu du canal à  $+0,1$  K en sortie. En revanche, dès que  $\Delta P \gtrsim 0,6$  bar, la température du gaz en sortie devient inférieure à celle de l'entrée. Malgré cette chute de température, on peut remarquer une petite gamme de paramètres dans laquelle un faible échauffement du gaz est observé au milieu du canal (point C de la Fig. 5).

L'évolution axiale de  $\langle T_f \rangle^f$  est présentée en trait continu violet, pour les 4 cas extrêmes, dans la Fig. 6. Les courbes pointillées représentent les rapports des termes de source et de puits de chaleur de l'Eq. (10) :  $R_s = \frac{PCV+CVF}{TP+DV}$  en bleu et  $\frac{PCV}{TP+DV}$  en vert. On constate que pour les cas A et B, à pression moyenne élevée,  $P_{av} \geq 1,2$  bar, la température moyenne sur les VER chute tout le long du canal, de  $0,9$  K dans le cas A et de  $2$  K dans le cas B. Cela confirme l'observation faite sur la Fig. 3. Cette chute de température liée à la détente du gaz est bien connue pour les

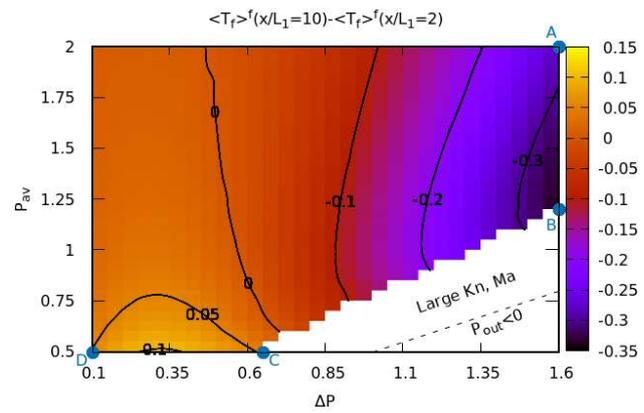
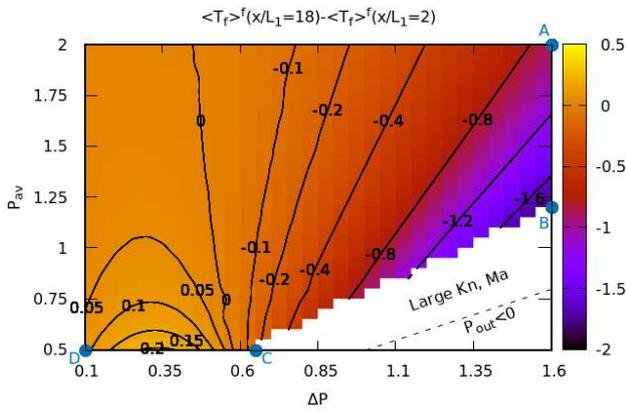


Figure 4 : Carte des écarts entre les températures moyennes intrinsèques du dernier et du 1<sup>er</sup> VER. Figure 5 : Carte des écarts entre les températures moyennes intrinsèques du VER du milieu et du 1<sup>er</sup> VER.

écoulements en conduite lisse [1, 5, 7, 8] : elle provient essentiellement du travail de la pression ( $TP < 0$ ) qui domine la dissipation visqueuse ( $|TP| > DV > 0$ ), de sorte que  $TP + DV < 0$  est globalement un puits de chaleur. On voit ici que ce puits de chaleur n'est pas compensé par la puissance des contraintes visqueuses à l'interface fluide/solide,  $-PCV > 0$ , et par la moyenne des fluctuations du terme convectif,  $-CVF > 0$ . Comme sur les deux graphes du haut de la Fig. 6 on a  $0,7 < R_s < 0,8$ , la somme  $PCV + CVF$  représente entre 70 et 80% de  $TP + DV$  et, à elle seule, la puissance  $PCV$ , qui a pour origine le glissement à la paroi, représente entre 40 et 60% de  $TP + DV$  : ainsi  $PCV$  ne peut pas être négligée dans le bilan thermique alors qu'elle le fut dans la plupart des publications pendant de nombreuses années [1].

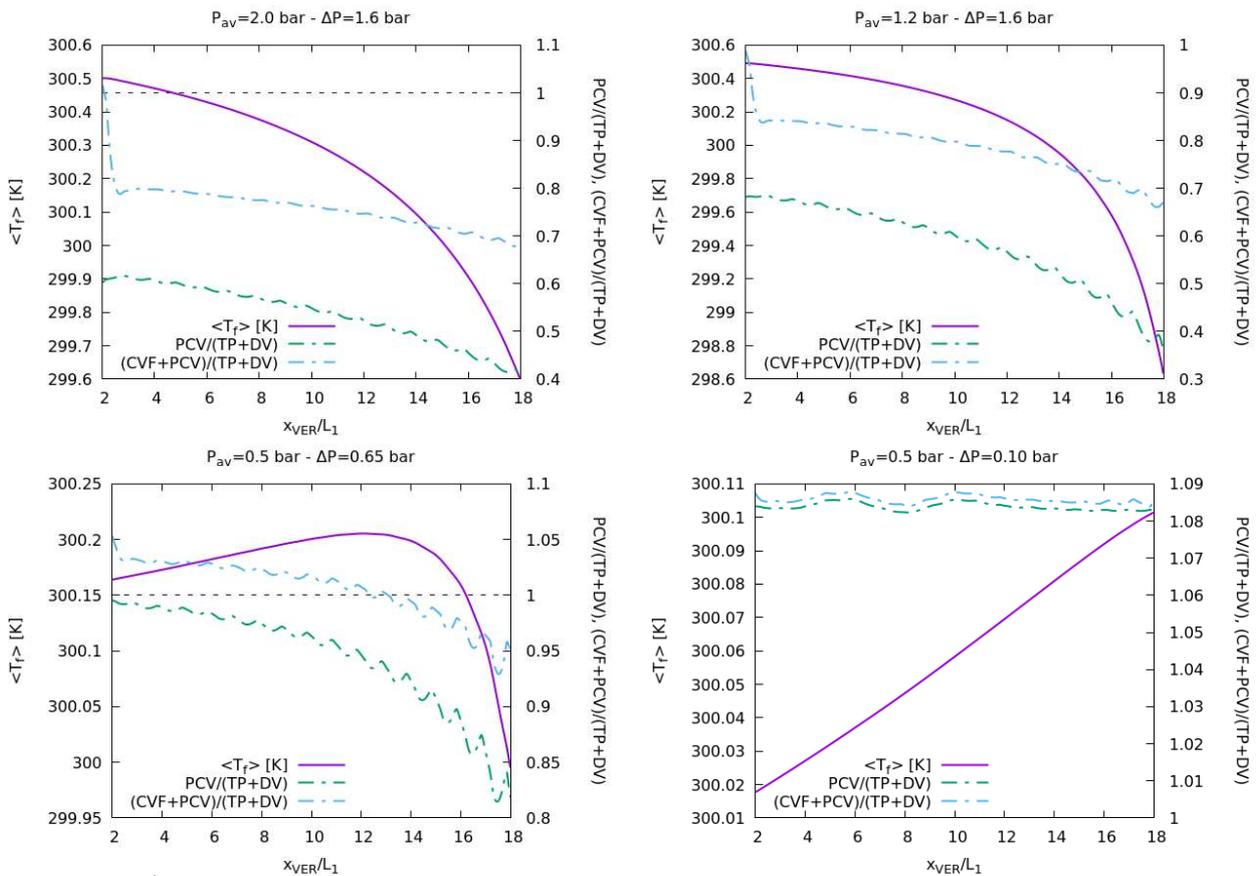


Figure 6 : Évolution axiale de la température moyenne intrinsèque du gaz et des rapports des termes de source  $R_s = \frac{PCV+CVF}{TP+DV}$  et  $\frac{PCV}{TP+DV}$  pour les 4 cas extrêmes A, B, C, D du tableau 2 et des Figs. 4 et 5.

L'influence de  $PCV$  est encore plus forte dans les deux graphes du bas de la Fig. 6, pour les cas C et D à basse pression,  $P_{av} = 0,5 \text{ bar}$ , car le glissement sur  $\partial\Omega_{fs}$  est plus marqué

( $Kn_{av} = 0,03$ ). Pour le cas C, on retrouve que le gaz chauffe légèrement de  $0,06 K$  sur la 1ère partie du canal puis se détend et refroidit de  $0,15 K$ . Ici,  $PCV$  représente plus de 85% de  $TP + DV$ . Notez que le rapport  $R_s = 1$  au maximum de  $\langle T_f \rangle^f$ , en  $x/L_1 \approx 13$ , ce qui confirme l'analyse de l'Eq. (10) et des termes de source faite à la fin de la section 2. Enfin, dans le cas D, le fluide chauffe quasi linéairement d'environ  $0,1 K$  le long du canal car  $R_s$  est constant et plus grand que 1 :  $R_s \approx 1,085$ . Dans ce cas, la différence de pression entrée/sortie étant faible,  $\Delta P = 0,1 bar$ , la vitesse du gaz est faible et il n'y a pas de détente du gaz en sortie.

## 5. Conclusion

Nous avons montré que, dans un canal micro-poreux soumis à une différence de pression entre l'entrée et la sortie, la moyenne intrinsèque de  $TP$  sur un VER est en général le terme dominant et qu'il agit comme un puits de chaleur, c'est-à-dire que globalement l'écoulement se refroidit en sortie sous l'effet de la détente du gaz. Par contre, pour des écoulements faiblement compressibles à basse pression, le gaz peut chauffer en sortie sous l'effet de trois sources de chaleur : la dissipation visqueuse,  $DV$ , la puissance des contraintes visqueuses à la paroi,  $-PCV$ , et la moyenne intrinsèque des fluctuations du terme de convection,  $-CVF$ . On montre qu'à faible pression moyenne et, donc, à grand nombre de Knudsen,  $PCV$  (qui est un terme souvent négligé dans la littérature) est de l'ordre de grandeur de la somme des deux termes  $TP + DV$  et donc que  $PCV$  ne doit pas être négligé.

## Références

- [1] X. Nicolas, E. Chénier, C. Tchekiken, G. Lauriat, Revisited analysis of gas convection and heat transfer in micro channels : influence of viscous stress power, *Int. J. Therm. Sc.* 134 (2018), 565-584.
- [2] H. Darabi, A. Ettehad, F. Javadpour, K. Sepehrnoori, Gas flow in ultra-tight shale strata, *J. Fluid Mechanics* 710 (2012), 641-658.
- [3] X. Nicolas, E. Chénier, G. Lauriat, Thermal boundary conditions for convective heat transfer of dilute gases in slip flow regime, *Int. J. Thermal Sciences* 135 (2019), 298-301.
- [4] D. Nield, The modeling of viscous dissipation in a saturated porous medium, *J. Heat Transfer* 129.10 (2007), 1459-1463.
- [5] Z. Sun, Y. Jaluria, Convective heat transfer in pressure-driven nitrogen slip flows in long microchannels : The effects of PW and VD, *Int. J. Heat Mass Transf.* 55.13-14 (2012), 3488-3497.
- [6] S. Ramdane, E. Chenier, X. Nicolas, Effets thermiques lors de la convection d'un gaz dans un milieu micro-poreux, *Congrès Français de Thermique SFT2018 Pau*, (2018).
- [7] M. Miyamoto, W. Shi et al., Choked flow and heat transfer of low density gas in a narrow parallel-plate channel with uniformly heating walls, *Int. J. Heat Mass Transf.* 46 (2003), 2685-2693.
- [8] C. Hong, Y. Asako, K. Suzuki, Y.-E. Nahm, Heat transfer characteristics of gaseous slip flow in a micro-channel, *J. Mechanical Science and Technology* 24.12 (2010), 2577-2585.
- [9] O. Touazi, E. Chénier, R. Eymard, Simulation of natural convection with the collocated clustered finite volume scheme, *Computers & Fluids*, 37 (2008), 1138-1147.
- [10] E. Chénier, R. Eymard, R. Herbin, O. Touazi, Collocated finite volume schemes for the simulation of natural convect. flows on unstructured mesh, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 56.11 (2008), 2045-2068.
- [11] C. Tchekiken, Modélisations et simulations numérique d'écoulements compressibles dans des micro-conduites planes, *Thèse le l'université Paris-Est Marne-la-Vallée*, (2014).
- [12] S. Ramdane, Modélisation et simulations numériques d'écoulements gazeux dans des milieux micro-poreux anisothermes, *Thèse le l'université Paris-Est Marne-la-Vallée*, (2020).
- [13] M. Quintard, S. Whitaker. Transport in ordered and disordered porous media II : Generalized volume averaging. *Transport in Porous Media*, 14.2 (1994), 179-206.
- [14] J. Slattey, Single-phase flow through porous media, *AIChE Journal*, 15.6 (1969), 866-872.
- [15] G. W. Gray, K. O'Neill, On the general equations for flow in porous media and their reduction to Darcy's law. *Water Resources Research*, 12.2 (1976), 148-154.
- [16] Y. Davit, M. Quintard, Techn. notes on volume averaging in porous media I : How to choose spatial averaging for periodic and quasiperiodic structures ? *Transp. Porous Media*, 119 (2017), 555-584

## **Troisième partie**

### **Annexes**



## Liste des auteurs

### A

Adenot, Frédéric	243
Ahmadi, Aras	633
Ait Ouméziane, Yacine	607
Allheily, Vadim	261
Amiot, Baptiste	183
Aroubi, Oumaima	535
Atsaid, Kousseila	313
Ayel, Vincent	13, 625

### B

Badinier, Thibault	501
Bagheri, Daniel	641
Bailleul, Jean-Luc	207, 551
Barlet, Aline	559
Baroux, Jean-Paul	519
Barthélémy, Adrien	277
Barthes, Magali	5
Bataille, Françoise	339
Battaglia, Jean-Luc	357, 397
Baucour, Philippe	223
Baumard, Théo	207
Beaumale, Marion	617
Beaumont, Olivier	45
Béchet, Fabien	381
Bédécarrats, Jean-Pierre	285
Begot, Sylvie	129, 607
Bellache, Hamid	453
Benabdesselam, Azzedine	71
Bénard, Pierre	269
Bentivegni, Marcello	251, 527
Berger, Julien	373
Bergin, Gaëtan	277
Bernardin, Frédéric	79
Berthoumieu, Pierre	167
Bertin, Yves	13, 625
Bertossi, Remi	625
Bikard, Jérôme	207
Blanco, Stéphane	649
Blet, Nicolas	493
Blidia, Abdelhamid	5
Bompas, Jeremy	137

Bonzoms, Florian	29
Bornert, Michel	243
Boubaker, Riadh	689
Boubanga Tombet, Stephane	415
Bougeard, Daniel	453, 543
Bouineau, Vincent	243
Boutaous, M'Hamed	293
Bouvier, Salima	535
Bouyer, Baptiste	21
Bouyer, Julien	87
Boyard, Nicolas	207, 551
Bozonnet, Emmanuel	519
Brazane, Samy	423
Bricteux, Laurent	119, 269
Briottet, Xavier	21
Bruch, Arnaud	175
Bruneau, Denis	559

### C

Cailliez, Sylvain	389
Caney, Nadia	111, 365
Capron, Isabelle	641
Celzard, Alain	665
Chalet, David	389
Chamagne, Didier	223
Chardome, Geoffroy	599
Chassain, Clément	357
Chedid, Teddy	285
Chems Mourtaday, Nada	649
Chénier, Eric	697
Cherif, Yassine	191
Chotard, Thierry	29
Chouder, Ryma	71
Chtioui, Feryal	519
Clain, Pascal	657
Claverie, Rémy	87
Cornut, Kevin	527
Coste, Pierre	365
Crayssac, Frédéric	349
Cremieux, Marie-Adelaide	349
Cressin, Maxime	381
Cuer, Alexandre	79

**D**

David, Martin	339
Davies, Neil	461
Davila, Camila	583
Dejean, Baptiste	167
De Labachellerie, Michel	5
Delahaye, Anthony	641, 657
Delaleux, Fabien	63, 423
Delort-Laval, Maxime	199
Demri, Ghiles	697
Denis, Alain	641
De Paepe, Ward	119, 269
De Sauvage, Jean	501
Desbiyes, Hélène	559
Désévaux, Philippe	607
Dessante, Philippe	53
Dhahri, Hacen	321
Dimitrova, Zlatina	53
Diny, Mouad	13
Djetel-Gothe, Steve	129
Druart, Guy	251
Dubar, Mirentxu	535
Dufresne, Jean-Louis	649
Duguay, Christelle	243, 673
Duluc, Marie-Christine	485
Durastanti, Jean-Félix	63, 423

**E**

El Hafi, Mouna	649
El Rassy, Elissa	207
Ennass, Kamal	407
Eymet, Vincent	649

**F**

Falcoz, Quentin	633
Farges, Olivier	87
Faugeroux, Olivier	29
Fayette, Laurent	243
Feldheim, Véronique	543, 599
Ferrand, Martin	183
Ferré, Alexis	175
Fierro, Vanessa	665
Fillet, Romain	665
Forest, Vincent	649
Fournaison, Laurence	641, 657
Fournier, Richard	649
Franquet, Erwin	285

**G**

Garcia, Pierre	285
Gardarein, Jean-Laurent	673
Gasparin, Suelen	373
Gaudry, Thierry	551

Gautier, Rémi	313
Gavignet, Eric	223
Geiger, Frédéric	103
Gheribi, Aimen E.	673
Giroux-Julien, Stéphanie	183
Glantz, Tony	305
Glouannec, Patrick	469
Gonçalves Dos Santos, Rogério	681
Gradeck, Michel	305, 681
Guernouti, Sihem	21
Guyot, Eric	415

**H**

Hamdaoui, Ons	233
Hameury, Jacques	45
Hamidouche, Souria	313
Harmand, Souad	689
Hay, Bruno	45
Henry, Jean-François	261, 443
Hiremath, Anupam Mahantayya	37
Hoang, Hong-Minh	641
Huapaya Otoya, Juan Jesus	527

**I**

Ibos, Laurent	233, 423
---------------	----------

**J**

Jadal, Mariam	215
Jafari Fesharaki, Pouya	293
Jaubert, Jean-Noël	103
Jkaoua, Zineb	559
Josien, Marc	243

**K**

Kadoch, Benjamin	511
Kallio, Sonja	591
Kouadio Diango, Alphonse	575
Kovchar, Jean	5
Kusiak, Andrzej	357, 397
Kziazzyk, Théo	223

**L**

Labergue, Alexandre	305
Labrousse, Denis	485
Lacour, Stephanie	575, 641
Lanzetta, François	5, 129
Laouar-Meftah, Siham	149
Laouti, Amina	149
Lapertot, Arnaud	511
Laribi, Afef	607
Larrey, Eric	559
Lassue, Stéphane	191
Lavieille, Pascal	617
Le-Berre, Rémi	183

Le Bideau, Pascal .....	469
Le Corre, Steven.....	207
Lefèvre, Frédéric .....	477
Lefevre, Nicolas .....	551
Le Metayer, Olivier.....	511
Lemonnier, Denis.....	149
Lemort, Vincent.....	583
Le Mouellic, Pierre.....	551
Lenne, Thomas.....	251
Lepiller, Valérie .....	607
Le Roux, Diane .....	95
Letessier, Jordan .....	673
Leveque, Marie .....	477
Lhermet, Guillaume.....	111
Liemans, Benoit .....	543
Lioger–Arago, Robin.....	365
Lips, Stéphane .....	477
Lochegnies, Dominique .....	381
Lorfin, Dylan.....	633
Lorgouilloux, Yannick .....	689
Lourdin, Denis.....	641
Lucas, Franck.....	461
Luna Valencia, Juan Esteban .....	305

**M**

Mabrouk, Riheb .....	321, 329
Maigret, Jean-Eudes.....	641
Manceau, Rémi.....	175
Mannessiez, Philippe .....	389
Marc, Olivier .....	461
Masson, Renaud .....	243
Mateos Canseco, Alejandro.....	397
Mayet, Clement.....	485
Mazet, Thierry .....	277
Mazioud, Atef.....	233
Mellado, Nicolas .....	649
Meresse, Damien .....	535
Merlat, Lionel.....	261
Meulemans, Johann .....	407
Meyer, Antoine .....	37
Mhimid, Abdallah .....	233
Miscevic, Marc.....	617
Moliere, Michel .....	103
Monchau, Jean-Pierre .....	349
Moreau, Florian.....	159
Moreau, Philippe .....	381, 535
Morin, Franck.....	111
Moutin, Léo .....	243
Mustapha, Karkri .....	567
Musy, Marjorie .....	21
Mutabazi, Innocent.....	37

**N**

Naceur, Hakim.....	381
Naji, Hassane .....	321
Neveu, Pierre .....	95
Nicolas, Vincent .....	665
Nicolas, Xavier .....	697
Notingher, Petru .....	431
Nyffenegger-Péré, Yaniss .....	649

**O**

Olivès, Régis .....	95, 633
Ouchene, Rafik.....	313
Ouenzerfi, Safouene .....	689
Ouzzine, Badr .....	501

**P**

Pappa, Alessio .....	119, 269
Parent, Gilles .....	87
Paulin, Mathias .....	649
Paulus, Nicolas .....	583
Peillon, Sébastien .....	431
Périlhon, Christelle .....	575
Petit, Marc.....	53
Petit, Mickael .....	485
Piqueras, Maud.....	443
Ploteau, Jean Pierre .....	469
Pongnot, Gael .....	485
Popiolek, Anastasia .....	53
Pouvreau, Jérôme .....	175, 285
Privat, Romain.....	103
Pron, Hervé .....	443
Proust, Alain.....	29

**R**

Ramdane, Samy.....	697
Randrianalisoa, Jaona .....	261
Ravichandran, Rajalakshmi .....	625
Razouk, Refat.....	45
Rémy, Benjamin .....	277, 407
Retailleau, Florent .....	261
Reulet, Philippe.....	167
Rigollet, Fabrice .....	673
Rioual, François .....	657
Riou, Olivier .....	423
Rivière, Philippe .....	199
Rodiet, Christophe.....	431, 443
Rodler, Auline.....	21
Romestant, Cyril.....	625
Roupioz, Laure .....	21
Russeil, Serge .....	313, 543

**S**

Saavedra, Sebastien.....	641
Salagnac, Patrick.....	519
Samah, Walid.....	657

Sanjivy, Kanhan .....	461	Ucinski, Dariusz .....	373
Sartre, Valérie .....	477		
Saury, Didier .....	159	<b>V</b>	
Schick, Vincent .....	277, 407	Vaillon, Rodolphe .....	443
Seiwert, Jacopo .....	349	Van'T Veer, Thibault .....	13
Semeraro, Alessandro .....	13	Vanson, Jean-Mathieu .....	673
Sempey, Alain .....	559	Veillé, Jean-Marc .....	551
Serra, Sylvain .....	175	Verhaeghe, Antoine .....	269
Sevi, Prince .....	79	Vicente, Jérôme .....	673
Simo Tala, Jules Voguelin .....	453	Vieira Da Silva Oliveira, Arthur .....	305, 681
Siroux, Monica .....	591	Villemin, Thomas .....	87
Slobodeniuk, Maksym .....	625		
Soucasse, Laurent .....	199	<b>W</b>	
Soufiani, Anouar .....	199	Wagner, Marc .....	349
Spitaels, Valentin .....	527	Weppe, Alexandre .....	159
Stouffs, Pascal .....	71		
Stutz, Benoit .....	79	<b>X</b>	
Szymkiewicz, Fabien .....	501	Xin, Shihe .....	293
<b>T</b>		<b>Y</b>	
Tarby, Florian .....	129	Yoshikawa, Harunori .....	37
Tauveron, Nicolas .....	111	Younsi, Zohir .....	453
Theodoro De Souza Netto, Arlindo .....	681		
Thil, Stéphane .....	29	<b>Z</b>	
Toutant, Adrien .....	339	Zacharie, Célien .....	277
Trinquet, Francois .....	575	Zanatta, Luca .....	63
Trouillet-Fonti, Lise .....	207	Zeiny, Salem .....	191
		Zeiri, Hassen .....	233
		Zhang, Zhenhao .....	567
		Zuzio, Davide .....	167
<b>U</b>			