

THERMIQUE ET AGRORESSOURCES

THIERRY DUVAUT

HERVÉ PRON

ACTES

DU

CONGRÈS ANNUEL DE LA
SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE THERMIQUE

SFT 2023

30 MAI — 2 JUIN 2023

REIMS

ORGANISÉ PAR

L'ITHEMM (EA 7548 - UNIVERSITÉ DE REIMS CHAMPAGNE-ARDENNE)

Première partie

Préface

Parrainages

Le Congrès Français de Thermique, SFT 2023, organisé par l'ITheMM (EA 7548 - Université Reims Champagne-Ardenne) a bénéficié du parrainage et du soutien des institutions et des organismes suivants :

**Institut de Thermique, Mécanique, Matériaux
(ITHEMM - EA 7548)**

Université Reims Champagne-Ardenne

Chemin des Rouliers

BP 1039 – 51687 Reims Cedex 2

ithemm.univ-reims.fr



Institut de Thermique, Mécanique, Matériaux

Université de Reims Champagne-Ardenne

2 Avenue Robert Schuman

51100 Reims

www.univ-reims.fr



UNIVERSITÉ
DE REIMS
CHAMPAGNE-ARDENNE

Région Grand-Est

1 Pl. Adrien Zeller

67000 Strasbourg

www.grandest.fr



UFR des Sciences Exactes et Naturelles

Campus Moulin de la Housse

Chemin des Rouliers

BP 1039 – 51687 Reims Cedex 2

www.univ-reims.fr/ufrsciences



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

COMSOL France

10 avenue Doyen Louis Weil
38000 Grenoble, France

www.comsol.com

Contact : Frédéric BERNARD

☎ 04 76 46 49 01

✉ frederic.bernard@comsol.fr



DEWESoft

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

dewesoft.com

Contact : Nicolas PHAN

☎ 01 75 64 19 38

✉ nicolas.phan@dewesoft.com



Phonoptics

8 rue Jean Mermoz
ZA Saint Guenault
91080 Courcouronnes, France

www.phonoptics.fr

Contact : Vivien STAEHLE-BOULIANE

☎ 06 50 60 69 55

✉ vivien.staehle@phonoptics.fr



TELOPS

6 rue du Docteur Schweitzer
91420 Morangis, France

www.telops.com

Contact : Stéphanie GUERARD

☎ +1 418-864-7808

✉ stephanie.guerard@telops.com



THEMACS Ingénierie

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

themacs-engineering.com

Contact : Jean-Pierre MONCHAU

☎ 06 29 82 44 34

✉ monchau@themacs.fr



Comité d'organisation

Équipe locale

Le congrès de la SFT 2023 ¹ s'est déroulé du 30 mai au 2 juin 2023 sur le thème **Thermique et Agroressources**. Il a été organisé par les personnels de l'équipes de recherche Thermique de l'ITheMM (EA- 7548) - Université Reims Champagne-Ardenne ².

Président : Thierry DUVAUT

Co-président : Hervé PRON

Secrétariat scientifique : Catalin POPA, Jaona RANDRIANALISOA

Comité d'organisation local : Jean-Stéphane ANTONIOW, Jean-Luc BODNAR, Abdellilah EL HDIY, Nadim EL WAKIL, Stéphane FOHANNO, Alexandre GACOIN, Jean-François HENRY, Nicolas HORNY, Ton Hoang MAI, Valérie MANCIER, Mourad REBAY, Christophe RODIET et Nathalie TRANNOY

Accueil et organisation locale : Nathalie HUMBERT

Support : Rabih MAAMARY, Jonathan LORENTZ

Support Web : Julie GALLOT, Audrey DUPUIS de la société Insight-Outside ³

Comité Scientifique de la SFT

Christophe Le Niliot (Pdt CA)	IUSTI, Marseille	Philippe Le Masson	IRDL, Lorient
Christophe Journeau (Pdt CS)	CEA, Cadarache	Johann Meulemans	Saint-Gobain, Paris
Jérôme Bellettre	LTeN, Nantes	Pierre Millan	ONERA, Toulouse
Didier Delaunay	LTeN, Nantes	Laetitia Perez	Polytech, Angers
Bernard Desmet	ENSIAME, Valenciennes	Christophe Rodiet	ITHeMM, Reims
Marie-Christine Duluc	CNAM, Paris	Romuald Rulliere	LIMSI, Orsay
Patrick Glouannec	IRDL, Lorient	Patrick Salagnac	LASIE, La Rochelle
Michel Gradeck	LEMETA, Nancy	Didier Saury	PPRIME, Poitiers
Joël Lallier	THALES, Eliancourt	Julien Pellé	LAMIH, Valenciennes
Najib Laraqi	ALTIE, Ville d'Avray		

1. www.2023.congres-sft.fr

2. ithemm.univ-reims.fr

3. 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	Mounir Amokrane
Jean Stephane Antoniow	Vincent Ayel	Francoise Bataille
Jean-Pierre Bedecarrats	Youssef Belkassmi	André Bergeron
Jean Jacques Bezian	Yann Billaud	Nicolas Blet
Jean-Luc Bodnar	Rodolphe Bolot	Daniel Bougeard
Pascale Bouvier	Sihem Bouzid	Sihem Bouzid
Nicolas Boyard	Arnaud Bruch	Cyril Caliot
Victorin Chegnimonhan	Xavier Chesneau	Benedicte Cuenot
Martin David	Alain Degiovanni	Fabien Delaleux
Didier Delaunay	Agnès Andrée Delmas	David Donjat
Jean Pierre Dumas	Eric Dumont	Claude-Gilles Dussap
Thierry Duvaut	Nadim El-Wakil	Mustapha Faraji
Olivier Farges	Mbarek Feddaoui	Stéphane Fohanno
Bertrand Garnier	Rémi Gautier	Edouard Geslain
Stéphane Gibout	Florine Giraud	Patrick Glouannec
Michel Gradeck	Xiaofeng Guo	Jean-Luc Harion
Yamina Harnane	Abdelillah El Hdiy	Jean-Francois Henry
Nicolas Horny	Abdelhadi Kotri	Sylvain Lalot
Bernard Lamien	Francois Lanzetta	Najib Laraqi
Guillaume Layes	Michel Lebouche	Damien Lecointe
Renan Leon	Tahar Loulou	M'Hamed M'Hamed
Ton Hoang Mai	Denis Maillet	Fareed Hussain Mangi
Martin Martin	Johann Meulemans	Marie-Catherine Mojtabi
Pierre Mousseau	Monssif Najim	Christophe Le Niliot
Jacques Padet	Julien Pelle	Benjamin Piaud
Thomas Pierre	Vincent Platel	Jean-Pierre Ploteau
Catalin Popa	Hervé Pron	Jaona Randrianalisoa
Elissa El Rassy	Mourad Rebay	Jean-Michel Reneaume
Philippe Reulet	Fabrice Rigollet	Christophe Rodiet
Sebastien Rouquette	Serge Russeil	Jean-François Sacadura
Sylvain Serra	Monica Siroux	Jérôme Soto
Lounès Tadrast	Jules Voguelin Simo Tala	Cédric Thiebaut
Adrien Toutant	Nathalie Trannoy	Brice Tremeac
Marielle Varenne-Pellegrini	Gerard Vignoles	Pradip Xavier
Belkacem Zeghmati		

Le mot du comité d'organisation

La Société Française de Thermique a pour objectif le développement et le rayonnement des sciences thermiques et énergétiques et de leurs applications concrètes. Cette année 2023, le 31ème Congrès Français de Thermique se déroule du 30 mai au 2 juin 2023 à Reims sur le thème **Thermique et Agroressources**.

L'utilisation et le développement de la valorisation non alimentaire des agroressources revêtent un intérêt toujours plus important en termes d'impacts économiques, environnementaux et sociétaux. Au-delà de la valorisation agricole et viticole traditionnelle, l'ancienne Région Champagne-Ardenne s'est tournée il y a plusieurs dizaines d'années vers la valorisation énergétique de ses ressources agricoles, viticoles et forestières, dans le cadre de la création du pôle de compétitivité Industries et Agro-Ressources (IAR), et avec le développement d'un site industriel dédié.

Dans ce congrès, nous souhaitons mettre en avant les problématiques liées à la valorisation énergétique des agroressources (bioéthanol, biomasse lignocellulosique, etc...), ou à l'utilisation des agroressources dans des nouveaux matériaux innovants (matériaux biosourcés pour le médical, résidus verts, fibres végétales dans les matériaux de construction, etc...). Ce congrès réunit des thermiciens, des énergéticiens ainsi que des spécialistes des matériaux issus aussi bien du monde académique, que de la sphère industrielle.

Outre les problématiques récurrentes liées à la thermique, ces différents experts s'attacheront tout particulièrement à réfléchir et apporter des réponses aux questions suivantes :

- Quelle est aujourd'hui la place du thermicien par rapport aux problématiques liées aux agroressources ?
- Comment le thermicien pourra participer aux évolutions stratégiques qui sont indispensables pour assurer une transition énergétique nécessaire ?
- Comment la communauté scientifique des thermiciens peut proposer des éléments de solutions et sensibiliser les populations et les pouvoirs publics ?
- Comment améliorer le triptyque matériau-procédés-structure afin d'adopter l'approche globale que réclame toute transition énergétique ?

La thématique du congrès **Thermique et Agroressources** sera tout particulièrement abordée dans les cinq conférences plénières qui permettront de poser un état des lieux de nos connaissances, et d'apporter des pistes de réflexion sur les actions à mener :

- M. Richard Marchal (Laboratoire de Recherche en Œnologie URCA) interviendra sur les interactions Thermique-Champagne.
- M. Wojciech Lipinski (précédemment professeur de l'Australian National University à Canberra) présentera une conférence sur les combustibles produits par voies thermochimiques solaires intitulée "*Solar thermochemical fuels : Optics, heat transfer, chemistry*".
- M. Rémi Bouchie (CSTB) abordera la problématique de l'utilisation des agroressources et de la durabilité bâimentaire.
- Mme Muriel Goumand (Global Bioénergie) présentera les actions scientifiques menées au sein de Global Bioénergie dans le domaine de la réduction de l'empreinte environnementale

visant à substituer des ressources d'origine pétrolière ou/et des ressources présentant un impact néfaste sur l'environnement.

- M. Thierry d'Almeida (Sèmè-City, Bénin) présentera d'une part le projet Sèmè-City, construction d'une ville dédiée à la formation, à la recherche et à l'innovation dans un modèle de croissance inclusive et durable « *innovation Made in Africa* », et d'autre part l'innovation à travers les agroressources africaines.

Des ateliers et conférences débats ont également été programmés pour promouvoir des échanges autour de thématiques transversales ou particulières comme par exemple :

- *La communication grand public et la vulgarisation scientifique en thermique.*
- *Thermique et Fabrication Additive.*
- *Thermique et Energies vertes.*

D'autres ateliers auront lieu dans le cadre des Groupes Thématiques de la SFT (Rayonnement ; Hautes Températures ; Energétique). Lors de ce congrès, 85 communications ont été acceptées pour publication dans les actes du congrès, ainsi que 50 communications présentées sous forme d'affiche uniquement, soit un total de 135 posters dans tous les domaines de la thermique.

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

Cette année, un jury de doctorants du laboratoire organisateur l'Institut de Thermique, Mécanique, Matériaux (**ITheMM**), statuera et décernera un prix spécial « Champagne » à un poster.

Enfin, le comité d'organisation du congrès tient à remercier très sincèrement le Conseil d'Administration et le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique (et tout particulièrement Paul Valette), ainsi que nos prédécesseurs dans l'organisation de ce congrès, pour nous avoir soutenus et aidés dans l'organisation de ce 31ème congrès.

L'ensemble du comité local d'organisation est très heureux de vous accueillir à Reims et vous souhaite, à toutes et à tous, un pétillant congrès 2023 !

Thierry DUVAUT
et l'ensemble du comité d'organisation local

Prix Biot-Fourier

Huit 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.

Caractérisation et performances thermiques des fibres de *Furcraea Foetida* et d'ananas en tant que matériau isolant en vrac

Hélène Caillet^{1,*}, Youssoufou Mahaman¹, Patrick Rousset², Jean-François Martin³, Laetitia Adelard¹, Olivier Marc¹

* ✉ : helene.caillet@univ-reunion.fr

¹ Laboratoire PIMENT, IUT de La Réunion, 40 Avenue De Soweto, Saint-Pierre 97410, La Réunion

² CIRAD, UPR BioWooEB, F-34398 Montpellier, France. IUT de La Réunion, 40 Avenue De Soweto, Saint-Pierre 97410, La Réunion

³ IUT de Saint-Pierre, 40 Avenue De Soweto, Saint-Pierre 97410, La Réunion

Mots clés : Fibres, ananas, *Furcraea Foetida*, matériaux, isolant biosourcé, conductivité thermique

(Cf. page [639](#))

Earth-Air Heat Exchangers (EAHE) : Exergetic Analysis

Wael Zeitoun¹, Jian Lin², Monica Siroux^{1,*}

* ✉ : monica.siroux@insa-strasbourg.fr

¹ INSA Strasbourg ICUBE, University of Strasbourg, Strasbourg, France

² ICUBE, IUT Robert Schuman, University of Strasbourg, Strasbourg, France

Mots clés : Renewable energy, earth-air heat exchanger, exergy analysis, exergetic efficiency

(Cf. page [37](#))

Modélisation semi-analytique et numérique de la conduction thermique au sein d'un transistor MOSFET

Ali El Arabi¹, Nicolas Blet¹, Benjamin Remy¹

* ✉ : ali.el-arabi@univ-lorraine.fr

¹ LEMTA - Université de Lorraine

Mots clés : Température de jonction, conduction thermique, phénomène de constriction, quadripôles thermique

(Cf. page [267](#))

Caractérisation des propriétés thermiques du massif de Lascaux par méthodes inverses

Habiba Lharti^{1,*}, Fabien Salmon¹, Colette Sirieix¹, Joëlle Riss¹, Delphine Lacanette¹

* ✉ : habiba.lharti@u-bordeaux.fr

¹ Université de Bordeaux

Mots clés : Simulation numérique ; méthode inverse ; conduction ; Lascaux

(Cf. page [383](#))

Mesure de température dans des milieux semi-transparentes à l'infrarouge à l'échelle micrométrique

Coline Bourges^{1,*}, Stéphane Chevalier¹, Jérémie Maire¹, Christophe Pradère², Stefan Dilhaire³

* ✉ : coline.bourges@u-bordeaux.fr

¹ I2M

² Epsilon

³ LOMA

Mots clés : Thermodmittance, Infrarouge, Température, Semi-transparent, Micrométrie

(Cf. page [425](#))

Reconstruction rapide et précise de champs de Simulations des Grandes Echelles Thermiques par Apprentissage Profond

Yanis Zatout², Adrien Toutant¹, Lionel Mathelin³, Onofrio Semeraro³, Françoise Bataille¹

* ✉ : adrien.toutant@univ-perp.fr

¹ PROMES-CNRS

² PROMES-CNRS, LISN

³ LISN

Mots clés : Apprentissage Profond, Apprentissage Automatique, Simulation des Grandes Echelles, Simulation Numérique Directe, Réseaux de Neurones Convolutifs, Solaire, Récepteurs Solaires, Turbulence, Hautes Températures

(Cf. page [321](#))

Intégrer les transferts radiatifs dans un modèle nodale représentatif d'un toron de fils automobile

Julien Petitgirard^{1,*}, Philippe Baucour¹, Didier Chamagne¹, Eric Fouillien², Jean-Christophe Delmare²

* ✉ : julien.petitgirard@femto-st.fr

¹ FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin - 90000 Belfort, France

² Stellantis, Centre Technique de Vélizy A, Route de Gisy - 78140 Vélizy-Villacoublay

Mots clés : faisceau électrique, toron de fil, échauffement, dispositions aléatoires, rayonnement, conduction, facteur de forme

(Cf. page [223](#))

Modelisation individu centre de la condensation en gouttes : Impact des paramètres opératoires sur les transferts

Jeremie Lethuillier², Frédéric Topin^{1,*}, Pascal Lavieille², Marc Miscovic²

* ✉ : frederic.topin@univ-amu.fr

¹ IUSTI, Aix-Marseille University

² LAPLACE, Paul Sabatier University

Mots clés : Condensation en goutte ; Modèle basé sur un bilan de population ; Modèle basé sur l'individu ; Coefficient de transfert ; Analyse paramétrique

(Cf. page [239](#))

Table des matières

I Préface	iii
Parrainages	v
Comité d'organisation	vii
Liste des relecteurs	ix
Le mot du comité d'organisation	xi
Prix Biot-Fourier	xiii
Caractérisation et performances thermiques des fibres de <i>Furcraea Foetida</i> et d'ananas en tant que matériau isolant en vrac	xiii
Earth-Air Heat Exchangers (EAHE) : Exergetic Analysis	xiii
Modélisation semi-analytique et numérique de la conduction thermique au sein d'un transistor MOSFET	xiv
Caractérisation des propriétés thermiques du massif de Lascaux par méthodes inverses	xiv
Mesure de température dans des milieux semi-transparents à l'infrarouge à l'échelle micrométrique	xiv
Reconstruction rapide et précise de champs de Simulations des Grandes Echelles Thermiques par Apprentissage Profond	xv
Intégrer les transferts radiatifs dans un modèle nodèle nodale représentatif d'un toron de fils automobile	xv
Modelisation individu centre de la condensation en gouttes : Impact des paramètres opératoires sur les transferts	xv
Table des matières	xv
II Textes complets	1
Tome 1	3
1 Energétique	3
Analyse énergétique et exergetique d'un système expérimental de production d'eau chaude sanitaire	5

Indicateurs de flexibilité énergétique appliqués aux réseaux de chaleur	13
Étude de faisabilité d'une unité de dessalement d'eau de mer alimentée par énergie solaire pour de petites communautés isolées	21
Critère d'évaluation des performances et amélioration de l'efficacité de conversion pour un panneau photovoltaïque avec gestion thermique	29
Earth-Air Heat Exchangers (EAHE) : Exergetic Analysis	37
Numerical and experimental studies of geothermal rainwater tanks for buildings passive cooling	45
Mesures du champ de température par fibres optiques au sein d'un local expérimental industriel dédié à l'étude des phénomènes thermo-aérauliques	53
Étude de faisabilité d'une unité résidentielle semi-enterrée	61
Revue de la modélisation énergétique de serres avec TRNSYS	69
Modélisation et simulation du comportement d'un système de stockage intersaisonnier de chaleur par un champ de sondes géothermiques couplé à des panneaux solaires thermiques	77
Utilisation de matériaux à changement de phase pour lutter contre les îlots de chaleur urbains	85
Matériaux pour la transition énergétique : cas des systèmes de production d'eau chaude sanitaire	93
Évaluation des interactions bâtiment-microclimat à l'échelle du quartier par une approche intégrée à la simulation énergétique des bâtiments	101
Etude numérique du stockage latent d'énergie thermique pour l'amélioration de l'inertie thermique d'un réservoir d'eau chaude sanitaire	109
Influence du taux d'humidité dans les isolants thermiques en fibre et méthodologie de mesure	119
Transient Modelling and Simulation for Optimal future management of a District Heating Network.	127
Evaluation du confort intérieur d'un bâtiment industriel équipé d'un système de rafraîchissement adiabatique	135
2 Modes de transfert	143
Etude d'un écoulement turbulent de convection naturelle en enceinte cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé induisant des conditions aux limites instationnaires	145
Etude préliminaire de l'influence d'un dispositif passif sur la dynamique d'un panache thermique	153
Caractérisation expérimentale de l'influence de l'ébullition sur les transferts de chaleur et de masse au travers d'un film tombant d'eau dans un évaporateur à plaque verticale rainurée par imagerie rapide	161
Etude expérimentale des mécanismes d'intensification des transferts de chaleur dans les films ruisselants et instables à l'aide de mesures basées sur la fluorescence induite par laser	169
Rectification thermique d'une diode thermique conductive à base de VO ₂ dans des conditions transitoires de Dirichlet	177

Etude expérimental d'un écoulement complexe en vue de refroidir un outillage destiné à la mise en forme des matériaux composites	185
Modélisation du comportement thermique d'un caloduc oscillant plat : approche par méthode inverse	193
Étude expérimentale de la dynamique des phénomènes au sein d'un condenseur	201
Effet du rayonnement thermique sur des flammes diluées et décarbonées	207
Caractérisation expérimentale d'écoulements alternés de gaz au sein de microcanaux - Pertes de charge et variations de température	215
Intégrer les transferts radiatifs dans un modèle nodale représentatif d'un toron de fils automobile	223
Etude comparative des corrélations qui régissent les échanges convectifs au sein du chenal d'un panneau aérovoltaique	231
Modelisation individu centre de la condensation en gouttes : Impact des paramètres opératoires sur les transferts	239
Transient conduction heat transfer simulation of a fuel heater	247
3 Modélisation et Simulation Numérique	255
Apport des caractérisations thermiques et thermo-optiques pour le renforcement du lien essais-calculs en fabrication additive SLM	257
Modélisation semi-analytique et numérique de la conduction thermique au sein d'un transistor MOSFET	267
Simulation massivement parallèle de la convection thermique dans la grotte de Lascaux	275
Simulation numérique du comportement du corps humain en état de stress thermique	281
Etude numérique thermo-aéraulique d'un local équipé d'une armoire électrique thermo-sensible : Analyse de sensibilité	289
Réduction d'ordre du modèle non-linéaire d'un composant électronique : application à une micropuce activée de 4 sources encapsulées dans un boîtier QFN16	297
Résolution d'un problème de transferts thermiques couplés en géométrie urbaine par la méthode Monte Carlo	305
Analyse de l'écoulement à l'aval d'un générateur de tourbillons longitudinaux par simulations LES	313
Reconstruction rapide et précise de champs de Simulations des Grandes Echelles Thermiques par Apprentissage Profond	321
Modélisation du transfert thermique couplé conducto-radiatif dans les milieux hétérogènes par des techniques stochastiques	329
Simulation d'un écoulement disperse vapeur/gouttes dans un tube vertical et comparaison de différents modèles de transfert liquide/paroi	337
4 Métrologie et Techniques Inverses	345
La lévitation aérodynamique dédiée à l'estimation de la viscosité de métaux liquides	347
Quantification des effets de l'érosion sur un verre sodo-calcique par la réflectivité bidirectionnelle et comparaison avec l'émissivité apparente	355

Identification des propriétés thermophysiques des matériaux polymères et composites en cours de transformation	365
Parameter estimation during the cooling of mold	375
Caractérisation des propriétés thermiques du massif de Lascaux par méthodes inverses .	383
Méthode inverse de conduction de la chaleur instationnaire non linéaire sur pièce complexe	391
Identification de modèles paramétriques tridimensionnels d'un four de brasage et de sa charge	399
Méthode non intrusive de mesure de température de puce pour le refroidissement diphasique par immersion de composant semiconducteurs de puissance	407
Evaluation du temps de réponse de capteurs et validation du modèle thermique d'un composant soumis à haut flux	415
Mesure de température dans des milieux semi-transparents à l'infrarouge à l'échelle micrométrique	425
Comment mesurer les caractéristiques d'un flux de rayonnement solaire concentré délivré par un réflecteur de Scheffler ?	433
Caractérisation de résistances thermiques locales liées à des assemblages de câbles et connecteurs électriques de forte puissance	441
Mesure de la température par méthodes multi-spectrales de matériaux métalliques à haute température	449
Fluorescence Lifetime Imaging applied to the measurement of the temperature mixing in sprays	457
De la thermique vers la rhéologie : caractérisation des matériaux non newtoniens via des événements thermiques	467
Identification de la transmittance thermique transitoire d'un mur par déconvolution anisochrone	475
5 Thermique appliquée	483
Réfrigération solide par effet élastocalorique du caoutchouc naturel, développement d'une preuve de concept	485
Caractérisation thermique de mémoires à changement de phase : vers une optimisation énergétique du fonctionnement.	493
Valorisation énergétique des effluents de station d'épuration par cycle ORC	501
Development of a Two-Stage Radial Inflow Turbine for a Mini-ORC	509
Modélisation d'une serre couplée à un système de stockage thermique : développement d'un modèle et étude de validité	517
Optimisation géométrique pour la réhabilitation thermique des enveloppes des bâtiments .	525
Analyse de sensibilité d'un système de production d'eau chaude sanitaire avec des capteurs solaires thermiques, une pompe à chaleur et d'un stockage	533
Comparaison des performances de machines à absorption mettant en œuvre des solutions salines.	541
Etude de la combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro turbine à gaz classique : Impact de la répartition de combustibles entre flamme pilote/principale sur les émissions de NOx	549

Moteur Ericsson à piston liquide libre : premiers résultats expérimentaux	559
Optimisation d'un système de stockage d'énergie thermique intégré à un dispositif de séchoir solaire indirect	567
Ébullition en film de l'eau salée sous flux solaire concentré	575
Analyse expérimentale du processus de solidification de l'eau pure autour du point d'inversion de sa masse volumique dans un échangeur tube-calandre : Application au stockage latent de froid	583
Modélisation et simulation d'une installation solaire dédiée à la production intermittente d'eau chaude	593
Influence de la concentration de l'oxygène sur la combustion du PMMA au cône calorimètre à atmosphère contrôlée.	603
Effect of human hair on thermal conductivity of mortars	611
Condensation sur des surfaces nano-texturées : application à la collecte d'eau de rosée	619
Tome 2	627
6 Transferts en milieux hétérogènes	627
Conception d'un outillage de mise en œuvre des composites à haute dynamique thermique via l'utilisation de structures lattices	629
Caractérisation et performances thermiques des fibres de <i>Furcraea Foetida</i> et d'ananas en tant que matériau isolant en vrac	639
Analyses tomographiques de câbles supraconducteurs en conduit pour les réacteurs de fusion nucléaire : de l'image à la propriété physique	647
Production d'eau purifiée par évaporation solaire à partir de structures 3D imprégnées de charbon actif : étude numérique du système	655
Caractérisation thermo-hydraulique de câbles en conduit de bobines supraconductrices de tokamaks	663
Etude d'une méthode de chauffage rapide de pile à combustible PEM pour une application transport	671
Etude du stockage/déstockage cyclique de l'énergie thermique par Matériaux à Changement de Phase dans une enceinte rectangulaire	679
Analyse numérique de l'effet de l'intensification des transferts thermiques par extension de surface sur les cinétiques de fusion/solidification d'un MCP dans un échangeur-stockeur tube-calandre	687
Caractérisation thermique de la cire d'abeille et des matériaux à changement de phase biosourcés (Bio-MCP)	695
Numerical and experimental investigation of a phase-change material embedded in a confined space and subjected to a magnetic field	703
III Annexes	711
Liste des auteurs	713

Deuxième partie

Textes complets

Thème 1

Energétique

Analyse énergétique et exergetique d'un système expérimental de production d'eau chaude sanitaire	5
Indicateurs de flexibilité énergétique appliqués aux réseaux de chaleur	13
Étude de faisabilité d'une unité de dessalement d'eau de mer alimentée par énergie solaire pour de petites communautés isolées	21
Critère d'évaluation des performances et amélioration de l'efficacité de conversion pour un panneau photovoltaïque avec gestion thermique	29
Earth-Air Heat Exchangers (EAHE) : Exergetic Analysis	37
Numerical and experimental studies of geothermal rainwater tanks for buildings passive cooling	45
Mesures du champ de température par fibres optiques au sein d'un local expérimental industriel dédié à l'étude des phénomènes thermo-aérauliques	53
Étude de faisabilité d'une unité résidentielle semi-enterrée	61
Revue de la modélisation énergétique de serres avec TRNSYS	69
Modélisation et simulation du comportement d'un système de stockage intersaisonnier de chaleur par un champ de sondes géothermiques couplé à des panneaux solaires thermiques	77
Utilisation de matériaux à changement de phase pour lutter contre les îlots de chaleur urbains	85
Matériaux pour la transition énergétique : cas des systèmes de production d'eau chaude sanitaire	93
Évaluation des interactions bâtiment-microclimat à l'échelle du quartier par une approche intégrée à la simulation énergétique des bâtiments	101
Etude numérique du stockage latent d'énergie thermique pour l'amélioration de l'inertie thermique d'un réservoir d'eau chaude sanitaire	109
Influence du taux d'humidité dans les isolants thermiques en fibre et méthodologie de mesure	119
Transient Modelling and Simulation for Optimal future management of a District Heating Network.	127
Evaluation du confort intérieur d'un bâtiment industriel équipé d'un système de rafraîchissement adiabatique	135

Analyse énergétique et exergetique d'un système expérimental de production d'eau chaude sanitaire

Arnaud LAPERTOT^{*1,3}, Jean-Henry FERRASSE², Thomas FASQUELLE¹, Benjamin KADOCH¹, Olivier LE METAYER¹

¹ Aix-Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453 Marseille, France

² Aix-Marseille Université, CNRS, M2P2 UMR734, Ecole Centrale Marseille, France

³ Institut de Recherche en Constructibilité, ESTP Paris, 94230 Cachan, France

*(auteur correspondant : alapertot@estp-paris.eu)

Résumé - La consommation d'Eau Chaude Sanitaire (ECS) devient de plus en plus important, il est donc nécessaire de satisfaire les besoins d'ECS en utilisant des systèmes performants. Pour cela, le dispositif expérimental du laboratoire IUSTI, composé d'une pompe à chaleur et d'un stockage thermique, est utilisé. Dans cette étude, des analyses énergétiques et exergetiques ont été menées sur le système pour quantifier les pertes thermiques et les irréversibilités en prenant en compte différentes conditions météorologiques et types de bâtiments.

Nomenclature

E : énergie (J)	$elec$: électrique
Ex : exergie (J)	$evap$: évaporateur
h : enthalpie massique ($J.kg^{-1}$)	ce : fluide chaud entrant
\dot{m} : débit massique ($kg.s^{-1}$)	$cond$: condenseur
P : puissance (W)	cs : fluide chaud sortant
P_{ex} : flux d'exergie (W)	fe : fluide froid entrant
\dot{q}_v : débit volumique ($m^3.s^{-1}$)	fs : fluide froid sortant
s : entropie massique ($J.K^{-1}.kg^{-1}$)	des : destruction
T : température ($^{\circ}C$)	$puis$: puisage
u : énergie interne massique ($J.kg^{-1}$)	$vent$: ventilateur
V : volume (m^3)	<i>Abréviations</i>
W : puissance électrique (W)	BR : Batterie de Récupération
<i>Symboles grecs</i>	CTA : Centrale de Traitement de l'Air
ρ : masse volumique ($kg.m^{-3}$)	COP : Coefficient de Performance
η : rendement (-)	EC : Echangeur de Chaleur
Φ : flux de chaleur (W)	ECS : Eau Chaude Sanitaire
<i>Indices et exposants</i>	PAC : Pompe à Chaleur

1. Introduction

La consommation d'Eau Chaude Sanitaire (ECS) devient un poste de consommation de plus en plus important dans le secteur du bâtiment, contrairement à la consommation de chauffage [1]. Cependant, le chauffe-eau électrique traditionnel présente une faible performance pour produire de l'ECS [2]. Pour améliorer l'efficacité d'un tel système, une solution intéressante, pour répondre aux besoins d'ECS, est l'utilisation d'un chauffe-eau thermodynamique.

Un chauffe-eau thermodynamique est un système énergétique qui permet de satisfaire les besoins d'ECS grâce à une Pompe à Chaleur (PAC) et un stockage de chaleur. Le système récupère la chaleur de l'air pour chauffer l'eau du ballon. La consommation d'énergie électrique permet de produire une plus grande quantité d'énergie thermique. Son efficacité est exprimée par le Coefficient de Performance (COP) qui est le rapport entre la chaleur fournie et l'énergie consommée.

L'objectif de cette étude est d'effectuer une analyse énergétique et exergétique d'un système expérimental afin de déterminer s'il est performant pour produire de l'ECS. Pour cela, il faut quantifier les pertes thermiques et les irréversibilités. Différentes conditions météorologiques et configurations de bâtiments seront étudiées pour voir l'impact sur les critères.

Dans cette étude, des analyses énergétiques et exergétiques sont menées sur un système expérimental dédié à la production d'ECS. La section 2 présente le fonctionnement et la métrologie du dispositif expérimental, ainsi que la procédure des différents essais. La section 3 décrit les bilans énergétiques et exergétiques appliqués sur le système complet. La section 4 met en avant l'interprétation des résultats des études expérimentales pour différentes conditions aux limites. La procédure met en évidence les pertes thermiques et les irréversibilités du système pendant le chauffage du ballon.

2. Description du banc expérimental

Le banc d'essai du laboratoire IUSTI utilisé dans cette étude, est schématisé dans la figure 1. Le système est constitué d'une Centrale de Traitement de l'Air (CTA), d'une PAC et d'un ballon de stockage. La CTA comprend une batterie froide, deux résistances électriques et un ventilateur afin de contrôler la température et le débit de l'air extrait. Une Batterie de Récupération (BR) est intégrée également dans la CTA pour extraire l'énergie de l'air et la transférer à l'évaporateur de la PAC eau-eau. Ensuite, cette PAC produit une plus grande quantité de chaleur au niveau du condenseur. Cependant, elle requiert de la puissance électrique pour le fonctionnement du compresseur. Enfin, cette PAC permet de chauffer le ballon d'eau chaude par l'intermédiaire d'un Echangeur de Chaleur à plaques eau-eau (EC). Ce système permet de prélever de l'eau chaude sanitaire à partir d'un profil de puisage. Plus de détails peuvent être trouvés dans [3,4].

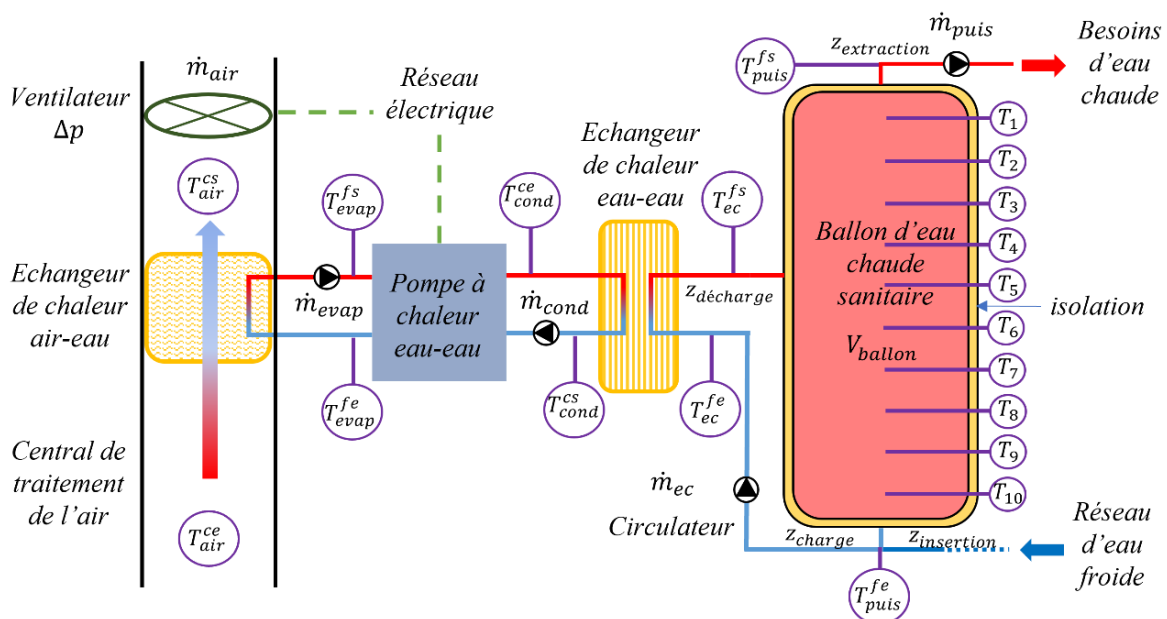


Figure 1: Schéma du système expérimental [4].

2.1 Métrologie du système

Le système expérimental contient un ventilateur, des électrovannes et des circulateurs, visibles dans la figure 1. Le ventilateur est contrôlé avec un module PID pour obtenir le débit d'air imposé $\dot{q}_{v\text{air}}$ qui varie entre 0 et 2000 m^3/h . La même procédure est appliquée avec les résistances électriques pour réguler la température de l'air extrait à une température de consigne T_{air} , variant entre 15 °C et 25 °C. De plus, l'installation est composée de jauges de pression, de débitmètres et de capteurs de température (Pt100 pour mesurer la température de l'air dans la CTA et la température de l'eau dans les circuits hydrauliques, et dix thermocouples pour enregistrer l'évolution de la température dans le ballon d'ECS). Le dispositif est également constitué d'un capteur différentiel de pression pour le calcul de la surconsommation du ventilateur et d'un wattmètre pour mesurer la puissance du compresseur fournie à la PAC.

2.2 Procédure des essais expérimentaux

Une étape préparatoire est effectuée pour mettre le système à son état de référence, en contrôlant les conditions aux limites. Les essais expérimentaux commencent lorsque le stockage d'ECS est vide, c'est-à-dire à une température $T_{\text{ballon}} = 13\text{ °C}$, et ils se terminent lorsque le ballon est rempli à une température $T_{\text{ballon}} = 53\text{ °C}$. Le tableau 1 synthétise les différents essais expérimentaux réalisés avec différentes températures et débits d'air extrait, dans le but d'observer l'influence des conditions météorologiques. En effet, la configuration de référence est fixée à 20 °C et 2000 m^3/h , ce qui correspond à des conditions inter-saisons pour un bâtiment collectif d'une douzaine d'habitations. Le changement du débit d'air extrait entraîne également une variation de la taille du bâtiment ainsi que du nombre d'habitations simulées. De même, lorsque la température de l'air extrait est plus faible, cela signifie que le système se trouve dans des conditions hivernales. Les incertitudes de mesure des sondes Pt100 sont de $\pm 0,54\text{ °C}$ et celles du débitmètre électromagnétique sont de $\pm 0,5\%$ [3].

Tableau 1 : Présentations des différents essais expérimentaux.

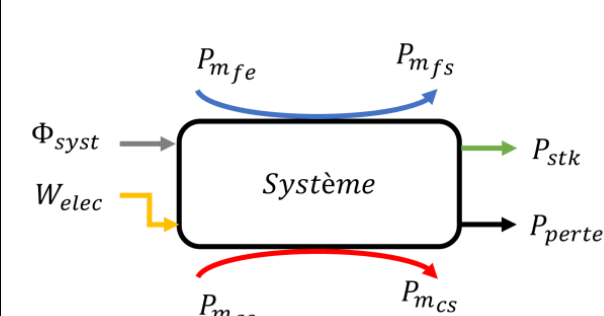
Noms	$T_{\text{air}}\text{ (°C)}$	$\dot{q}_{v\text{air}}\text{ (m}^3/\text{h)}$	Commentaire
Essai 1	$20 \pm 0,54$	1000 ± 5	Variation du débit de l'air
Essai 2	$20 \pm 0,54$	$1500 \pm 7,5$	Modification du débit de l'air
Essai 3	$20 \pm 0,54$	2000 ± 10	Cas de référence
Essai 4	$15 \pm 0,54$	2000 ± 10	Changement de la température de l'air
Essai 5	$25 \pm 0,54$	2000 ± 10	Modification de la température de l'air

3. Description du modèle

3.1 Bilan énergétique

Un bilan énergétique est appliqué pour déterminer les pertes thermiques du système. Le bilan enthalpique tient compte de la puissance contenue dans l'eau P_m pour les fluides chauds et froids. Les puissances électriques W_{elec} , les apports des flux de chaleur Φ_{sys} et la puissance stockée P_{stk} sont également mis en jeu. Les puissances en entrée P_{in} et en sortie P_{out} du dispositif sont exprimées dans le tableau 2. Les bilans dépendent du débit \dot{m} , des puissances électriques et des températures qui sont déterminés expérimentalement. L'énergie interne massique u , l'enthalpie massique h , l'entropie massique s et la masse volumique ρ sont des fonctions de la température et sont déterminées grâce aux données du NIST [5].

Tableau 2 : Résumé du bilan de puissance du système.

Nom	Bilan de puissance
	$P_{in} = P_{m_{fe}} + P_{m_{ce}} + W_{elec} + \Phi_{syst}$ $P_{out} = P_{m_{fs}} + P_{m_{cs}} + P_{stk}$ avec $P_{m_{ce}} = \dot{m}_{air} \cdot (h_{ce})$ $P_{m_{cs}} = \dot{m}_{air} \cdot (h_{cs})$ $P_{m_{fe}} = \dot{m}_{puis} \cdot (h_{fe})$ $P_{m_{fs}} = \dot{m}_{puis} \cdot (h_{fs})$

De plus, la consommation électrique du système provient du compresseur, du ventilateur et des 4 circulateurs W_{elec} . La puissance du compresseur W_{comp} est fournie à l'aide d'un wattmètre. Les puissances des circulateurs W_{circ} ont été déterminées expérimentalement avec des valeurs constantes égales à 50 W. La puissance du ventilateur W_{vent} est déterminée à l'aide d'un capteur de pression différentiel et d'un débitmètre.

$$W_{elec} = W_{comp} + W_{vent} + 4 \cdot W_{circ} \quad (1)$$

avec

$$W_{vent} = \dot{q}_{v_{air}} \cdot \Delta p_{vent} \quad (2)$$

où Δp_{vent} correspond à la différence de pression provoquée par le ventilateur. De plus, les apports des flux de chaleur Φ_{syst} correspondent à la somme des échanges de chaleur de l'environnement vers le système pour chacun des composants.

$$\Phi_{syst} = \Phi_{br} + \Phi_{pac} + \Phi_{ec} + \Phi_{stk} \quad (3)$$

En ce qui concerne la puissance stockée P_{stk} dans le ballon d'ECS, elle est déterminée par la somme des variations d'énergie interne dans chaque strate.

$$P_{stk} = \sum_{i=1}^{N_{capt}} P_{stk}^i = \sum_{i=1}^{N_{capt}} \left(\rho_{eau}^i V_{ballon}^i \cdot \frac{d(u^i)}{dt} \right) \quad (4)$$

Par ailleurs, les pertes thermiques sont déterminées en combinant les entrées et les sorties du bilan enthalpique :

$$P_{in} = P_{out} + P_{perte} \quad (5)$$

Les performances énergétiques du système permettent de quantifier les pertes thermiques, à partir du rendement énergétique.

$$\eta_{syst} = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (6)$$

Le coefficient de performance permet de quantifier les performances du système global, il est déterminé à l'aide du rapport entre le flux stocké et la puissance électrique consommée.

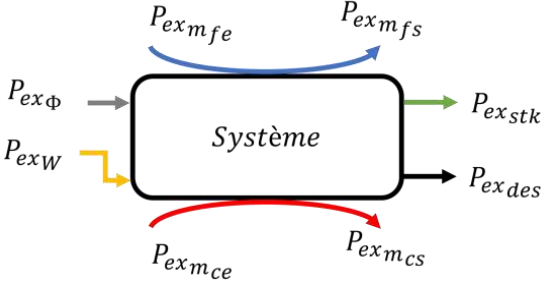
$$COP_{syst} = \frac{P_{stk}}{W_{elec}} \quad (7)$$

3.2 Bilan exergetique

Un bilan exergetique est appliqué au système complet, en faisant la différence entre le bilan enthalpique et le bilan entropique multipliée par une température de référence T_0 . Cette

température est fixée par les conditions de l'environnement. Le tableau 3 présente les formulations des flux d'exergie en entrée $P_{ex_{in}}$ et en sortie $P_{ex_{out}}$ du système.

Tableau 3 : Résumé du bilan de flux d'exergie du système.

Nom	Bilan de flux d'exergie
	$P_{ex_{in}} = P_{ex_{m_{fe}}} + P_{ex_{m_{ce}}} + W_{ex_W} + P_{ex_{\Phi}}$ $P_{ex_{out}} = P_{ex_{m_{fs}}} + P_{ex_{m_{cs}}} + P_{ex_{stk}}$ avec $P_{ex_{m_{fe}}} = \dot{m}_{puis} \cdot (h_{fe} - T_0 s_{fe})$ $P_{ex_{m_{fs}}} = \dot{m}_{puis} \cdot (h_{fs} - T_0 s_{fs})$ $P_{ex_{m_{ce}}} = \dot{m}_{air} \cdot (h_{ce} - T_0 s_{ce})$ $P_{ex_{m_{cs}}} = \dot{m}_{air} \cdot (h_{cs} - T_0 s_{cs})$

Le bilan exergetique fait intervenir l'exergie des flux de matière P_{ex_m} des fluides chauds (air) et des fluides froids (eau du réseau). De plus, l'exergie totale des flux électriques correspond à la somme des exergies provenant du compresseur, du ventilateur et des 4 circulateurs P_{ex_W} et l'exergie total des flux de chaleur $P_{ex_{\Phi}}$ correspond à la somme des exergies provenant des flux de chaleur entrant dans chacun des composants. De même, la puissance d'exergie stockée dans le ballon d'ECS est définie par la somme des variations des flux d'exergie dans chacune des strates.

$$P_{ex_{stk}} = \sum_{i=1}^{N_{capt}} P_{ex_{stk}}^i = \sum_{i=1}^{N_{capt}} \left(\rho_{eau}^i V_{ballon}^i \cdot \frac{d(u^i - T_0 s^i)}{dt} \right) \quad (8)$$

Par ailleurs, le bilan exergetique est obtenu à partir du flux d'exergie entrant et sortant du système en combinant les termes.

$$P_{ex_{in}} = P_{ex_{out}} + P_{ex_{des}} \quad (9)$$

Le flux d'exergie détruit $P_{ex_{des}}$ provoque une diminution de la puissance exergetique due aux irréversibilités telles que les pertes de charges ou les transferts de chaleur. Pour améliorer les performances du système, il est important de réduire son flux d'exergie détruit, ce qui engendre une augmentation du rendement exergetique. Il est exprimé par le rapport entre la puissance d'exergie sortante et entrante.

$$\eta_{ex} = \frac{P_{ex_{out}}}{P_{ex_{in}}} \quad (10)$$

4. Résultats et interprétations

Les paramètres du système sont le débit et la température d'air extrait qui varient entre $1000 \text{ m}^3/\text{h}$ et $2000 \text{ m}^3/\text{h}$ et entre $15 \text{ }^\circ\text{C}$ et $25 \text{ }^\circ\text{C}$, respectivement. Les autres paramètres sont fixés à leur valeur de référence avec un débit des circulateurs à $1.25 \text{ m}^3/\text{h}$ et un débit de puisage nul. Cette configuration correspond à la chauffe du ballon.

4.1 Analyse énergetique

Une analyse énergetique a été réalisée à partir des essais du dispositif expérimental pour différentes températures et débits d'air extrait. En effet, les conditions météorologiques et la

taille du bâtiment peuvent exercer une influence sur les critères énergétiques tels que le rendement énergétique et le coefficient de performance définis dans la section 3.

La figure 2 à gauche, montre que le rendement instantané du système diminue entre 0,95 et 0,8. De même, cette grandeur diminue plus rapidement pour des températures et des débits d'air faibles, comme l'illustrent les différentes courbes de la figure 2. Effectivement, le système est moins performant, car les échanges thermiques sont moindres. Par ailleurs, la figure 2 à droite, montre que le COP_{syst} est superposé, à une incertitude de mesure près, pour les différentes températures et débits d'air, puisque le système garantit la même performance quelle que soit la valeur de ΔT_{PAC} . On peut noter que le COP_{syst} est plus faible que celui de la PAC, car le dispositif prend en compte l'ensemble de la consommation d'électricité, mais aussi des pertes thermiques.

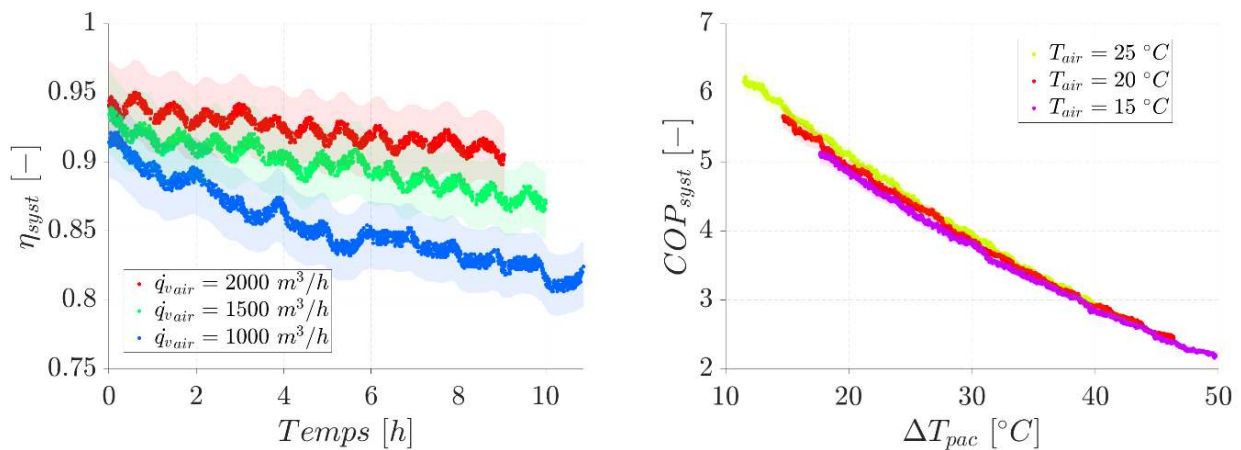


Figure 2 : Variation du rendement énergétique en fonction du temps pour différents débits $\dot{q}_{v\text{air}}$. Evolution du COP_{syst} du système en fonction de $\Delta T_{pac} = T_{cond}^{in} - T_{evap}^{in}$ pour différentes températures de l'air T_{air} . Les ombres colorées correspondent aux incertitudes de mesures.

Le tableau 4 présente les valeurs des énergies et des différents critères du système complet pour les différents essais. L'énergie en entrée est de l'ordre de 140 kWh et celle en sortie de 130 kWh, donc les pertes thermiques sont de l'ordre de 10 kWh. De même, le rendement du système est de 0,92, donc le système subit peu de pertes thermiques. Par ailleurs, l'énergie thermique stockée dans le ballon est bien plus élevée que la consommation électrique, puisque l'énergie électrique nécessaire au fonctionnement des composants sont de 18 kWh, ce qui a permis de stocker 64 kWh dans le ballon d'ECS. En outre, le COP du système est de l'ordre de 3,5, donc l'énergie stockée est plus élevée que la consommation électrique du système.

Tableau 4 : Valeurs globales des critères énergétiques pour les essais expérimentaux.

Noms	Essai 1	Essai 2	Essai 3	Essai 4	Essai 5
COP_{pac} [-]	4,202	4,521	4,921	4,431	5,415
E_{in} [kWh]	93,55	121,1	140,9	123,2	155,9
E_{out} [kWh]	79,69	108,6	130,1	112,7	145,3
η_{syst} [-]	0,852	0,897	0,923	0,915	0,933
E_{stk} [kWh]	63,45	65,19	63,56	63,33	64,00
E_{elec} [kWh]	19,34	18,63	17,57	19,50	15,90
COP_{syst} [-]	3,281	3,499	3,618	3,248	4,024
Perte [kWh]	13,86	12,48	10,79	10,45	10,51

La variation du débit et de la température exerce une certaine influence sur les critères énergétiques du système. En effet, quand le débit augmente et la température de l'air croît, le rendement devient plus élevé. En effet, la quantité d'énergie thermique échangée dans la batterie de récupération est plus faible. De même, plus le débit est élevé et plus la température de l'air accroît, plus le COP augmente, car la performance de la PAC augmente quand la différence de température entre la source chaude et la source froide diminue.

4.2 Analyse exergetique

L'analyse est à présent effectuée par des bilans exergetiques du système complet pour les mêmes essais (voir tableau 1).

La figure 3 à gauche présente la variation du rendement exergetique du système varie pour différentes valeurs de débits d'air extrait et pour une température constante de 20 °C. La figure 3 à droite montre l'évolution temporelle de ce même rendement pour un débit constant de 2000 m³/h et trois températures d'air.

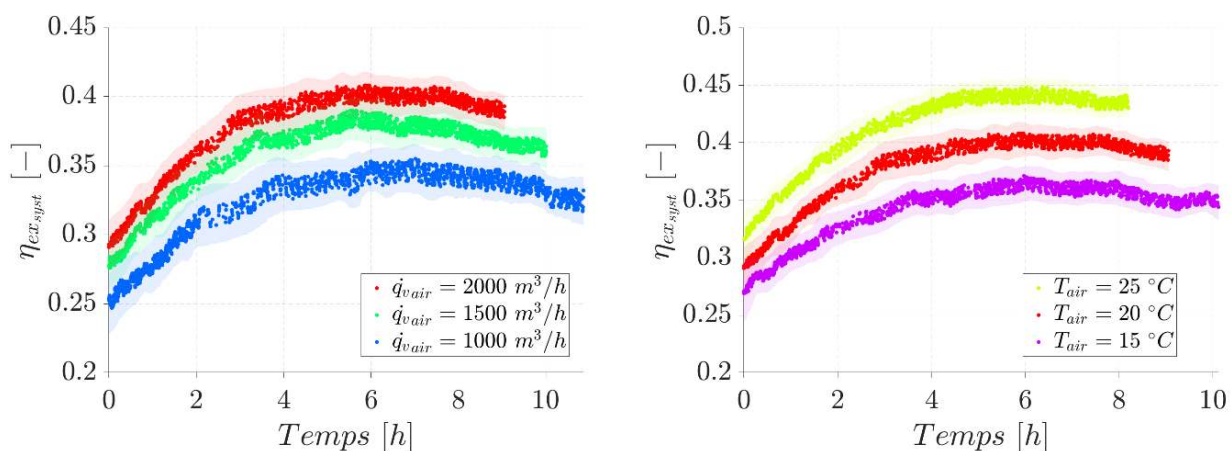


Figure 3 : Rendement exergetique global du système en fonction et du temps pour différents débits et températures d'air extrait. Les ombres colorées correspondent aux incertitudes de mesures.

Le tableau 5 regroupe les valeurs des exergies et du rendement exergetique pour le système complet pour les différents essais expérimentaux intégrés sur la période nécessaire pour que le système remplisse la même fonctionnalité, à savoir la même température finale d'eau chaude dans le ballon. La valeur de l'exergie est de l'ordre de 22 kWh en entrée et 8 kWh en sortie, ce qui correspond à une destruction d'exergie de 14 kWh. Le rendement exergetique du système est compris entre 32 % et 41 % soit une variation significative de 27 % pour les différentes valeurs de débits et de températures. Les composants qui subissent les plus fortes irréversibilités sont la pompe à chaleur, puis la batterie de récupération alors que l'échangeur de chaleur et le stockage d'ECS sont ceux qui en créent le moins.

Tableau 5 : Valeurs globales des critères exergetiques pour les différents essais.

Noms	Essai 1	Essai 2	Essai 3	Essai 4	Essai 5
E_{ex_in} [kWh]	21,95	22,25	21,93	22,31	21,97
E_{ex_out} [kWh]	7,179	8,039	8,361	7,694	9,162
η_{ex_syst} [-]	0,327	0,361	0,381	0,345	0,417
E_{ex_stk} [kWh]	7,010	7,324	7,006	6,994	7,013
E_{ex_elec} [kWh]	19,34	18,63	17,57	19,50	15,90
E_{des} [kWh]	14,78	14,22	13,57	14,61	12,81

Les valeurs moyennes ainsi que les valeurs instantanées montrent clairement que pour un débit donné, l'augmentation de la température accroît les valeurs des rendements et que pour une température donnée l'élévation du débit augmente les valeurs du rendement. L'analyse des rendements exergetiques au cours du temps semble proposer une valeur maximale. Celle-ci pourrait être due à deux effets antagonistes. En effet, comme on le voit sur la figure 2 le rendement énergétique diminue avec le temps. La température du système augmente au fur et à mesure du stockage entraînant celle des pertes avec le milieu ambiant. En parallèle, l'exergie stockée est « meilleure » puisque la chaleur stockée l'est à plus haute température.

5. Conclusion et perspectives

Dans cette étude, une analyse énergétique et exergetique a été appliquée à un système expérimental dédié à la production d'ECS. Ce système est constitué d'une pompe à chaleur, d'un stockage thermique et de deux échangeurs de chaleur. L'influence de la variation du débit et de la température de l'air extrait sur le système a été étudiée. Les critères d'évaluation sont le coefficient de performance, les rendements énergétiques et exergetiques. Les résultats de l'analyse montrent que les rendements sont plus élevés avec l'augmentation du débit et de la température de l'air extrait. Cependant, le système subit de fortes destructions d'exergie malgré des pertes thermiques relativement faibles. La pompe à chaleur est le composant qui est principalement responsable de la dégradation de la qualité de l'énergie.

Pour des futurs travaux, il serait intéressant de réaliser une procédure d'optimisation sur ce dispositif expérimental de production d'eau chaude sanitaire dans le but d'améliorer les rendements énergétiques et exergetiques du système en déterminant les valeurs optimales du débit et de la température d'air extrait. Cette approche permettrait de maximiser la récupération d'énergie et d'augmenter l'efficacité globale du système.

Références

- [1] E. Fuentes, L. Arce, J. Salom, A review of domestic hot water consumption profiles for application in systems and buildings energy performance analysis, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 81 (2018) 1530–1547. doi.org/10.1016/j.rser.2017.05.229.
- [2] Ademe (2016). the domestic hot water, <https://expertises.ademe.fr/batiment/passer-a-l'action/elements-dequipement/leau-chaude-sanitaire>, accessed 15 Juillet 2022.
- [3] Segond, Guillaume, Études 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 dirigée par Tadrist, Lounès et Launay, Stéphane Energétique Aix-Marseille 2015, 2015AIXM4722, <http://www.theses.fr/2015AIXM4722>.
- [4] Arnaud Lapertot, Guillaume Segond, Thomas Fasquelle, Benjamin Kadoch, Olivier Le Métayer, Multi-criteria optimization of an experimental system for the production of domestic hot water, *Energy Conversion and Management*, 267 (2022) 115875, doi.org/10.1016/j.enconman.2022.115875.
- [5] National Institute of Standards and Technology, 2022, <https://webbook.nist.gov/chemistry/>, Accessed on 15 July 2022.

Indicateurs de flexibilité énergétique appliqués aux réseaux de chaleur

Jaume FITÓ^{1*}, Julien RAMOUSSE¹, Frédéric WURTZ²

¹ Laboratoire Procédés Energie Bâtiment (LOCIE), CNRS UMR 5271 – Université Savoie Mont Blanc, Polytech Annecy-Chambéry, Campus Scientifique, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget-Du-Lac Cedex, France

² Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP*, G2Elab, 38000 Grenoble, France

* (auteur correspondant : eng.fito@gmail.com)

Résumé - Une méthodologie originale est proposée pour quantifier la flexibilité des réseaux de chaleur, entendue comme le degré de liberté dans le pilotage combiné de ses unités de production, de (dé-)stockage, de dissipation ou de modulation de la charge afin de répondre à une demande cible. La méthodologie, basée sur une approche combinatoire, et ses indicateurs sont décrits et leur mise en application illustrée sur un cas illustratif. Bien qu'ici présentée pour des réseaux de chaleur, la méthode est applicable à toute application énergétique multi-sources.

Nomenclature

C	nombre total de combinaisons	<i>Symboles grecs</i>
c	combinaison	Ω
F	flexibilité	nombre de configuration du réseau
N	nombre total d'unités d'un réseau	<i>Indices et exposants</i>
n	unité numéro « n » d'un réseau	op
Q	chaleur, MWh_{th}	opérationnel(le)
\dot{Q}	puissance thermique, MW_{th}	q
		à une puissance thermique concrète
		st
		structurel(le)

1. Introduction

Le concept de flexibilité a été source de nombreuses définitions et d'ambiguïtés dans de nombreux domaines. Vis-à-vis des réseaux d'énergies, l'Agence Internationale de l'Energie donna en 2011 une première définition de « flexibilité » : la capacité d'un système énergétique à réagir aux évolutions temporelles de la production et de la demande d'énergie [1]. Les premières recherches actives au sujet de la flexibilité énergétique se sont centrées sur les réseaux électriques, visant leur décarbonation [2], et l'évolution de leur mix énergétique due à la valorisation des sources renouvelables [3]. Ainsi, les sources potentielles de flexibilité dans les réseaux électriques sont identifiées depuis longtemps [4]. Si les questionnements sur la flexibilité des réseaux de chaleur sont arrivés plus tardivement, plusieurs sources de flexibilité ont déjà été identifiées, souvent dans l'esprit d'apporter de la flexibilité aux réseaux électriques [5]. Les réseaux thermiques sont généralement considérés comme un moyen d'augmenter la flexibilité des réseaux électriques. Par exemple, les systèmes « power-to-heat » (P2H) augmentent la flexibilité car ils permettent de transformer en chaleur l'électricité produite en excès par des panneaux PV [11]. C'est peut-être à cause de ce rôle « d'appui aux réseaux électriques » que la recherche sur la flexibilité intrinsèque des réseaux de chaleur est moins évoluée. De plus, elle est souvent évaluée indirectement, par le biais d'une kyrielle d'indicateurs connexes à la flexibilité : le ratio des renouvelables dans le mix énergétique [12] ; des cartes opérationnelles exprimant les relations entre les puissances active et réactive d'un réseau électrique [13] ; des cartes opérationnelles reliant la production combinée de chaleur et d'électricité pour les unités de cogénération à l'interface entre des réseaux électriques et thermiques (voir Fig. 5 dans [9]) ; ou encore, le coût économique pour

améliorer la flexibilité, par exemple par le biais de meilleurs dispositifs de contrôle [14]. Concernant la flexibilité intrinsèque des réseaux de chaleur, l'approche classique consiste à mettre en place d'unités physiques de stockage thermique collectives centralisées [6] ou décentralisées [7], ou bien à l'utilisation de l'inertie thermique du réseau lui-même [8], malgré les limitations relevées pour les réseaux de nouvelle génération (basse température) [9]. D'autres approches consistent à contrôler les débits d'eau [10] ou leurs températures [7].

Si toutes les approches ci-dessus sont utiles et intéressantes, les auteurs de cet article pensent que le domaine des réseaux de chaleur manque d'indicateurs de flexibilité explicites et quantitatifs dédiés. Ainsi, la diversité d'unités énergétiques disponibles est une source de flexibilité importante, aussi bien pour la conception que pour le pilotage des réseaux, et pourtant assez méconnue [15] et apparemment dépourvue d'indicateurs quantitatifs. Enfin, des efforts sont nécessaires pour proposer des indicateurs découplés de simulations annuelles et d'autres indicateurs tels qu'économiques, car ces deux facteurs préjugent d'une stratégie de contrôle prédéfinie. Il apparaît donc important de développer des indicateurs dédiés à l'analyse de la flexibilité potentielle des systèmes énergétiques multi-sources, avec leur propre formulation et grandeur (voire leurs propres unités), afin de pouvoir caractériser avec précision la flexibilité des réseaux d'énergie.

Cet article propose une interprétation de la flexibilité inspirée de la notion d'entropie en mécanique statistique. L'entropie statistique peut s'entendre comme la diversité d'états microscopiques correspondant à l'état macroscopique d'un système. La méthode propose d'entendre la flexibilité comme la variété de combinaisons d'unités énergétiques d'un réseau (états microscopiques) permettant de répondre à une demande thermique globale (macroscopique). Ainsi, on peut quantifier la flexibilité comme le logarithme des combinaisons possibles entre les différentes unités énergétiques d'un réseau (Fig. 1). Cette notion est déclinée en combinaisons d'unités (flexibilité dite « structurelle ») et combinaisons dans le pilotage des unités (flexibilité dite « opérationnelle »). Un indicateur explicite et adimensionnel, proportionnel au nombre de combinaisons, est proposé pour chaque déclinaison. L'analyse tient compte d'unités de production pilotable ou non-pilotable (renouvelables), de stockage thermique (unité physique, inertie du réseau), de consommation ou dissipation thermique, ou de gestion de la demande (« demand-side management », DSM).

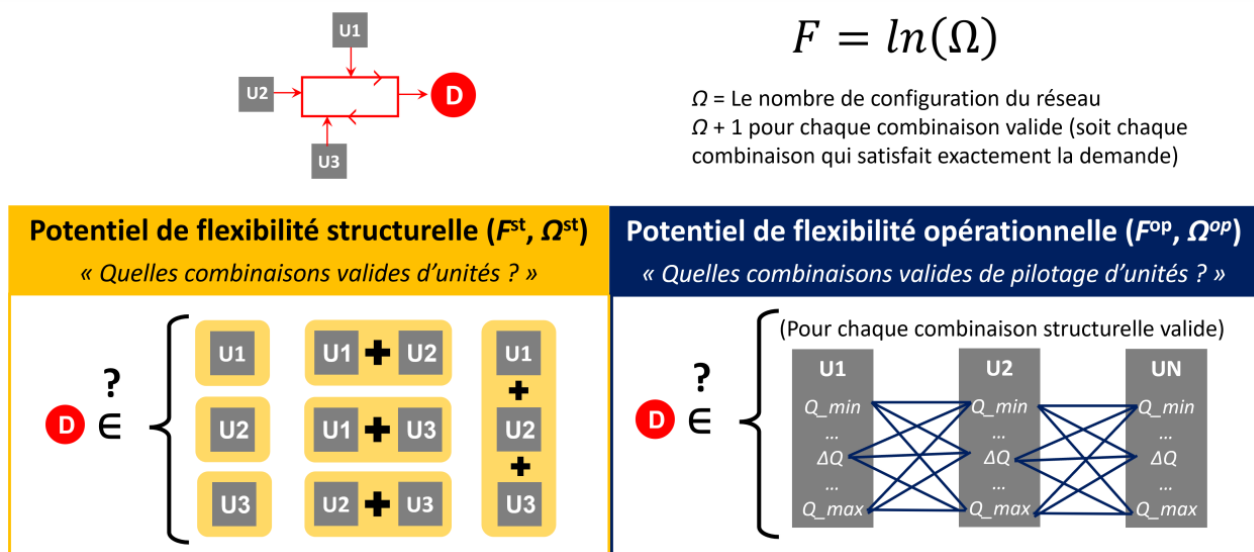


Figure 1 : Schéma de principe de l'approche proposée

2. Méthode

2.1. Hypothèses et prétraitement des données

Cette méthodologie est basée sur une approche combinatoire de l'ensemble des unités équivalentes de production, stockage, dissipation et de demande, s'appuyant sur les hypothèses et postulats ci-dessous :

- Le système analysé est en régime pseudo-permanent : toute demande est satisfaite à chaque instant à partir des unités équivalentes considérées. La flexibilité offerte par l'inertie interne du réseau et/ou les stockages peut être considérée à l'aide des unités équivalentes de stockage, et les stratégies d'anticipation ou de décalage des besoins via les unités équivalentes de « Demand-side management » (DSM).
- Les problématiques d'inadéquation de la température ne sont pas modélisées. Il est en effet supposé que l'offre satisfait le niveau de température exigé par la demande (adéquation en qualité des puissances thermiques). En revanche, seuls les scénarios où la puissance thermique exigée par la demande est exactement satisfaite (en quantité) sont comptabilisés.
- Les pertes de charge dans les canalisations sont négligées.
- Les considérations spatiales ne sont pas modélisées dans la méthode. Il est tout de même possible d'en tenir compte lors du prétraitement des données en entrée. Ainsi, les pertes de chaleur par distribution peuvent être décomptées de la puissance thermique d'une unité, afin de représenter dans la méthode la puissance thermique finale délivrée aux utilisateurs.

Les différentes sources de flexibilité d'un réseau sont modélisées en tant que plages de puissances thermiques. Le tableau 1 montre comment l'équivalence peut être établie pour différentes sources de flexibilité.

<i>Unité équivalente</i>	<i>Exemple</i>
Production pilotable	Chaudière à gaz dont la puissance est modulable
Production non-pilotable	Champ de capteurs solaires thermiques
(Dé-)stockage	Stockage sensible, latent, ou par inertie du réseau
Dissipation ou délestage	Dissipation via des aérothermes, exports d'énergie
« Demand-side management » (DSM)	Anticipation/décalage des besoins en chauffage

Tableau 1 : *Unités énergétiques équivalentes considérées*

2.2. Flexibilité structurelle

Soit un réseau de chaleur équipé avec N unités équivalentes parmi la liste fournie dans le tableau 1. Les puissances thermiques minimale et maximale du réseau résultent de la somme des puissances thermiques spécifiques minimales et maximales de toutes les unités (éq. 1).

$$\dot{Q}_N^{\dagger} = \sum_{n=1}^N \dot{Q}_n^{\dagger} \quad (\dagger = \min, \max) \quad (1)$$

Pour l'analyse de flexibilité, le pas de pilotage global du réseau a été défini comme le plus grand commun diviseur des pas de pilotage de toutes les unités (éq. 2). Ce pas de pilotage global, avec les puissances minimale et maximale globales, détermine les points de fonctionnement (série opératoire) du réseau (éq. 3).

$$\Delta \dot{Q}_N = \text{PGCD}(\Delta \dot{Q}_{j=1}, \dots, \Delta \dot{Q}_{j=J}) \quad (2)$$

$$Q_N \in [\dot{Q}_N^{\min} : \Delta \dot{Q}_N : \dot{Q}_N^{\max}] \quad (3)$$

La flexibilité structurelle est évaluée pour chaque puissance de cette série opératoire. Toutes les combinaisons possibles d'unités sont prises en compte, en allant de 1 jusqu'à N unités sélectionnées. Pour chaque puissance demandée, le nombre de combinaison d'unités (Ω_q^{st}) permettant de répondre à cette puissance est déterminée par l'éq. 4.

$$\forall Q \in Q_N \text{ et } \forall st \in C^{st} \quad \text{si } Q \in Q^{st} \Rightarrow \Omega_q^{st} = \Omega_q^{st} + 1 \quad (4)$$

En supposant que toutes les combinaisons sont équiprobables, la flexibilité structurelle est déterminée par analogie à l'équation de Boltzmann (éq. 5).

$$F_q^{st} = \ln(\Omega_q^{st}) \quad (5)$$

Une valeur de $\Omega_q^{st} = 0$ indique un point d'étranglement, c'est-à-dire une demande de puissance thermique qu'aucune combinaison structurelle d'unités énergétiques ne peut satisfaire. Une Ω_q^{st} égal à l'unité indique un point structurellement rigide, c'est-à-dire qu'une seule combinaison structurelle peut satisfaire la demande. Notez qu'une combinaison ne signifie pas nécessairement une seule unité ; il peut s'agir d'une combinaison de plusieurs unités. Une Ω_q^{st} supérieur à l'unité signifie que le réseau est structurellement flexible, c'est-à-dire que plusieurs combinaisons d'unités peuvent répondre à la demande. Plus la valeur de F_q^{st} est élevée, plus le réseau est flexible pour la demande considérée.

2.3. Flexibilité opérationnelle

La flexibilité opérationnelle s'intéresse aux combinaisons de pilotage des unités, plutôt que des combinaisons d'unités. En effet, souvent une même combinaison d'unités peut se piloter de différentes façons afin de satisfaire une même demande. Le nombre de configuration opérationnel se détermine de façon similaire à celui structurel, avec une différence : chaque combinaison valide de puissances thermiques compte (éq. 6).

$$\forall Q \in Q_N \text{ et } \forall st \in C^{st} \quad \forall q^{st} = q \Rightarrow \Omega_q^{op} = \Omega_q^{op} + 1 \quad (6)$$

On entend par combinaison valide celle qui satisfait la demande de puissance exacte (une surproduction des unités de production peut être envisagée tant que celle-ci peut être gérée, c.-à-d. stockée ou dissipée). La flexibilité opérationnelle est le logarithme du nombre de configuration opérationnel (éq. 7).

$$F_q^{op} = \ln(\Omega_q^{op}) \quad (7)$$

Les analyses structurelle et opérationnelle, appliquées sur toute la plage opératoire d'un réseau telle que définie par l'équation 4, conduisent à deux distributions de flexibilités (structurelle et opérationnelle). Les flexibilités structurelle et opérationnelle globales (sur la plage de demande considérée) sont obtenues par sommation (éq. 9).

$$\Omega^{st/op} = \sum_q \Omega_q^{st/op} \quad (8)$$

$$F^{st/op} = \ln(\Omega^{st/op}) \quad (9)$$

L'outil de calcul, développé sous Python est accessible sur GitHub (<https://github.com/locie/District-heating-flexibility>). Il repose sur les modules « *built-in* » de Python tels que « *itertools* », « *numpy* » et « *matplotlib* », auxquels ont été ajoutés plusieurs fonctions pour gérer les données en entrée, effectuer les analyses de flexibilité (structurelle et opérationnelle), et afficher les résultats sous forme de graphiques.

3. Exemple illustratif

La section précédente a décrit les indicateurs innovants des flexibilités structurelles et opérationnelles et comment les évaluer. Cette section montre comment appliquer la méthodologie et effectuer une analyse détaillée de la flexibilité d'un réseau de chaleur. À cette fin, un exemple illustratif simple a été élaboré afin d'illustrer la richesse de l'analyse de flexibilité proposée. Rappelons aux lecteurs que le résultat réel de cet article est la méthodologie elle-même, et non cet exemple illustratif.

3.1. Description du système et données d'entrée

L'exemple illustratif consiste en un réseau de chaleur doté de 6 unités (tableau 2). Pour rappel, il s'agit d'unités équivalentes, qui peuvent représenter des dispositifs physiques, un processus/machine complet ou une technique de gestion de l'énergie. Certaines séries opératoires (p. ex. P-03), bien que peu réalistes, sont utilisées dans un objectif d'illustration.

	Unité réelle	Unité équivalente	Plage opératoire
P-01	Chaudière biomasse	Production pilotable	[0, 2, 3] MW
P-02	Pompe à chaleur	Production pilotable	[0, 3, 4] MW
P-03	Import de chaleur	Production pilotable	[0, 14, 15] MW
D-01	Aérothermes	Dissipation	[-1, 0] MW
S-01	Stockage thermocline	(Dé-)stockage	[-1, 0, 1] MW
DSM	Anticiper ou reporter les besoins thermiques des bâtiments	Contrôle de la demande	[-1, 0, 1] MW
NP-01	Capteurs solaires thermiques	Prod. Non-Pilotable	[0, 1, 2, 3, 4, 5, 6] MW

Tableau 2 : Unités énergétiques équivalentes considérées dans le système d'exemple

3.2. Analyse des flexibilités structurelle et opérationnelle

Les figures 1 et 2 présentent, respectivement, les distributions de flexibilités dites structurelle et opérationnelle, en fonction de la plage de puissances agrégée du réseau. Dans cet exemple, la borne inférieure (-3 MW) correspond à une production nulle (P-01 = P-02 = P-03 = 0 MW), et la mise en œuvre des stratégies de délestage (S-01 = -1 MW ; D-01 = -1 MW ; DSM = -1 MW). La borne supérieure (+24 MW) correspond à 22 MW produits (P-01 = +3 MW, P-02 = +4 MW, P-03 = +15 MW), au déstockage de l'unité de stockage (S-01 = +1 MW) et à l'anticipation d'une demande (DSM = +1 MW).

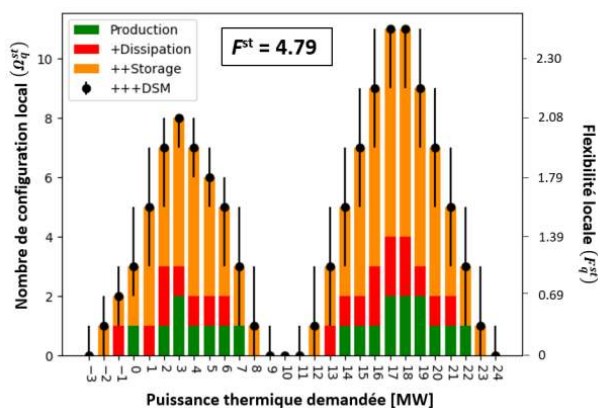


Figure 1 : Distribution de flexibilité structurelle

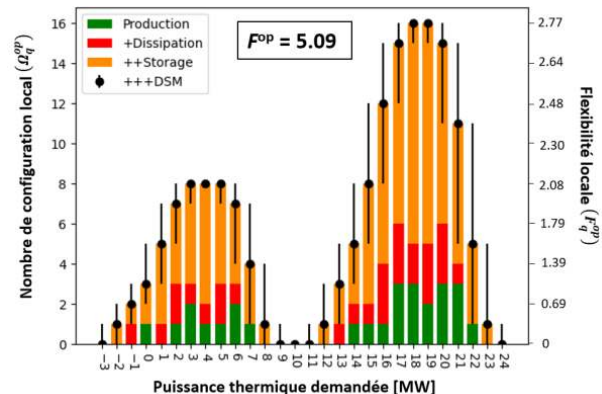


Figure 2 : Distribution de flexibilité opérationnelle

L'axe des ordonnées représente la flexibilité locale à chaque puissance, déterminée par les méthodes décrites dans les sections 2.2 (structurelle) et 2.3 (opérationnelle). La contribution des unités de production (barres en vert) est représentée à la base de la distribution car elle ne dépend pas des autres types d'unités. Ensuite, les unités de dissipation sont représentées en combinaison avec la production (barres en rouge), car elles ne peuvent que soustraire du système de la chaleur déjà apportée par d'autres unités. La contribution des unités de stockage est représentée en combinaison avec les productions et les dissipations (barres en orange). Elle dépend d'une production préalable (qui a pu être partiellement dissipée), mais aussi de l'état de charge des unités de stockage. Les lignes noires asymétriques verticales représentent les effets de la mise en œuvre des techniques de DSM, une fois les autres unités considérées. Ainsi, les unités de production pilotables vont déterminer la plage de flexibilité globale ; les autres unités ne font qu'élargir la plage de flexibilité mise en place par les productions. La dissipation l'élargit vers la gauche, tandis que le (dé-)stockage l'élargit vers la gauche et vers la droite. Les techniques de DSM, en déplaçant la demande vers d'autres puissances, peuvent se révéler avantageuses ou non en fonction de la flexibilité locale des puissances voisines.

Dans ce cas illustratif, les productions permettent deux plages de flexibilités : [2 – 7] MW et [14 – 22] MW, qui résultent de toutes les combinaisons possibles entre les unités de production P-01, P-02 et P-03. Ensuite, la prise en compte de l'unité de dissipation permet de répondre à des demandes supplémentaires (-1 MW, 1 MW et 13 MW). L'unité de stockage permet d'étendre les plages de flexibilité : [-2 MW ; 8 MW] et [12 MW ; 23 MW]. De plus, les unités de dissipation et de stockage augmentent la flexibilité locale sur les plages de puissance déjà couvertes par les unités de production. La représentation cumulative proposée ici permet de mettre en évidence les synergies cumulatives entre les différentes unités considérées. Quantifier et localiser précisément les différentes synergies entre unités est une perspective intéressante prévue par les auteurs.

Les effets potentiels du DSM (lignes noires verticales) représentent la plus grande variation possible de la valeur de flexibilité dans la plage de fonctionnement de l'unité DSM autour d'une puissance spécifique. Le DSM peut ainsi déplacer la demande vers des puissances où la flexibilité locale du réseau serait différente. Par exemple, la flexibilité structurelle locale à 4 MW ($\Omega = 7$ combinaisons sans DSM) peut varier entre $\Omega = 6$ et $\Omega = 8$, car le DSM de +/- 1 MW déplacerait la demande à 5 MW ou à 3MW respectivement. Le DSM permet toutefois une certaine flexibilité pour les demandes de puissance non accessibles par la combinaison des autres unités (-3 MW, 9 MW, 11 MW et 24 MW dans cet exemple). Si une puissance est dans un plateau de flexibilité (p. ex. 10 MW), le DSM n'aura aucun effet sur sa flexibilité.

Toute puissance susceptible de présenter une flexibilité nulle par cause d'un DSM mal géré est un point d'étranglement potentiel. Toute tranche de puissance à flexibilité nulle, mais augmentable grâce au DSM, est un point d'étranglement contournable. Toute tranche de puissance à flexibilité nulle, même après prise en compte des stratégies de DSM, est un point d'étranglement dur.

Les effets de la production d'énergie non pilotable (par exemple, les énergies renouvelables) sont affichés dans les figures 3 et 4. Une production non pilotable de 6 MW a été supposée. Cela pourrait symboliser, par exemple, la mise en place d'un champ de capteurs solaires thermiques avec une production de pointe de 6 MW. La production non pilotable est modélisée comme un apport de chaleur au réseau non modulable en puissance, qui doit donc être utilisée, stockée ou dissipée. De ce fait, les deux distributions de flexibilité sont déplacées vers la droite sur l'axe des x (voir les figures 4a et 4b), sans modification du nombre de combinaisons possibles. Pour une analyse complète des conséquences de la production variable non-pilotable il faut donc envisager une puissance variable comprise entre 0 MW et +6 MW.

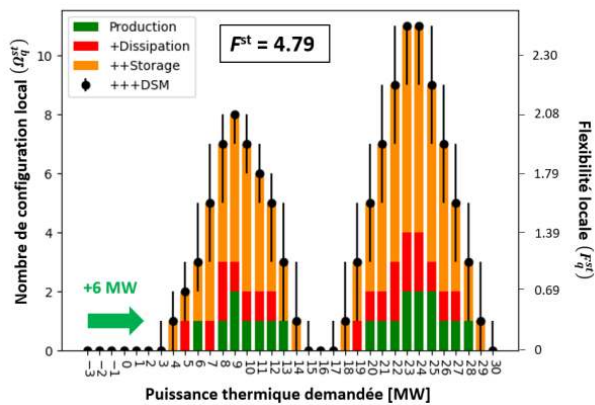


Figure 3 : Flexibilité structurelle après l'intégration d'une source non-pilotable

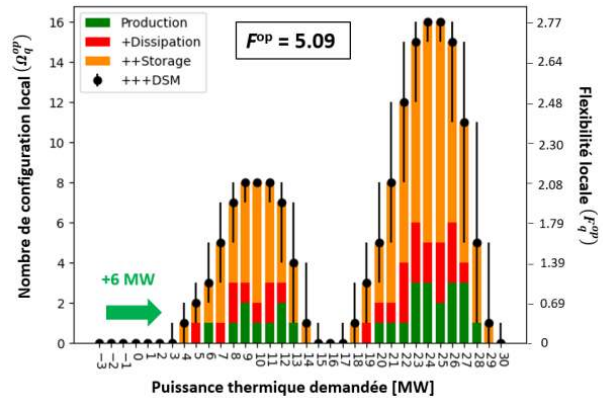


Figure 4 : Flexibilité opérationnelle après l'intégration d'une source non-pilotable

L'effet des productions non pilotables sur la distribution de flexibilité devient plus évident lorsque le réseau est confronté à un profil concret de demande. En effet, les régions opératoires à haute flexibilité (typiquement ciblant les demandes thermiques les plus fréquentes) se verront décaler. Le réseau risque donc de devenir trop dépendant de certaines configurations sur des plages de demandes différentes par rapport à sa conception initiale. Par conséquent, la méthodologie présentée dans cet article peut être utilisée pour la détection précoce des problèmes de flexibilité dus aux évolutions du mix énergétique d'un territoire.

4. Discussion sur la méthode

L'objectif de l'approche proposée est d'évaluer le potentiel de flexibilité d'un système multi-sources indépendamment de toute stratégie de contrôle. C'est la raison pour laquelle les auteurs parlent de "potentiel de flexibilité", au lieu de "flexibilité" tout court. Une simulation dynamique ne peut donner qu'une idée « circonstancielle » de la flexibilité d'un réseau, car elle préjuge de la stratégie de pilotage mise en place, reposant sur un objectif quelconque tel que l'efficacité énergétique, l'efficacité exergetique, la performance économique, ou les effets environnementaux. Toute combinaison qui satisfait la demande tout en respectant le bilan énergétique est considérée valable, ce qui permet d'envisager l'ensemble des solutions techniques indépendamment des stratégies de pilotage appliquées par l'opérateur. Le principal avantage d'une approche combinatoire est alors de couvrir de façon exhaustive les possibilités de configuration du système. La sélection de la combinaison retenue devra être guidée par le critère sélectionné par l'opérateur en fonction de la stratégie de pilotage visée.

En revanche, les temps de calcul sont le point faible d'une approche combinatoire, notamment si le nombre d'unités est supérieur à 15. Toutefois, cette difficulté peut être contournée en regroupant des unités équivalentes au fonctionnement similaire afin de réduire les combinaisons possibles.

5. Conclusion et perspectives

La caractérisation des systèmes énergétiques multi-sources nécessite la mise en place d'indicateurs explicites et quantitatifs pour décrire le potentiel de flexibilité complémentaires aux critères de performance classiquement utilisés. Dans cet article, les auteurs donnent une réponse à cette carence par une approche combinatoire dans le cas des réseaux de chaleur urbains. Elle entend le potentiel de flexibilité comme le degré de liberté dans la sélection et le pilotage (séparé ou simultané) des unités d'énergie face à diverses demandes. Cette approche

pourra être facilement adaptée à différents cas d'application des systèmes énergétiques multi-sources. Les constats et perspectives suivantes se dégagent de ce travail préliminaire :

- La méthode peut aider à la planification énergétique des réseaux d'énergie urbains. Elle permet en effet d'anticiper des points d'étranglement potentiels, ou les possibles effets du déploiement des énergies renouvelables sur les réseaux existants.
- Il est prévu d'étudier l'applicabilité de la méthode à d'autres réseaux énergétiques tels qu'électriques, le froid urbain ou les réseaux de gaz, éventuellement interconnectés. La formulation adimensionnelle de la méthode permettrait d'étendre son application.
- Il est prévu de définir des indicateurs complémentaires, par exemple une flexibilité « effective » qui permettrait d'évaluer l'adéquation entre les profils de flexibilités évalués et un profil de demande donné, afin de quantifier si le potentiel de flexibilité du réseau est adapté à ces sollicitations en demande.

Références

- [1] H. Chandler, *Harnessing variable renewables: A Guide to the Balancing Challenge*. 2011. [Online]. www.oecd.org/publications/harnessing-variable-renewables-9789264111394-en.htm
- [2] M.R.M. Cruz *et al.*, A comprehensive survey of flexibility options for supporting the low-carbon energy future, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 97 (2018), 338–353.
- [3] C. Brunner *et al.*, The future need for flexibility and the impact of fluctuating renewable power generation, *Renew. Energy*, vol. 149, pp. 1314–1324, 2020.
- [4] M. Z. Degefa *et al.*, Comprehensive classifications and characterizations of power system flexibility resources, *Electr. Power Syst. Res.*, vol. 194 (2021), 107022.
- [5] H. Golmohamadi *et al.*, Integration of flexibility potentials of district heating systems into electricity markets: A review, *Renew. Sustain. En. Rev.*, 159 (2020).
- [6] J. Hennessy *et al.*, Flexibility in thermal grids: A review of short-term storage in district heating distribution networks, *Energy Proc.*, 158 (2019), 2430–2434.
- [7] A. Hammer *et al.*, Increasing district heating networks efficiency by means of temperature-flexible operation, *Sustain. Energy, Grids Networks*, 16 (2018), 393–404.
- [8] W. Wang *et al.*, Combined heat and power control considering thermal inertia of district heating network for flexible electric power regulation, *Energy*, vol. 169, pp. 988–999, 2019.
- [9] Y. Zhang *et al.*, Feasibilities of utilizing thermal inertia of district heating networks to improve system flexibility, *Appl. Therm. Eng.*, 213 (2022), 118813.
- [10] J. Vivian *et al.*, Increasing the energy flexibility of existing district heating networks through flow rate variations, *Appl. Energy*, 275 (2020), 115411.
- [11] A. Gravelins *et al.*, Solar power in district heating. P2H flexibility concept, *Energy*, 181 (2019), 1023–1035.
- [12] H. Schrammel *et al.*, Increasing flexibility towards a virtual district heating network, *Energy Reports*, 7 (2021), 517–525.
- [13] P. Li *et al.*, Operational flexibility of active distribution networks: Definition, quantified calculation and application, *Int. J. Electr. Power Energy Syst.*, 119 (2020), 105872.
- [14] M. H. Abokersh *et al.*, Flexible heat pump integration to improve sustainable transition toward 4th generation district heating, *Energy. Conv. Manag.*, 225 (2020), 113379.
- [15] Z. Ma *et al.*, A literature review of energy flexibility in district heating with a survey of the stakeholders' participation, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 123 (2020), 109750.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'Institut Carnot Energies du Futur pour leur soutien par le biais du financement accordé au projet FlexENR.

Étude de faisabilité d'une unité de dessalement d'eau de mer alimentée par énergie solaire pour de petites communautés isolées

Daniel R. ROUSSE*, Vincent DEBLOCK, Misagh IRANDOOSTSHAHRESTANI, Patrick TURCOTTE

Groupe de recherche en technologies de l'énergie et en efficacité énergétique (t3e),
École de technologie supérieure, 1100, rue Notre-Dame Ouest, Montréal, Canada H3C 1K3
*(auteur correspondant : daniel.rousse@etsmtl.ca)

Résumé - La croissance démographique et l'évolution des modes de consommation intensifient l'utilisation d'eau douce, même en régions isolées. Les solutions envisageables aux pénuries croissantes consistent à diminuer la consommation et/ou à augmenter l'offre à l'aide de sources non conventionnelles comme le dessalement d'eau de mer. Cette étude numérique de deux types de bassins solaires, conventionnel et double étage, montre que la production par m² des deux bassins solaires reste relativement faible. Néanmoins, lorsque l'espace au sol est disponible, le bassin solaire apparaît comme une source d'eau potable robuste, résiliente et abordable à petite échelle.

Nomenclature

c_p	capacité thermique massique, J/kg.K	k	conductivité thermique, W/m.K	Indices	
e	épaisseur, m	l, L	distance, m	a	annuel
g	accélération de la pesanteur, m/s ²	m	masse, kg	amb	ambient
Gr	nombre de Grashof	Nu	nombre de Nusselt	B	direct
h	coefficient de transfert de chaleur, W/m ² .K	n	jour de l'année	b	bassin
h_{fg}	enthalpie spécifique d'évaporation, J/kg	n^*	constante	c	caractéristique
h_f	enthalpie spécifique du liquide saturé, J/kg	N	nombre d'années	cond	conduction
h_g	enthalpie spécifique de la vapeur saturée, J/kg	p	pression partielle, Pa	conv	convection
i	taux d'intérêt, %	P	pression, Pa	D	diffus
I	irradiance, W/m ²	Pr	nombre de Prandtl	ev	évaporation
		q	transfert de chaleur, W	fw	eau d'alimentation
		Ra	nombre de Rayleigh	g	vitre
		t	taux d'actualisation, %	h	horaire
		T	température, °C	in	intérieur
		V	vitesse, m/s	is	isolant
				l	inférieur

1. Introduction

Bien que l'eau douce soit un élément vital à la survie, cette ressource représente seulement 2,5 % de toute l'eau sur Terre, face aux 97,5 % occupés par l'eau salée. Parmi les 17 objectifs de développement durable (ODD) de l'ONU, l'ODD 6 a pour mission de « garantir l'accès de tous à des services d'alimentation en eau et d'assainissement gérés de façon durable » alors que les enjeux autour de l'eau ne cessent de croître. D'un côté, la quantité d'eau douce disponible diminue, que ce soit par le réchauffement climatique qui accélère l'évaporation, entraîne la fonte des glaciers et augmente le niveau de la mer, ou bien par la pollution, principalement les rejets industriels, agricoles et domestiques. De l'autre côté, la pression démographique entraîne une augmentation des besoins et donc de la consommation. Cet écart entre l'offre et la demande, qu'on appelle pénurie d'eau ou stress hydrique, pose de nombreux risques, comme la

transmission de maladies tel le choléra, des décès prématurés, des mouvements migratoires ou encore des conflits directement liés à l'accès à l'eau [1].

L'objectif principal du projet dont cet article fait l'objet consiste donc à concevoir une unité de dessalement d'eau de mer alimentée par de l'énergie solaire, de manière à réduire les coûts et l'empreinte environnementale, et de vérifier ses performances à l'aide d'un outil de simulation numérique. Cette unité sera destinée à la production d'eau potable pour de petites communautés isolées (c'est-à-dire qui ne sont pas raccordées à un système fiable de distribution d'eau potable, et pour lesquelles les options d'alimentation en eau potable sont limitées et/ou coûteuses) situées en bordure de mer.

Cet article est découpé en quatre sections : 1) une brève revue de littérature qui permet d'exposer les principaux articles sur l'état des connaissances actuelles sur le dessalement ; 2) la méthodologie employée pour répondre aux objectifs du projet ; 3) certains des résultats obtenus, en mettant l'accent sur les aspects techniques et économiques ; et 4) une analyse plus globale qui aborde les enjeux environnementaux et sociaux liés à ce cas d'étude. Une conclusion vient clore cet article.

2. Revue de la littérature abrégée

Deux grandes familles de procédés de dessalement existent : celles avec changement de phase de l'eau, et celles sans changement de phase. La présente revue ne peut mentionner que quelques références aux technologies disponibles et propose plutôt ensuite des références sur l'état du dessalement dans le monde. Le Tableau 1 présente quelques-unes des études revues afin de préparer cet article.

Avec changement de phase		Sans changement de phase	
Procédé	Référence	Procédé	Référence
Distillation à multiples effets	Guimard, 2019 [2],	Osmose inverse	Kim, 2019 [8]
Distillation flash	Darawsheh et al., 2019 [3]	Électrodialyse	Akther, Habib, Qamar, 2018 [9]
Compression de vapeur	Jorge R. Lara, 2005 [4]	Nanofiltration	Wafi et al., 2019 [10]
Congélation	Kadi & Janajreh, 2017 [5]	Osmose directe	McCutcheon et al., 2019 [11]
Distillation par membrane	Saadat et al., 2018 [6]	Échange d'ions	Subban, 2019 [12]
Dessalement solaire direct	Chauhan et al., 2021 [7]		

Tableau 1 : Les procédés de dessalement avec et sans changement de phase

Pour dresser un état des lieux de la situation actuelle du dessalement dans le monde, quelques études récentes, dont plusieurs parues en 2023, peuvent être recommandées [13-16]. Le format d'un article de conférence ne permet pas une discussion approfondie de l'état de l'art sur le dessalement. Toutefois, ce qu'il faut retenir est qu'en raison de l'importance prépondérante de l'eau pour l'humanité et des croissantes difficultés d'approvisionnement abordées en introduction, ce domaine connaît une activité de recherche exceptionnelle, comme en témoignent les 1580 publications de type « *review papers* » et plus de 12 000 articles de recherche disponibles sur Elsevier seulement en 2021 et 2022.

3. Méthodologie

3.1. Données

Afin de choisir un lieu pour simuler le système de dessalement parmi les 15 pays non enclavés les plus exposés au risque de stress hydrique, la méthode employée fut une comparaison multicritère de différents pays selon trois indicateurs : 1) le stress hydrique ; 2)

l'Indice de développement humain (IDH) ; et 3) le taux de mortalité attribué à une alimentation en eau insuffisante, un assainissement inadéquat ou une hygiène insalubre. Ainsi, la modélisation est effectuée pour la ville d'Assab, en Érythrée.

Quatre sources différentes de données météorologiques ont été sélectionnées afin de les comparer (Climate-One Building ; European Commission, SoDa, RETScreen) : puis un fichier météorologique horaire type fut constitué. 50 L/j/personne sont recommandés comme volume minimal pour assurer un risque moyen pour la santé (100 L/j/p est optimal alors que 20 L/j/personne présente un risque élevé). En dessalement, il est également important de connaître les caractéristiques de l'eau de mer locale : ici, une salinité moyenne de 35 g/L est assumée.

Parmi les technologies inventoriées au Tableau 1, le dessalement solaire direct s'avère le plus approprié pour de petites communautés isolées sises en bordure de mer. Deux types de bassin sont étudiés : la Figure 1 et la Figure 2 illustrent schématiquement les transferts thermiques associés au bassin conventionnel à un étage et à deux étages avec vitrage simple. Dans les deux cas, la surface horizontale du collecteur est de 2m x 0,5 m ou 1 m² d'emprise au sol.

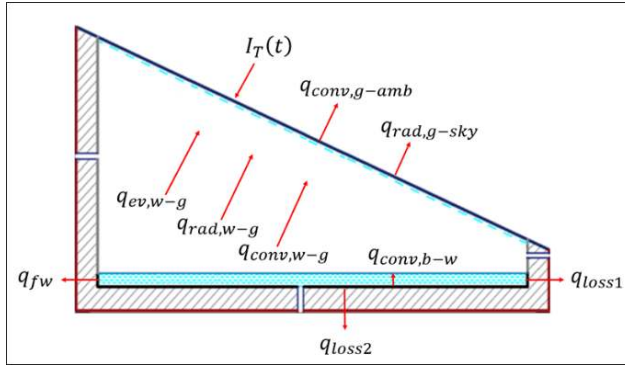


Figure 1 : Bilan sur bassin conventionnel

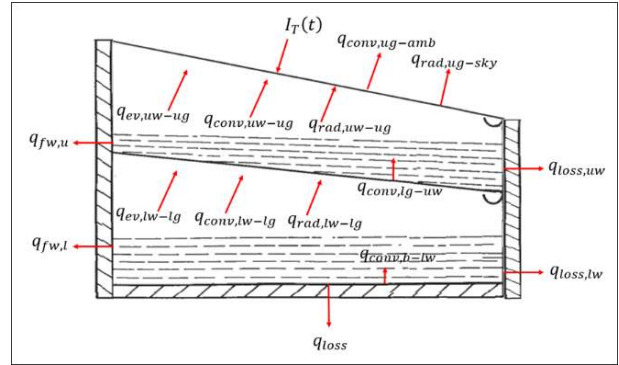


Figure 2 : Bilan sur bassin à deux étages

Le bilan d'énergie sur le couvercle vitré (indice g) du bassin conventionnel est :

$$m_g c p_g \frac{dT_g}{dt} = I_T(t) \alpha_g A_g + q_{conv,w-g} + q_{ev,w-g} + q_{rad,w-g} - q_{conv,g-amb} - q_{rad,g-sky} \quad (1)$$

Le bilan à la surface de l'eau salée (indice w) est alors :

$$m_w c p_w \frac{dT_w}{dt} = I_T(t) \tau_g \alpha_w A_w + q_{conv,b-w} - q_{conv,w-g} - q_{ev,w-g} - q_{rad,w-g} - q_{fw} - q_{loss1} \quad (2)$$

Le bilan sur le volume du bassin (indice b) est :

$$m_b c p_b \frac{dT_b}{dt} = I_T(t) \tau_g \tau_w \alpha_b A_b - q_{conv,b-w} - q_{loss2} \quad (3)$$

Chacun des termes est familier au thermicien et le lecteur désirant obtenir l'ensemble du modèle mathématique comportant 49 équations est invité à contacter les auteurs. Un bilan semblable peut être explicité pour le bassin illustré à la Figure 2.

3.2. Dimensionnement

Les résultats de productivité annuelle moyenne du système de dessalement sont obtenus en kg/m²/jour, ce qui permet ensuite de déterminer la surface au sol nécessaire pour subvenir aux besoins d'une communauté entière.

Les équations (4) et (5) permettent d'obtenir la productivité horaire, en kg/m²/h, pour le bassin simple et le bassin à double étage, respectivement

$$\dot{m}''_h = 3600 \times \frac{q_{ev,w-g}}{A_w h_{fg}} \quad (4)$$

$$\dot{m}''_h = 3600 \times \left(\frac{q_{ev,lw-lg}}{A_{lw} h_{fg}} + \frac{q_{ev,uw-ug}}{A_{uw} h_{fg}} \right) \quad (5)$$

La production unitaire quotidienne, en kg/m^2 , est simplement la somme cumulée de l'équation (4) ou (5) sur 24 heures. L'efficacité de récupération quotidienne des bassins est définie pour les deux types de bassin telle que :

$$\eta_d = 100 \times \frac{\sum_1^{24} \dot{m}''_h h_{fg}}{\sum_1^{24} I_T(t) \Delta t} \quad (6)$$

Par ailleurs, il importe de spécifier les hypothèses formulées lors de l'implantation pour les deux types de bassins (Figure 1 et Figure 2): 1) Il n'y a aucune fuite d'air et le bassin est étanche à l'eau ; 2) La vapeur d'eau ainsi que l'air sec agissent comme des gaz parfaits ; 3) Il n'y a pas de gradients de température selon l'axe vertical, la température est considérée comme uniforme dans l'enceinte et au départ les températures de toutes les surfaces sont égales à la température ambiante ; 4) Les surfaces de l'eau et du bassin sont d'égales dimensions ; 5) La conduction est négligée dans la vitre et dans la plaque absorbante, en raison de leurs faibles épaisseurs et la condensation n'a lieu que sur la surface interne de la vitre, qui est supposée propre ; 6) Pour un bassin profond, la réduction de masse d'eau due à l'évaporation est négligeable. On suppose donc que la masse évaporée est continuellement remplacée et que le volume d'eau dans le bassin est ainsi constant. L'eau remplacée est à température atmosphérique et échange de la chaleur avec l'eau du bassin.

Pour chaque bassin, le modèle mathématique a été développé puis implanté sur l'outil MATLAB. Ce modèle permet de résoudre les systèmes d'équations différentielles ordinaires présentés partiellement plus haut, de manière à obtenir les températures des différents composants du bassin solaire (vitre-g, eau-w et plaque absorbante du bassin-b) et en déduire sa productivité instantanée et cumulée, ainsi que son efficacité en fonction du temps.

Habituellement, il est conseillé d'utiliser le solveur *ode45*, basé sur une formule explicite de Runge-Kutta (d'ordre 4 et 5), plus précisément la méthode Dormand-Prince. Néanmoins, ce solveur n'est pas recommandé dans le cas d'un système d'équations différentielles dit « raide », pour lequel le solveur *ode15s* est un choix plus approprié. Mais il s'agit cette fois d'une méthode implicite. Ce solveur calcule la solution à l'instant $t + \Delta t$ en prenant en compte la valeur de la fonction en t et en $t + \Delta t$. Cette méthode utilise également un pas de temps variable, qui permet donc d'alléger les temps de calcul.

Le moteur du système est l'irradiance, I_T en W/m^2 , qui percute la surface vitrée inclinée. La méthodologie employée pour calculer I_T est tirée du livre classique de Duffie et Beckmann. Les équations sont implantées dans TRNSYS en pré-calcul des apports radiatifs qui est employé pour alimenter le code MATLAB. La théorie et les équations relatives aux modèles de rayonnement ne sont pas reproduites ici puisqu'elles sont standards.

3.3. Estimation des coûts

Pour une communauté, il est également important d'étudier la viabilité économique d'un bassin solaire tout au long de sa durée de vie afin de justifier l'intérêt de cette solution potentielle. Le coût de l'eau produite dans un bassin solaire dépend de plusieurs paramètres, principalement l'investissement initial (CAPEX), les coûts d'opération, de maintenance, de stockage et de réparation, la durée de vie du bassin et sa capacité de production d'eau douce. Habituellement, le dessalement d'eau de mer implique des coûts d'opération (OPEX) élevés en raison d'un large coût de l'énergie. Cependant, dans le cas du bassin solaire, l'énergie est

directement puisée du rayonnement solaire et par conséquent ne coûte rien. Les coûts d'opération et de maintenance (O&M) du bassin solaire doivent être aussi bas que possible pour respecter les objectifs définis au début de l'étude. Il est intéressant de comparer le coût du bassin solaire avec d'autres approches, de manière à positionner son intérêt économique. Parmi les autres options possibles, on pense à l'acheminement d'eau douce en provenance d'une source conventionnelle, ou encore à l'utilisation d'une autre technique de dessalement.

On peut trouver le coût spécifique de production d'eau douce, CPL en \$/L, avec l'équation (7).

$$CPL = \frac{CAPEX \times \left[\frac{i(1+i)^N}{(1+i)^N - 1} \right] (1 + x\%) - y\% \times CAPEX \times \frac{i}{(1+i)^N - 1}}{1000 \times \frac{\dot{M}_a''}{\rho_w} \times A} \quad (7)$$

Le dénominateur de l'équation (7) désigne la production annuelle moyenne, en L/an, que l'on peut exprimer en fonction de la production annuelle massique par unité de surface, \dot{M}_a'' , la densité de l'eau, ρ_w , ainsi que de la surface du bassin solaire étudié, A .

Le premier terme du numérateur désigne les coûts fixes annuels, en \$/an, que l'on exprime en fonction du CAPEX du bassin solaire étudié, en \$, du taux d'intérêt i et de la durée de vie estimée du système, N , en années. $FAC = CAPEX \times [f(i, N)]$. Le terme $x\%$ indique que les coûts annuels de maintenance et opération, en \$/an, sont exprimés en pourcentage des coûts fixes annuels. $O\&M = x\% \times CAPEX \times [f(i, N)]$.

Le dernier terme du numérateur désigne la valeur résiduelle annuelle du bassin solaire étudié, que l'on exprime en fonction de VR , la valeur résiduelle du bassin solaire à la fin de sa durée de vie, en \$, ainsi que d'un facteur de fonds d'amortissement. Ici, VR est exprimé comme un pourcentage du CAPEX du bassin solaire étudié i.e. $VR = y\% \times CAPEX$.

4. Résultats choisis

Dans le cadre de ce projet, le bassin solaire est orienté vers le sud puisque la déclinaison magnétique, δ_{mag} , est très faible à Assad. Les besoins en eau potable étant supposés constants durant l'année, la valeur de l'angle d'inclinaison de la vitre, β , est égale à la valeur de la latitude φ de manière à obtenir une irradiance optimale à l'année. Cette inclinaison est suffisamment importante pour permettre l'écoulement de l'eau condensée. Le 20 septembre et le 21 décembre ont été sélectionnés pour les simulations, car ces journées fournissent respectivement un fort et un faible ensoleillement. Avec ces paramètres choisis, l'outil TRNSYS peut alors extraire et lire le fichier EPW fourni et donner en sortie l'irradiance sur plan incliné pour les deux journées types sélectionnées.

4.1. Validation

Avant de s'intéresser aux résultats obtenus à la suite de l'utilisation des modèles MATLAB implantés, il convient de comparer les résultats des simulations numériques. Les résultats ne sont pas présentés ici. L'adéquation avec la première étude [17] est correcte avec des écarts maximaux de 10%, et l'écart ne dépasse pas 2% dans le cas des résultats proposés dans une autre étude [18].

4.2. Quelques résultats pour la ville d'Assab, Érythrée

Le Tableau 2 présente un résumé des données requises pour effectuer les simulations.

Système	Paramètre	Valeur	Système	Paramètre	Valeur
Lieu	φ	13,00°	Eau du bassin	ϵ_w	0,02 m
	L_{loc}	42,74°		α_w	0,05
	L_{st}	45°		τ_w	0,9
ρ_g	0,2	ϵ_w		0,95	
Système global	L	2 m		x	0,035
	l	0,5 m	cp_b	871 J/kg,K	
	H	0,20 m	ϵ_b	0,0015 m	
	γ	0°	α_b	0,9	
Vitre	β	13°	Isolant	ρ_b	2719 kg/m ³
	cp_g	840 J/kg,K		L_{is}	0,08 m
	ϵ_g	0,003 m	k_{is}	0,04 W/m,K	
	α_g	0,05	Autres	P_{ref}	101325 Pa
	τ_g	0,88		g	9,81 m/s ²
	ϵ_g	0,90		σ	5,67e-08 W/m ² ,K ⁴
	ρ_g	2500 kg/m ³			

Tableau 2 : Principales caractéristiques techniques des bassins simulés

La Figure 3 et la Figure 4 présentent l'évolution journalière des productivités instantanées et cumulées des deux types de bassin solaire pour les deux journées étudiées.

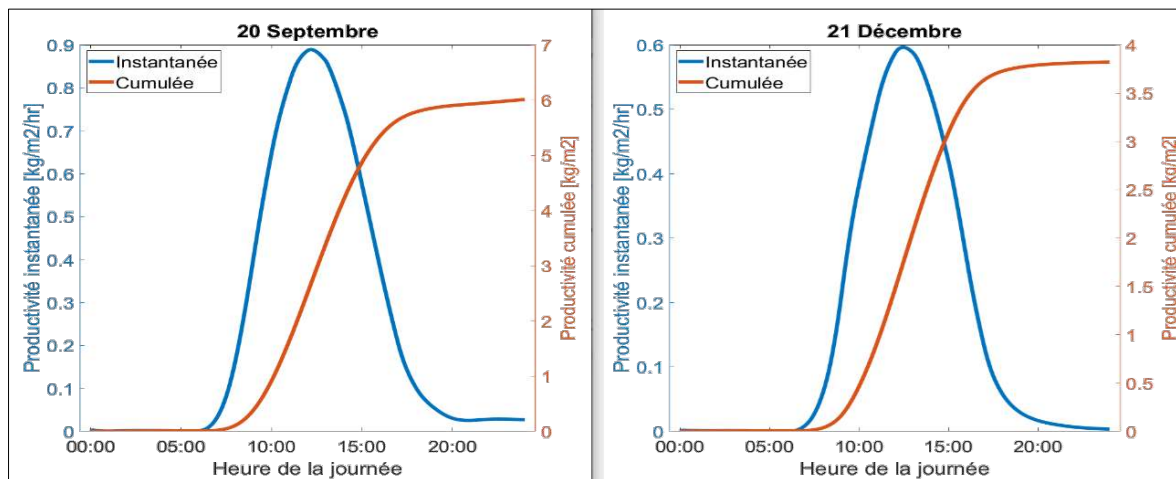


Figure 3 : Évolution des productivités pour le bassin conventionnel

Concernant le bassin conventionnel, sa productivité maximale est de 0,89 kg/h/m² aux environs de midi, le 20 septembre, avec une production journalière totale de 6 kg/m², contre 3,8 kg/m² pour le 21 décembre. Le 20 septembre, sa production commence entre 6h30 et 7h00 et se termine vers 19h45. Concernant le bassin à double étage, sa productivité maximale est de 0,93 kg/h/m² vers 13h30, le 20 septembre, avec une production journalière totale de 7,9 kg/m², contre 4,7 kg/m² pour le 21 décembre. Le 20 septembre, sa production commence entre 6h30 et 7h00 et se termine vers 20h00 pour le bassin inférieur, et de 9h00 à 21h00 pour le bassin supérieur. Le bassin 2 présente une augmentation de production journalière de 31,7 % par rapport au bassin 1 pour le 20 septembre, et de 23,7 % pour le 21 décembre. Une étude paramétrique a par la suite été effectuée. Les résultats en seront discutés lors de la présentation au congrès.

L'estimation des coûts en matériel et main d'œuvre pour les bassins simulés est de 200\$ CA pour le bassin conventionnel et de 295\$ CA pour celui qui comporte deux étages. Ces coûts de référence ont été obtenus en consultant des fournisseurs de Montréal et en supposant une très faible production. Ainsi, les coûts unitaires pourraient baisser avec une production plus

importante et une optimisation de la conception. Avec une durée de vie estimée à 10 ans et une valeur résiduelle de 20% des CAPEX pour les deux types de bassin, on obtient pour le bassin solaire conventionnel un coût spécifique de 21,2 \$ CA/m³ contre 25,5 \$ CA/m³ pour le bassin solaire à deux étages.

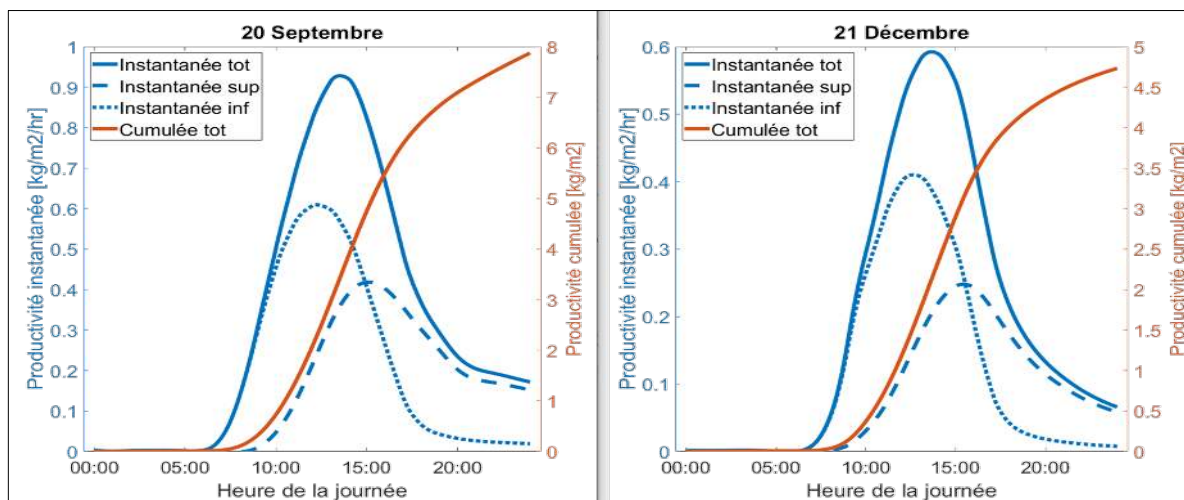


Figure 4 : Évolution des productivités pour le bassin à deux étages

5. Discussion

D'un point de vue technique, le bassin solaire semble être une solution viable pour fournir de l'eau potable à des communautés isolées en bordure de mer. De plus, les zones présentant un stress hydrique élevé bénéficient souvent d'un ensoleillement important.

La simulation indique que la production par m² de surface des deux bassins solaires reste relativement faible ; leur implantation demande donc qu'un grand espace soit disponible.

L'analyse démontre également que si le bassin à double étage offre une meilleure productivité que le bassin conventionnel, il présente néanmoins un coût spécifique plus élevé en raison de son coût supérieur de fabrication. On privilégierait ainsi le bassin conventionnel.

6. Conclusion

Cette étude a tenté de répondre aux besoins domestiques en eau potable d'une petite communauté isolée située en bordure de mer en effectuant une simulation numérique de deux types de bassins solaires afin de produire de l'eau douce.

De manière générale, la productivité d'un bassin solaire reste relativement faible ; la technologie demande donc de grandes surfaces pour combler entièrement les besoins d'une communauté. De plus, elle présente un coût spécifique élevé en comparaison avec d'autres technologies. Cependant, l'isolement et la taille de ces communautés sont souvent des freins à l'implantation des autres options qui nécessitent des productions importantes pour être rentables, faisant du bassin solaire une solution envisageable pour les communautés isolées de petite taille. La comparaison des coûts et de la production des deux technologies permet également de conclure que le bassin conventionnel est la meilleure approche, du moins dans le cas étudié.

Si l'espace au sol est disponible, le bassin solaire apparaît comme une source d'eau potable robuste, résiliente et ne générant que très peu de gaz à effet de serre, qui peut également être exploitée en complément à d'autres sources. Son utilisation contribuerait ainsi à libérer une

partie du temps consacré à la recherche et au transport d'eau potable dans plusieurs communautés, notamment par les femmes et les enfants.

Références

- [1] OMS. Eau. World Health Organisation. <https://www.who.int/fr/news-room/fact-sheets/detail/drinking-water>, 2019
- [2] L., Guimard, *Étude du comportement et modélisation d'une installation de dessalement d'eau de mer par distillation soumise à des régimes transitoires* [Université de Lyon]. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02091474/document>, 2019.
- [3] I. Darawsheh, M. Islam, F. Banat, Experimental characterization of a solar powered MSF desalination process performance. *Thermal Science and Engineering Progress*, 10 (2019) 154-162.
- [4] Jorge R. Lara, *An advanced vapor-compression desalination system*, Ph.D. thesis, Texas A&M University, 2005
- [5] K.E. Kadi, I. Janajreh. Desalination by Freeze Crystallization : An Overview. *Int. J. Thermal & Environmental Engineering*, 15-2 (2017) 103-110
- [6] A.H. Saadat, M.S. Islam, F. Parvin, A. Sultana, A. (2018). Desalination Technologies for Developing Countries : A Review. *J. Sci. Res.* 10 (1), 77-97 (2018)
- [7] V.K. Chauhan, S. K., Shukla, J.V. Tirkey, P.K. Singh Rathore. A comprehensive review of direct solar desalination techniques and its advancements. *Journal of Cleaner Production*, 284, 124719 (2021)
- [8] J.A. Kim. A comprehensive review of energy consumption of seawater reverse osmosis desalination plants. *Applied Energy*, 16. (2019).
- [9] M. Akhter, G. Habib, S.U. Qamar, S. U.. Application of Electrodialysis in Waste Water Treatment and Impact of Fouling on Process Performance. *Journal of Membrane Science & Technology*, 08(02), (2018)
- [10] M.K. Wafi, N. Hussain, N., O. El-Sharief Abdalla, M.D. Al-Far, N. A. Al-Hajaj, K.F. Alzonnikah. Nanofiltration as a cost-saving desalination process. *SN Applied Sciences*, 1(7), 751 (2019)
- [11] J. McCutcheon, L. Xia, N.N. Bui. *Forward Osmosis*. In J. Kucera (Éd.), Desalination Wiley, (2019) 209-243.
- [12] C.V. Subban. Electrically regenerated ion-exchange technology for desalination of low-salinity water sources. *Desalination*, 465(2019) 38-43
- [13] Z.M.Ghazi and 5 other authors, An overview of water desalination systems integrated with renewable energy sources, *Desalination*, 542 (2022) 116063
- [14] I. Janajreh, H. Zhang, K. El Kadi, N.Ghaffour, Freeze desalination: Current research development and future prospects, *Water Research* 229, (2023) 119389
- [15] Y. Li and 6 other authors, Desalination by membrane pervaporation: A review, *Desalination*, 547 (2023) 116223
- [16] S. Sinha Ray and 5 other authors, A holistic review on how artificial intelligence has redefined water treatment and seawater desalination processes, *Desalination*, 547 (2023) 116221
- [17] Raj Kamal, M. D., Parandhaman, B., Madhu, B., Magesh Babu, D., & Sathyamurthy, R. Experimental analysis on single and double basin single slope solar still with energy storage material and external heater. *Materials Today: Proceedings*, S2214785320401610 (2021)
- [18] A.A. El-Sebaili, A. A., Al-Ghamdi, F.S., Al-Hazmi, A. S. Faidah, A. S.. Thermal performance of a single basin solar still with PCM as a storage medium. *Applied Energy*, 86(7), (2009)1187-1195

Remerciements

Les auteurs remercient M. Michel Trottier pour son soutien financier indéfectible des activités du Groupe de recherche et les organismes FRQ-NT et CRSNG pour le financement public accordé au groupe de recherche t3e.

Critère d'évaluation des performances et amélioration de l'efficacité de conversion pour un panneau photovoltaïque avec gestion thermique

Misagh IRANDOOSTSHAHRESTANI, Daniel R. ROUSSE*, Patrick TURCOTTE

Groupe de recherche en technologies de l'énergie et en efficacité énergétique (t3e),
École de technologie supérieure, 1100, rue Notre-Dame Ouest, Montréal, Canada H3C 1K3

*(auteur correspondant : daniel.rousse@etsmtl.ca)

Résumé - Cet article se penche sur l'utilisation du refroidissement pour mitiger les effets de l'augmentation de la température des cellules d'un panneau PV. Un critère d'évaluation de performance (CEP) ainsi que l'amélioration de l'efficacité de conversion du panneau (η) sont étudiés numériquement à l'aide de la dynamique des fluides computationnelle (CFD). L'effet de la variation de quatre variables différentes est étudié. Finalement, l'outil d'apprentissage automatique Neural Net Fitting intégré dans MATLAB est utilisé pour faire des prédictions pour les conditions ambiantes, environnementales et de conceptions autres que celles mentionnées. Les résultats révèlent que η est corrélée avec des conditions ambiantes et environnementales plus difficiles, et qu'elle diminue légèrement avec la réduction de la vitesse d'entrée du liquide de refroidissement. De plus, le CEP augmente à des températures ambiantes et des irradiances solaires plus élevées, et plus considérablement à des vitesses d'entrée de liquide de refroidissement plus faibles en raison de réductions considérables de la puissance de pompage.

1. Introduction

On estime que les besoins en énergie doubleront et tripleront respectivement d'ici 2050 et 2100 [1]. Ces dernières années, les systèmes solaires photovoltaïques ont été largement utilisés pour la fourniture d'énergie principalement en raison d'une réduction considérable de leurs coûts et d'une efficacité accrue [2-3]. Cependant, l'augmentation de la température des cellules photovoltaïques induit une réduction de cette efficacité. Pour surmonter ce problème, diverses techniques innovantes de gestion thermique ont été appliquées [4].

Par exemple, Sornek et al. [5] ont étudié l'effet du refroidissement de deux panneaux PV de 50 W et 310 W dans des conditions de laboratoire et de fonctionnement réel, respectivement. Les résultats ont révélé que la réduction maximale de la température de 24 K s'est produite à des irradiances solaires de 850 W/m², entraînant une augmentation de 10% de la puissance de sortie du panneau de 310 W par rapport au panneau non refroidi. Dans une autre étude de Teo et al. [6], un panneau photovoltaïque thermique hybride a été conçu, fabriqué et testé expérimentalement pour évaluer l'effet du refroidissement sur son efficacité. Il s'est avéré que sans refroidissement, la température des cellules pouvait atteindre 68°C, et que son efficacité chutait à 8,6%. En revanche, en utilisant leur technique de refroidissement actif, la température du panneau photovoltaïque a été ramenée à 38°C, et son efficacité a augmenté à 12,5%. Il a été démontré que le débit massique du liquide de refroidissement de 0,055 kg/s était suffisant pour éliminer le maximum de chaleur du panneau. Dans une étude de Maleki et al. [7], l'effet de l'augmentation de l'efficacité d'une cellule monocristalline résultant de la réduction de sa température de surface par un système de refroidissement par eau a été évalué. Ils ont conclu que le système de refroidissement était plus efficace à des températures ambiantes et des irradiances solaires plus élevées puisque sa température augmente considérablement sans refroidir le panneau PV : l'augmentation maximale du rendement était de 17,12%. Une technique de refroidissement par pulvérisation d'eau a été étudiée par Nizetic

et al. [8] dans une région méditerranéenne. L'étude a révélé que la pulvérisation simultanée des deux côtés conduit à une meilleure performance des panneaux : la température moyenne du panneau était réduite de 54°C (dans le cas d'une absence de gestion thermique) à 24°C. Tan et al. [9] ont utilisé de la cire de paraffine avec un point de fusion bas de 27°C à l'arrière du panneau PV. Pour résoudre le problème de la faible conductivité thermique des MCP, ils ont utilisé des ailettes dans les conteneurs de stockage pour augmenter le taux de transfert. Les résultats ont révélé que, par rapport à un panneau refroidi naturellement, la température du panneau a été réduite de 15°C, ce qui a entraîné une amélioration maximale de 5,39% du rendement électrique du panneau.

Dans certaines de ces études, l'effet des pertes d'énergie dues à la mise en œuvre de ventilateurs, de pompes et/ou de nanoparticules est étudié. Cependant, à la connaissance des auteurs, l'effet de la température ambiante, de la vitesse du vent, de la vitesse d'entrée du liquide de refroidissement et de l'irradiance solaire sur un critère d'évaluation de la performance qui prend en compte à la fois l'énergie thermique et hydraulique et l'efficacité des panneaux n'a pas encore été évalué. Par conséquent, l'étude actuelle vise à examiner l'effet de ces variables sur l'amélioration de l'efficacité et sur un critère d'évaluation de la performance d'un panneau PV, tel que défini plus loin.

2. Méthodologie

Dans cette section, le schéma du problème, les équations gouvernantes et les étapes de la simulation du problème sont présentés.

2.1. Équations gouvernantes et schéma du problème

Un bilan d'énergie instationnaire appliqué au panneau PV peut être écrit tel que [10]:

$$\dot{E}_{st} = \dot{E}_{in} - \dot{E}_{out}, \quad \rho c_p \delta \frac{dT_c}{dt} = q_s - q_{el} - q_h - q_r - q_{th} \quad (1)$$

Cette équation stipule que le taux de variation de l'énergie stockée, st , dans les limites du volume créé par le panneau PV est égal à la différence entre le taux d'entrée, in , et de sortie, out , de l'énergie thermique et électrique. Dans l'équation (1), les indices s , el , h , r et th désignent respectivement la partie absorbée du rayonnement solaire incident, l'électricité produite par le panneau, le transfert thermique convectif (pertes naturelles), le transfert thermique radiatif net et le taux de pertes thermiques dues à la gestion de l'énergie (ci-après gestion thermique), voir Figure 1. L'objectif de l'étude est d'examiner le comportement thermique du système en régime permanent. Par conséquent, les côtés gauches de l'équation 1 sont nuls.

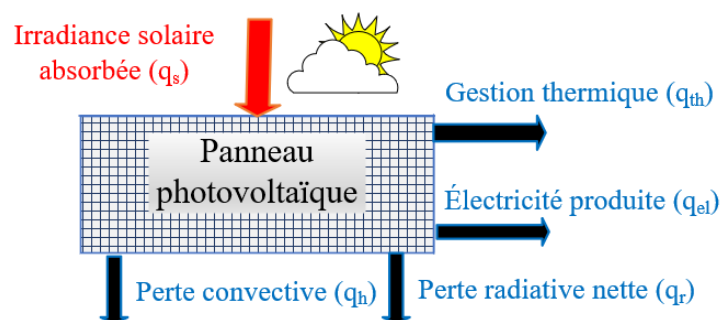


Figure 1 : Schéma de la conservation de l'énergie pour le panneau PV.

Dans le bilan énergétique, le taux de transfert de chaleur radiatif solaire absorbé sur une surface A est défini tel que [10]:

$$q_s = \alpha_s G_s A \quad (2)$$

où G_s et α_s sont respectivement l'irradiance solaire normale au panneau et le coefficient d'absorption (ici égal à 0,7). L'électricité produite par un panneau PV peut être calculée comme suit [10]:

$$q_{el} = \beta G_s A \quad (3)$$

où β est l'efficacité du panneau PV. Afin de considérer l'effet des variations de température sur le rendement, la corrélation suivante est utilisée [11-12]:

$$\beta = -0.1757T_c + 21.737 \quad (4)$$

où, T_c , la température de la cellule (surface), est exprimée en degrés Celsius. En outre, les pertes de chaleur par convection et par rayonnement net sur une surface A sont définis comme suit [10]:

$$q_h = hA(T_c - T_a) \quad (5)$$

$$q_r = \varepsilon A\sigma(T_c^4 - T_\infty^4) \quad (6)$$

où h , T_a , ε , T_∞ et σ sont le coefficient moyen de transfert thermique par convection, la température ambiante, l'émissivité de la cellule supposée égale à 1, la température environnante et la constante de Stefan-Boltzmann. Dans cette étude, la température ambiante, T_∞ , est supposée être la température ambiante, T_a . Comme le dispositif thermique utilisé pour assurer la gestion thermique est collé sur la surface inférieure du panneau, on néglige les échanges radiatifs et convectifs avec l'environnement sur cette surface. Sinon, un facteur 2 serait nécessaire dans l'éq. (5) et l'éq. (6). La corrélation suivante pour le coefficient de transfert de chaleur par convection est utilisée [10]:

$$h = 2.8 + 3.8u_w \quad (7)$$

où u_w est la vitesse moyenne du vent sur le panneau. Dans le bilan énergétique, toutes les arêtes latérales ont été négligées.

2.2. Caractérisation des panneaux photovoltaïques

Les différentes couches du panneau PV et leurs propriétés pertinentes sont présentées dans le tableau 1 [13]. Le canal de refroidissement a une épaisseur de 5 mm. Toutes les couches, y compris le canal de refroidissement, sont des carrés d'une longueur et d'une largeur de 100 mm [14].

Couche	Épaisseur	Conductivité thermique	Densité	Capacité thermique spécifique
	mm	$\text{W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$	kg.m^{-3}	$\text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
Verre	3	1,8	3000	500
1er EVA	0,5	0,35	960	2090
Cellule PV	0,5	148	2330	677
2ème EVA	0,5	0,35	960	2090
Tedlar	1	0,2	1200	1250

Tableau 1 : Propriétés thermiques des différentes couches de panneaux PV [13].

Dans cette étude, un critère d'évaluation des performances (CEP) est utilisé pour étudier l'effet de différents paramètres (irradiance solaire, vitesse du vent, vitesse d'entrée du liquide de refroidissement et température ambiante) sur le comportement thermique et hydraulique du panneau PV. Ce CEP est défini comme le rapport entre le taux de chaleur extraite par le système de gestion thermique et la puissance de pompage requise tel que [15]:

$$CEP = \frac{\dot{m}c_p(T_{out} - T_{in})}{\dot{V}\Delta P} \quad (8)$$

L'avantage de l'utilisation du CEP est qu'il considère à la fois l'effet du transfert de chaleur et la puissance de pompage du modèle.

Afin d'évaluer l'effet du refroidissement sur la température de la cellule et par conséquent sur son efficacité, l'équation suivante définit l'amélioration de l'efficacité, β , de conversion électrique du panneau PV, η , en pourcentage, tel que [14]:

$$\eta = \frac{\Delta\beta}{\beta_i} \quad (9)$$

Pour la génération des domaines de calcul, SIEMENS NX Version 2000 est utilisé. De plus, ICEM CFD 2020 R2 est employé pour la génération de maillages pour les différentes couches et canaux d'eau. Un maillage structuré est utilisé afin de réduire les coûts de calcul en raison d'un nombre plus important d'éléments dans les maillages non structurés et parce qu'il est compatible avec la géométrie du panneau. Le nombre optimal d'éléments hexaédriques pour tous les domaines s'est avéré être de 1 250 000. Il convient de noter qu'une analyse de l'indépendance du maillage a été effectuée. Enfin, pour les simulations, ANSYS CFX 2020 R2 est employé. De l'eau à 20°C est considérée comme le fluide caloporteur ; elle sort du canal de refroidissement à la pression atmosphérique. Le nombre de Reynolds indique un régime d'écoulement laminaire dans tous les cas. Les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie sont résolues simultanément à chaque itération de la procédure de résolution. Le critère de convergence pour l'équation d'énergie a été fixé à 10^{-6} , ce qui fut suffisant pour s'assurer qu'il n'y ait pas de variations dans les résultats avec des itérations supplémentaires. L'outil Neural Net Fitting de MATLAB a été utilisé pour faire des prédictions sur les performances thermiques du panneau photovoltaïque dans les points hors conception.

3. Résultats et discussions

3.1. Validation de l'étude

Afin de valider la méthodologie implantée, une comparaison est d'abord effectuée avec les résultats des travaux de Du et al. [10]. La figure 2 montre la comparaison de la température de cellule prévue à différentes vitesses de vent variant de 0 à 4 m/s et des rayonnements solaires pour des irradiances de 600 W/m² et 1000 W/m² avec toutes les conditions aux limites mentionnées dans la référence [10]. Un bon accord est observé avec une erreur maximale de 6,9% à 600 W/m² et de 4,1% à 1000 W/m², et ces deux erreurs maximales se sont produites à une vitesse de vent nulle. L'accord n'est pas une surprise, puisque le modèle mathématique utilisé ici a été adapté de [10]. Par conséquent, la Figure 2 indique la mise en œuvre correcte du modèle et une discrétisation adéquate du domaine de calcul.

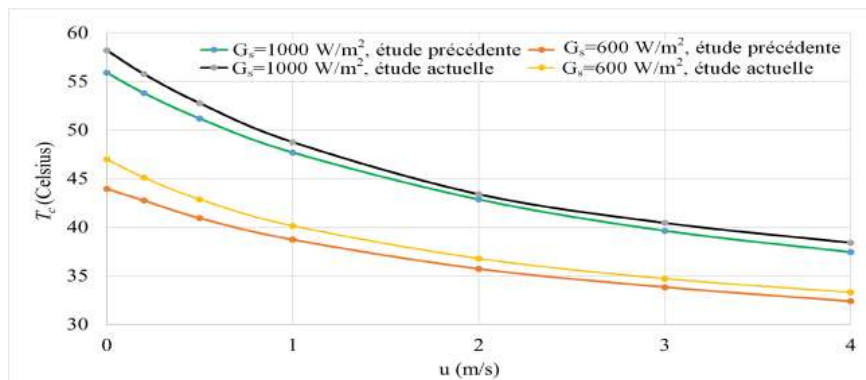


Figure 2 : Comparaison des résultats de l'étude actuelle avec référence [10].

3.2. Performances thermiques du modèle

La Figure 3 présente l'amélioration de l'efficacité de conversion électrique, η , en fonction de la température de l'air, T_a , pour les différentes variables de l'étude (trois valeurs vitesses de vent, u , à gauche, au centre et à droite; trois irradiances, G_s , en haut, au milieu et en bas; et trois valeurs de la vitesse d'entrée du liquide de refroidissement, V , en bleu, en vert et en rouge).

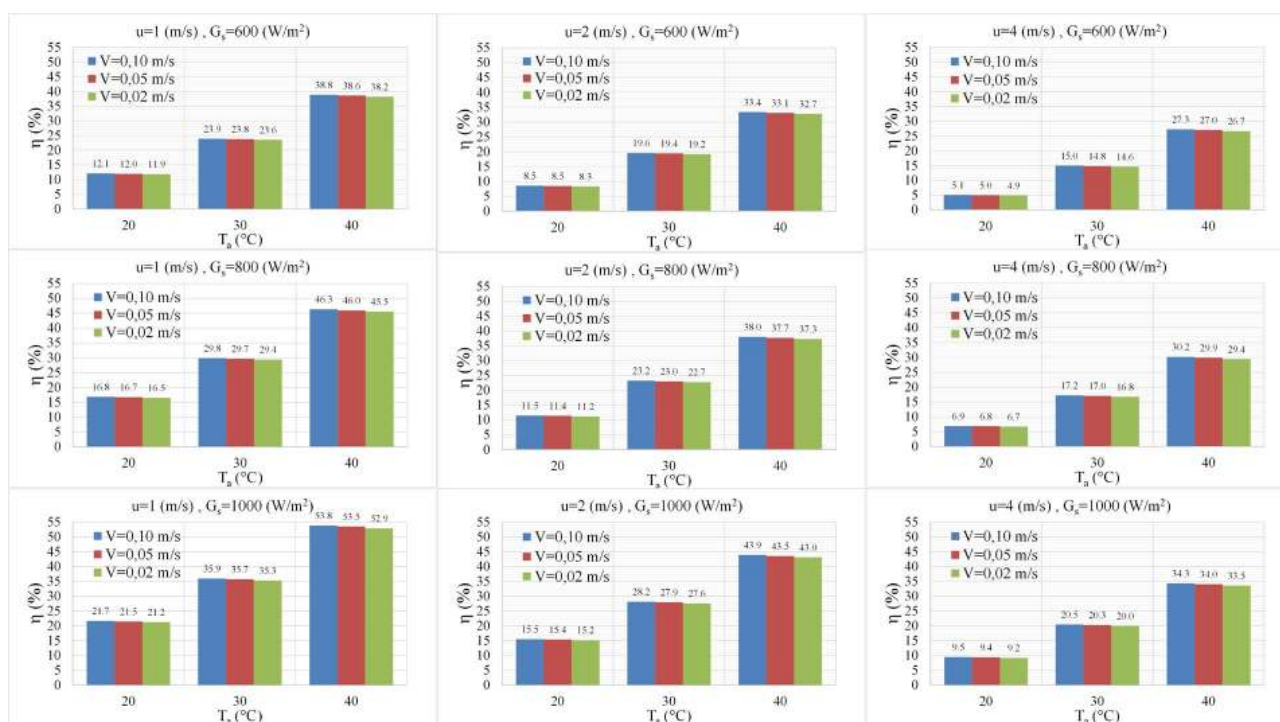


Figure 3 : Amélioration de l'efficacité des panneaux photovoltaïques à diverses irradiances solaires, vitesses de vent, températures ambiantes et vitesses d'entrée du liquide de refroidissement.

On peut voir que η augmente à mesure que la vitesse d'entrée du liquide de refroidissement, V , augmente très légèrement. L'augmentation maximale de η de 0,9% se produit à $u = 1$ m/s, $G_s = 1000$ W/m² et $T_a = 40^\circ\text{C}$. Dans tous les cas, on note qu'une augmentation de la température de l'air, T_a , rend l'effet de gestion thermique plus souhaitable. En effet, à des températures plus élevées, la température de la cellule, T_c , est plus élevée. Ainsi, il y a davantage de différence de température avec le liquide de refroidissement, et par conséquent, l'utilisation d'un système de refroidissement devient plus efficace. L'intérêt de présenter 9 résultats différents sur la Figure 3 est manifeste lorsque l'on constate que plus la vitesse du vent est faible, meilleur est le gain en efficacité pour toutes les irradiances. La

comparaison des résultats à vitesse de vent, $u = 1, 2, 4$ m/s est illustrée par les colonnes de gauche, centre et droite. Aussi, on observe que plus l'irradiance est élevée, meilleur est le gain en efficacité pour toutes les vitesses. La comparaison des résultats à irradiances, $G_s = 600, 800, 1000$ W/m² est illustrée par les lignes du haut, du milieu et du bas. Un maximum de gain est obtenu pour une irradiance de 1000 W/m², pour une vitesse d'entrée de fluide, V , de 0,1 m/s et pour $u = 1$ m/s : 53,8%. A contrario, un minimum de gain est obtenu pour une irradiance de 600 W/m², pour $V = 0,2$ m/s et pour $u = 4$ m/s : 4,9%.

La Figure 4 présente la variation du CEP en fonction de la température de l'air, T_a , pour les différentes variables de l'étude dans un format similaire à la Figure 3.

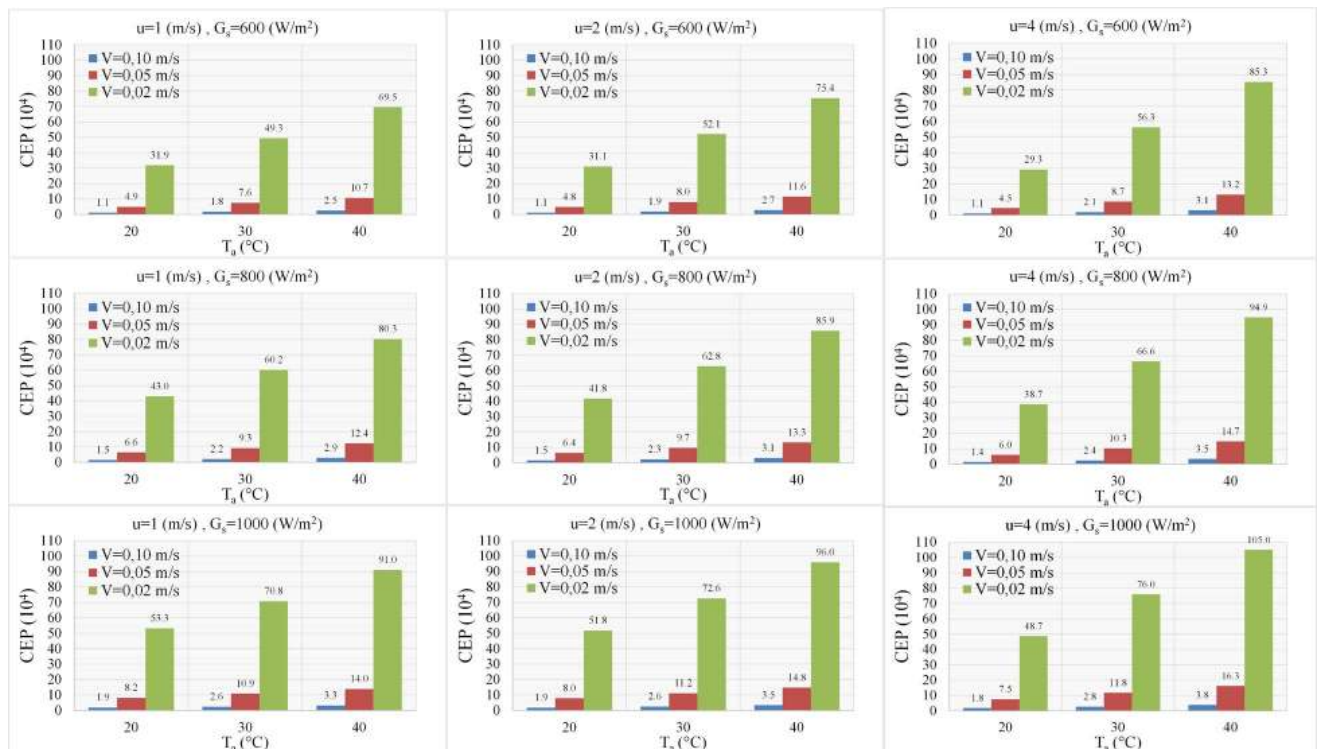


Figure 4 : Variations de CEP à diverses irradiances solaires, vitesses de vent, températures ambiantes et vitesses d'entrée du liquide de refroidissement.

La valeur du CEP est plus élevée à des températures ambiantes plus élevées et à des irradiances solaires où l'effet du système de gestion thermique devient plus important, ce qui est directement observable sur les 9 graphiques de la Figure 4. On note en outre que pour tous les cas sauf un, le CEP augmente avec l'irradiation, la vitesse du fluide de refroidissement, la vitesse de l'écoulement et la température de l'air. Pour une température de l'air de 20°C, une augmentation de la vitesse du vent conduit à des valeurs CEP qui diminuent légèrement (lecture de gauche à droite) puisque la température du panneau est inférieure à celle de l'air (résultats qui seront présentés au congrès). D'autre part, pour des températures ambiantes de 30°C et 40°C, la température ambiante étant toujours supérieure à la température de la cellule, le rôle du système de gestion thermique devient plus important, ce qui conduit à des valeurs plus élevées de CEP. Enfin, la Figure 4 montre que l'augmentation de la vitesse d'entrée du liquide de refroidissement entraîne une réduction considérable des valeurs de CEP.

3.3. Utilisation de l'apprentissage automatique pour le modèle

Afin de prédire l'efficacité des panneaux photovoltaïques dans des conditions autres que celles mentionnées antérieurement, l'outil Neural Net Fitting d'apprentissage automatique MATLAB est utilisé. Les quatre variables forment une matrice d'entrée de 4 x 108 qui peut

prédire l'efficacité (β) du panneau en tant que matrice de sortie 1×108 dans différentes conditions. Ce réseau permet d'établir une correspondance entre les ensembles de données d'entrée et les cibles de sortie. Il s'agit d'un réseau à deux couches avec des neurones cachés sigmoïdes. Ces deux couches sont appelées couche cachée et couche de sortie. Il convient de noter que l'algorithme de rétropropagation de Levenberg-Marquardt est utilisé pour former le réseau. Cet outil d'ajustement de réseau neuronal collecte des données et crée et forme un réseau, et enfin, le réseau est testé et validé à l'aide des ensembles de données disponibles. La robustesse du réseau est évaluée par l'erreur quadratique moyenne entre les sorties et les cibles (EQM) et les valeurs de régression, R. Plus les valeurs de EQM se rapprochent de zéro, meilleurs sont les ajustements. De plus, la régression (valeurs R) mesure la corrélation entre les résultats et les cibles, et ici une valeur R égale à 1 indique la correspondance parfaite [16]. Pour la couche cachée, 10 neurones ont été considérés, et 15% des 108 échantillons ont été considérés pour la validation (16 échantillons) et les tests (16 échantillons). Le tableau 2 montre les résultats de fiabilité du réseau d'ajustement des sorties et des cibles. Pour tous les échantillons, les valeurs de régression et de EQM sont respectivement de 0,9974 et 0,0143. Par conséquent, d'autres valeurs d'efficacité du panneau pour des conditions autres que celles mentionnées peuvent facilement être prédites par cet outil.

Couche	Échantillons	EQM	R
Entraînement	76	$1,232 \cdot 10^{-2}$	$9,975 \cdot 10^{-1}$
Validation	16	$2,017 \cdot 10^{-2}$	$9,979 \cdot 10^{-1}$
Évaluation	16	$1,854 \cdot 10^{-2}$	$9,982 \cdot 10^{-1}$
Tout	108	$1,432 \cdot 10^{-2}$	$9,974 \cdot 10^{-1}$

Tableau 2 : Résultats de EQM et de régression R pour l'ajustement du réseau de neurones.

Cet aspect de l'étude sera discuté plus exhaustivement lors du congrès.

4. Conclusion

Dans cet article, la variation de l'efficacité de conversion d'une cellule de panneau photovoltaïque typique avec et sans refroidissement par eau est considérée. Les résultats peuvent être synthétisés et analysés comme suit:

- L'amélioration de l'efficacité du panneau par rapport à un panneau sans système de refroidissement est corrélée avec une irradiance solaire et des températures ambiantes plus élevées et des vitesses de vent et des vitesses d'entrée du liquide de refroidissement plus basses.
- La valeur de CEP est plus élevée à des températures ambiantes élevées et à des irradiances solaires où l'effet du système de gestion thermique devient plus important.
- Pour $T_a=20^\circ\text{C}$, aucune gestion thermique particulière n'est requise en raison de faibles gains en efficacité.
- Les valeurs CEP diminuent considérablement à des vitesses d'entrée de liquide de refroidissement supérieures, en raison d'une réduction significative de la puissance de pompage à des débits massiques de liquide de refroidissement inférieurs.

On peut alors conclure que le refroidissement des panneaux solaires PV est souhaitable pour des endroits où la température ambiante dépasse souvent les 25°C et qu'autrement le coût du système de refroidissement pourrait ne pas être justifié par le gain en efficacité de conversion. Par ailleurs, lorsque de tels systèmes s'avèrent intéressants, le choix du débit de circulation du fluide caloporteur doit être choisi avec soin pour que les pertes de charge n'impactent pas trop le gain en conversion.

Références

- [1] N. S. Lewis et al., “Basic Research Needs for Solar Energy Utilization. Report of the Basic Energy Sciences Workshop on Solar Energy Utilization” Apr. 2005. doi: 10.2172/899136.
- [2] S. Gualteros and D. R. Rouse, “Solar water pumping systems: A tool to assist in sizing and optimization,” *Sol. Energy*, vol. 225, pp. 382–398, Sep. 2021, doi: 10.1016/j.solener.2021.06.053.
- [3] I. Renewable Energy Agency, “REthinking Energy 2017: Accelerating the global energy transformation (Executive Summary, French).”
- [4] P. Dwivedi, K. Sudhakar, A. Soni, E. Solomin, and I. Kirpichnikova, “Advanced cooling techniques of P.V. modules: A state of art,” *Case Stud. Therm. Eng.*, vol. 21, no. Juin, p. 100674, 2020, doi: 10.1016/j.csite.2020.100674.
- [5] K. Sornek, W. Goryl, R. Figaj, G. Dąbrowska, and J. Brezdeń, “Development and Tests of the Water Cooling System Dedicated to Photovoltaic Panels,” *Energies*, vol. 15, no. 16, p. 5884, 2022, doi: 10.3390/en15165884.
- [6] H. G. Teo, P. S. Lee, and M. N. A. Hawlader, “An active cooling system for photovoltaic modules,” *Appl. Energy*, vol. 90, no. 1, pp. 309–315, 2012, doi: 10.1016/j.apenergy.2011.01.017.
- [7] A. Maleki, P. T. T. Ngo, and M. I. Shahrestani, “Energy and exergy analysis of a PV module cooled by an active cooling approach,” *J. Therm. Anal. Calorim.*, vol. 141, no. 6, 2020, doi: 10.1007/s10973-020-09916-0.
- [8] S. Nižetić, D. Čoko, A. Yadav, and F. Grubišić-Čabo, “Water spray cooling technique applied on a photovoltaic panel: The performance response,” *Energy Convers. Manag.*, vol. 108, pp. 287–296, 2016, doi: 10.1016/j.enconman.2015.10.079.
- [9] L. Tan, A. Date, G. Fernandes, B. Singh, and S. Ganguly, “Efficiency Gains of Photovoltaic System Using Latent Heat Thermal Energy Storage,” *Energy Procedia*, vol. 110, no. Décembre 2016, pp. 83–88, 2017, doi: 10.1016/j.egypro.2017.03.110.
- [10] Y. Du et al., “Evaluation of photovoltaic panel temperature in realistic scenarios,” *Energy Convers. Manag.*, vol. 108, pp. 60–67, 2016, doi: 10.1016/j.enconman.2015.10.065.
- [11] H. Alizadeh, R. Ghasempour, M. B. Shafii, M. H. Ahmadi, W. M. Yan, and M. A. Nazari, “Numerical simulation of PV cooling by using single turn pulsating heat pipe,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 127, pp. 203–208, 2018, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.06.108.
- [12] A. Ibrahim, “Analysis of Electrical Characteristics of Photovoltaic Single Crystal Silicon Solar Cells at Outdoor Measurements,” *Smart Grid Renew. Energy*, vol. 02, no. 02, pp. 169–175, 2011, doi: 10.4236/sgre.2011.22020.
- [13] P. Bevilacqua, R. Bruno, A. Rollo, and V. Ferraro, “A novel thermal model for PV panels with back surface spray cooling,” *Energy*, vol. 255, p. 124401, 2022, doi: 10.1016/j.energy.2022.124401.
- [14] G. Wu, Q. Liu, J. Wang, and B. Sun, “Thermal analysis of water-cooled photovoltaic cell by applying computational fluid dynamics,” *J. Therm. Anal. Calorim.*, vol. 144, no. 5, pp. 1741–1747, 2021, doi: 10.1007/s10973-020-10283-z.
- [15] S. Ferrouillat, A. Bontemps, J. P. Ribeiro, J. A. Gruss, and O. Soriano, “Hydraulic and heat transfer study of SiO₂/water nanofluids in horizontal tubes with imposed wall temperature boundary conditions,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 32, no. 2, pp. 424–439, 2011, doi: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2011.01.003.
- [16] I. The MathWorks, “MATLAB Neural Network Fitting app.” 2022. [Online]. Available: <https://www.mathworks.com/help/deeplearning/ref/neuralnetfitting-app.html>.

Remerciements

Les auteurs remercient M. Michel Trottier pour son soutien financier indéfectible des activités du Groupe de recherche et les organismes FRQ-NT et CRSNG pour le financement public accordé au groupe de recherche t3e.

Earth-Air Heat Exchangers (EAHE): Energetic Exergetic Analysis

Wael ZEITOUN^{1,2}, Jian LIN¹, Monica SIROUX^{2,*}

¹ICUBE, IUT Robert Schuman, University of Strasbourg, Strasbourg, France

²INSA Strasbourg ICUBE, University of Strasbourg, Strasbourg, France

*(Corresponding author: monica.siroux@insa-strasbourg.fr; Tel.: +33-388144753)

Abstract - EAHE is an air-soil exchanger buried under the ground that permits the use of shallow ground temperatures to decrease building's heating and cooling demands. Exergy analysis, which results from combining both the first and second law of thermodynamics, helps to analyze the performance of the EAHE at its reversible limit and to estimate the departure from this limit. An exergetic analysis will be carried out on the experimental EAHE installed at Illkirch-Graffenstaden campus of University of Strasbourg. The objective is to assess the system and identify the parts that dissipates energy the most to optimize the system. The experimental EAHE and the measurements taken are presented in the analysis and finally the derived results are analyzed.

Nomenclature

C_p	specific heat capacity (J/kgK)	ψ	specific flow exergy (J/kg)
COP	coefficient of performance	ω	humidity ratio ($kg_{vapor}/kg_{dry\ air}$)
D	diameter (m)	<i>Subscripts</i>	
$\dot{E}x$	exergy rate (W)	a	air
h	specific enthalpy (J/kg)	av	average
L	length (m)	d	destroyed
\dot{m}	mass flow rate (kg/s)	ex	exergetic
P	pressure (Pa)	in	inner
\dot{Q}	heat transfer rate (W)	i	inlet
R	gas constant (J/kgK)	mec	mechanical
T	temperature (K)	n	referring to any location
U	velocity (m/s)	o	outlet
\dot{W}	work rate (W)	sat	saturation
η	efficiency	tot	total
λ	thermal conductivity (W/mK)	v	vapor
ρ	density (kg/m^3)	w	wall
		0	reference value

1. Introduction

To facilitate the energy transition, it is necessary to develop sustainable energy technologies. The Earth Air Heat Exchanger (EAHE) is such technology, which can reduce energy consumption of a building significantly by decreasing buildings heating and cooling demands. EAHE is an air-soil exchanger composed of a pipe buried under the ground and a fan deriving the air inside it. EAHE permits the use of shallow ground temperatures by heat exchange between the air and the soil surrounding the pipe. Where during winter shallow ground temperatures are higher than ambient temperatures and the opposite is true during summer which can preheat or precool the air before entering the building.

As an energy system, EAHE requires energy analysis to size the system according to the needs and surrounding conditions. Also, using energy analysis the performance of the system can be determined by calculating the Coefficient Of Performance (COP). On another side, EAHE is also governed by the second law of thermodynamics which impacts the performance of the system. By combining the second law with the energy analysis, exergy equation results. Exergy is defined as the maximum amount of work that can be produced by a stream or system as it is brought into equilibrium with a reference environment. Exergy analysis can be used to analyze the system at the reversible limit and to identify the sources of irreversibility in the system by determining the exergy destroyed in each component of the system. Finally, the exergetic efficiency can be determined to give a more realistic assessment of the capabilities of the system than using normal energy efficiency.

Exergy analysis methods have been applied by different authors in scientific literature [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]. In some of these articles, the exergy analysis was not applied to EAHE while in others, the analysis did not consider all the parameters affecting the results. Some of them didn't consider the effect of pressure variation inside the pipe and others considered constant soil temperature along the pipe when calculating exergy of heat transfer. To the best of the authors knowledge, none of these studies considers temperature, pressure, humidity and the control volume boundary temperature variations at the same time.

In the present study, energy and exergy analyses were applied to an experimental EAHE at ICUBE University of Strasbourg, France. The aim was to determine the performance of the system from both perceptions using pressure, humidity and temperature measurements and considering variable control volume boundary temperature when calculating exergy of heat transfer. Irreversibility sources in the EAHE were identified for possible enhancement of the system.

2. Experimental Setup

The experimental EAHE is located at IUT Robert Schuman, University of Strasbourg, Illkirch, France (48° 31' 50.1" N, 7° 44' 17.4" E). The system is composed of a polyethylene pipe buried under the ground up to a depth of 1.2 m with a total length of 29 m ranging from a depth of 0.73 m to 1.2 m. The air is circulated in the pipe using a fan installed at the outlet, and at the inlet, an air filter is added to trap dust. At the exit, the pipe has a vertical part again to drive air to the surface. From now on, "pipe" is referred to the horizontal part. The characteristics of the pipe used are given in Table 1.

Horizontally, the EAHE pipe was divided into three sections where each section is coated by a different type of coating soils; (1) sand, (2) sand-bent: a mix between sand and bentonite (3%), and (3) initial natural earth soil. More details about the study of the effect of using different coating soils, can be found in the articles published by Cuny et al. [8, 9, 10] as this is not the scope of this paper.

Parameter	<i>Total length</i>	<i>Outer diameter</i>	<i>Inner diameter</i>	<i>Thermal conductivity</i>
Symbol	L_{tot}	D_{out}	D_{in}	λ_{pipe}
Values	29	0.20	0.17	0.50
Unit	m	m	m	$W.m^{-1}.K^{-1}$

Table 1: *Pipe characteristics.*

Each section of the EAHE is associated with a vertical cross-section at its middle in which soil moisture and temperatures at different points are measured. The location of each sensor in the cross-section is represented in the scheme presented in Figure 1. In addition, temperature

and relative humidity of air were measured after the filter at the inlet and before the fan at the outlet of the pipe. Velocity and differential pressure of air flow were also measured at different locations in the pipe. The velocity at the inlet of the pipe was measured as being $U_{air} = 2.4 \text{ m/s}$. Measured and deduced values of the pressure are shown in Table 2.

Location	<i>Inlet</i>	<i>After filter</i>	<i>Before fan</i>	<i>After fan (outlet)</i>
Differential pressure (Pa)	-0.07	-0.34	-0.67	-0.08
Absolute pressure (Pa)	102152	102126	102093	102152

Table 2. *Pressure measurements.*

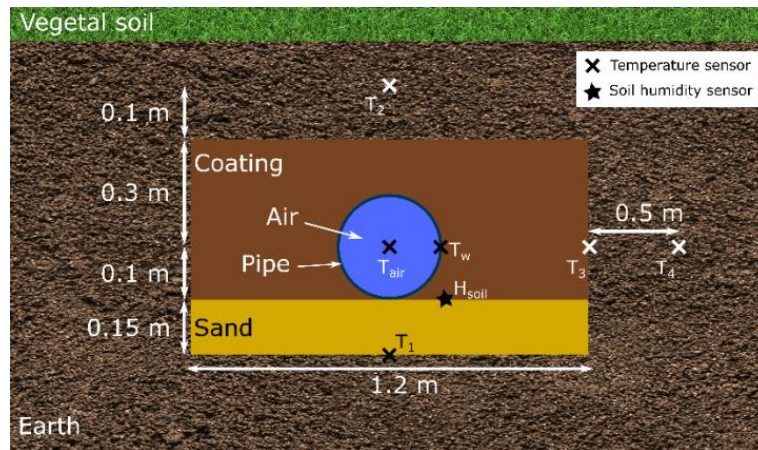


Figure 1: *System layers and positions of sensors.*

3. Analysis methods

3.1. Energy Calculation

Considering the whole of the air in the pipe as the control volume, the energy balance for the pipe alone becomes;

$$\dot{Q} + \dot{m}(h_i - h_o) = 0 \quad (1)$$

The enthalpy of the inlet and exit air were calculated depending on the temperature and humidity ratio. The mass flow rate \dot{m} is considered constant and calculated as follows;

$$\dot{m} = \rho_{air}(T_{av}) \cdot \pi \left(\frac{D_{in}}{2} \right)^2 \cdot U_{air} \quad (2)$$

Where $\rho_{air}(T_{av})$ is the density of dry air at an average temperature, T_{av} , which is calculated by finding the average value between inlet and outlet temperatures at each timestep during the period studied, and then averaging that value over time.

3.2. Exergy Calculation

The general exergy equation states that the net exergy rate transfer by heat, work and mass, balances the net rate of exergy destroyed in the system;

$$\dot{E}x_i - \dot{E}x_o = \dot{E}x_{d,EAHE} \quad (3)$$

Considering the same control volume as for the energy equation, and substituting each exergy rate term by its corresponding formula, (3) becomes;

$$\left(1 - \frac{T_0}{T_w}\right) \dot{Q} + \dot{W}_{mec} + \dot{m}\psi_i - \dot{m}\psi_o = \dot{E}x_{d,EAHE} \quad (4)$$

Where T_0 is the reference temperature, which is the temperature of the environment chosen, and T_w is the tube wall temperature which is calculated as a function average of the three wall temperature measurements recorded along the tube. \dot{W}_{mec} is the mechanical power delivered by the fan. ψ_i and ψ_o are the specific flow exergies which are determined using the humid air flow exergy formulated by Dincer and Sahin [11];

$$\begin{aligned} \psi_n = & (C_{p,a} + \omega_n \cdot C_{p,v})(T_n - T_0) - T_0 \cdot (C_{p,a} + \omega_n \cdot C_{p,v}) \cdot \ln\left(\frac{T_n}{T_0}\right) + T_0 \cdot (R_a + \omega_n \cdot R_v) \cdot \ln\left(\frac{P_n}{P_0}\right) \\ & + T_0 \cdot (R_a + \omega_n \cdot R_v) \cdot \ln\left(\frac{1 + 1.6078\omega_0}{1 + 1.6078\omega_n}\right) + T_0 \cdot 1.6078 \cdot \omega_n \cdot R_a \cdot \ln\left(\frac{\omega_n}{\omega_0}\right) \end{aligned} \quad (5)$$

Such that n is any point along the flow, T_0 , P_0 and ω_0 are the reference values of the temperature, pressure and humidity ratios respectively.

3.3. Restricted Dead State

Exergy is evaluated according to a reference state (dead state) which is usually the environment around the system which interacts with it but does not change its intensive properties upon this interaction. In the case of the EAHE it is sufficient to consider a restricted dead state as the chemical interactions between the system and the environment are not considered. The restricted dead state in this case is the surrounding ambient air. As the temperature, pressure and humidity of the ambient air are variable, an average values of temperature and humidity ratio of the month (or two months if period considered is in between), in which the analysis is carried out, are considered as reference values (T_0 , ω_0) of the restricted dead state. The reference pressure (P_0) was taken as the standard sea level atmospheric pressure 101325 Pa. The restricted dead state was similarly defined in other studies [4, 12].

3.4. Performance Assessment

From energetic point of view, the performance can be assessed by determining the Coefficient of Performance (COP) which is the heat gained/lost by the system divided by the total consumed power;

$$COP = \frac{|\dot{Q}|}{\dot{W}_{mec}} \quad (6)$$

While from an exergetic point of view, the exergetic efficiency is calculated which shows the performance of the system according to its capabilities. The exergetic efficiency of the whole EAHE system is given by;

$$\eta_{ex} = \frac{\dot{E}x_o}{\dot{E}x_i} = 1 - \frac{\dot{E}x_{d,EAHE}}{\dot{E}x_i} \quad (7)$$

$\dot{E}x_{d,EAHE}$ is calculated from (4) and $\dot{E}x_i$ depends on the situation where it includes $\dot{E}x_{mass,i}$ in all situations, $\dot{E}x_{heat}$ only in heating case and \dot{W}_{mec} if the fan acts on the control volume.

4. Results

4.1. Temperature and Heat Transfer

Figure 2 shows the temperature measured at the inlet and outlet of the pipe during the cooling period in the hottest week of 2018 (1st to 8th of August). The graph shows how the air is cooled

inside the pipe during hot days where it shows the temperature decrease between the inlet and the outlet where the difference reached around 11 °C on some days. The variation of the inlet and outlet temperatures also shows how the EAHE stabilizes air temperature variations which is strongly required when cooling a building. Most of the nights, the ambient temperature drops to a value below the temperature of the soil at the depth of the EAHE, in this case, the EAHE is by-passed and the analysis of the data is only considered when the system is cooling the air.

The heat transfer calculated using equation (1) is shown in Figure 3. The figure shows the variation of heat released by the air as it passes through the pipe. The absolute value, $|\dot{Q}|$, increases during the day until it reaches a maximum at noon and then starts to decrease as ambient air temperature decreases during the day. Obviously, the absolute value of the heat rate, $|\dot{Q}|$, is higher when the inlet air temperature is higher as that increases the temperature difference between inlet and outlet air flows. During the chosen week, the maximum value of $|\dot{Q}|$ is about 1188W reached on 4th of August. Totally, the EAHE provided about 65 kWh of heat energy during the studied period.

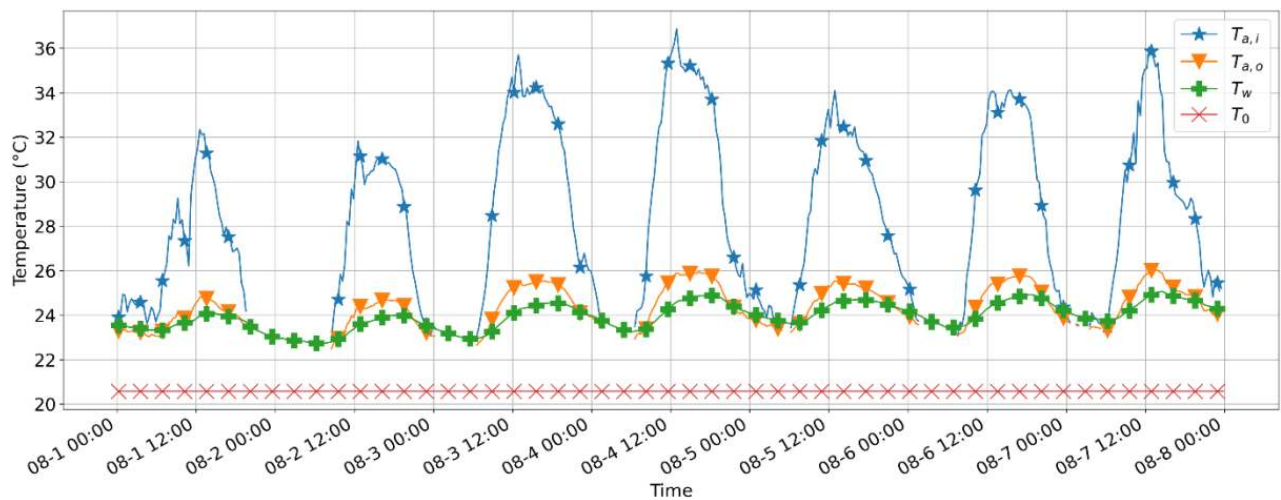


Figure 2: Measured temperatures (°C) at the inlet and outlet of the pipe compared to the estimated reference temperature during hottest week of 2018 (1st to 7th of August).

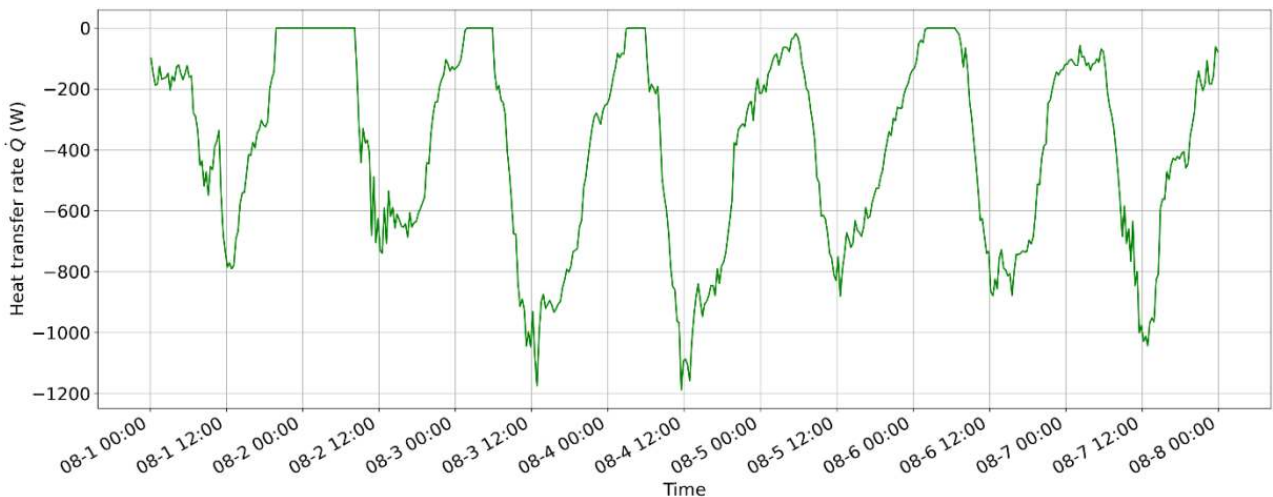


Figure 3: Heat transfer rate gained by the air as passing in the pipe in between the filter and the pipe during the analysis period.

4.2. Exergy Rates

Figure 4 shows the variation of exergy rates entering and exiting the whole EAHE system. The specific exergy rates are multiplied by the mass flow rate to obtain the mass flow exergy values shown in the figure. The graph shows that the exergy rate of the air flow decreases as it crosses the EAHE due to its cooling. Cooling effect is also shown by the negative values of exergy rate of heat transfer where its absolute value variation is proportional to the difference between inlet and outlet air temperature variation. It is noticed also that the exergy destruction rate is proportional to this temperature difference. The exergy rate of the work of the fan is not related to temperature and is the same as the value of that work rate so it is constant at $\dot{W}_{mec} = 31.2 \text{ W}$ all the time.

Figure 5 shows the share of exergy destruction between the filter, pipe and fan of the EAHE. Obviously, most of exergy is being destroyed at the level of the fan and the lowest destruction is at the level of the filter or for some durations in the pipe. Exergy destruction rate in the fan is almost constant because it is mainly dependent on the pressure difference of air between inlet and outlet of the fan which was assumed to be constant. Despite this pressure difference is also assumed constant between inlet and outlet of the filter, there is still a slight variation in the exergy destruction rate in the filter because it is also affected by the humidity ratio which was measured in ambient atmosphere and after the filter because the filter could trap some of that water content. Exergy destruction rate inside the pipe varies the most due to its dependence on exergy exchanged by the air flow which is mainly related to the temperature variations between inlet and outlet of the pipe.

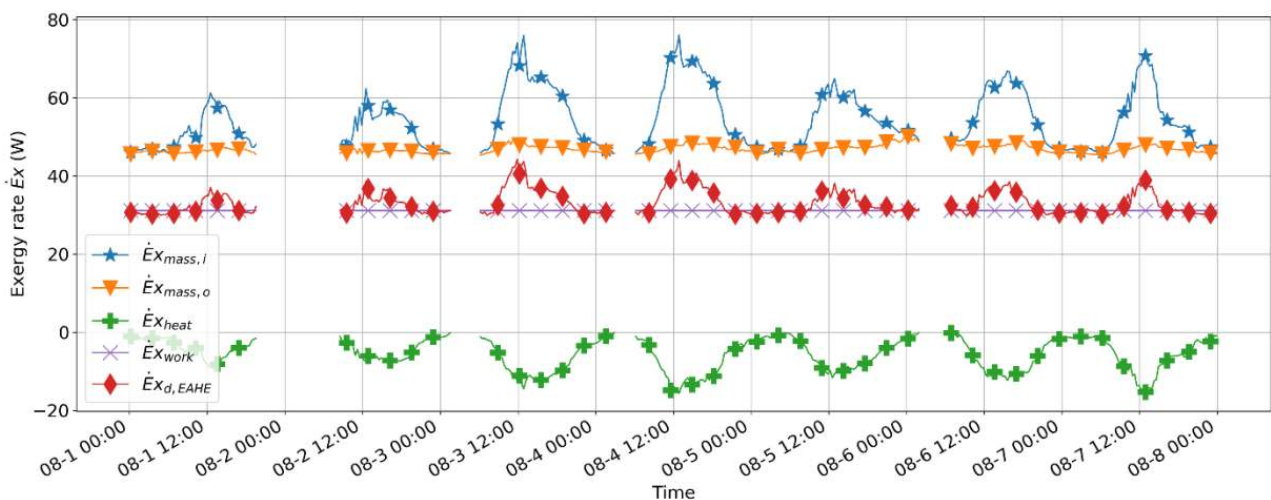


Figure 4: Exergy rates transferred to or from the system during the analysis period.

4.3. Performance Assessment

The Coefficient Of Performance (COP) of the system varies depending on the heat transfer rate variation which changes with ambient temperature. Figure 6 shows this variation where COP reaches a maximum value of about 38 which coincides with the highest heat rate recorded on the 4th of August at noon. The minimum value of COP is 0, reached when the inlet and outlet measured temperatures are equal on 4th of August after midnight. In general, COP increases during the day and reaches its maximum at noon as the ambient temperature sharply increases compared to soil temperature which barely changes during this duration. The opposite happens when the COP decreases and reaches its minimum during the rest of the day. COP variation is higher when day-night ambient temperature variation is higher.

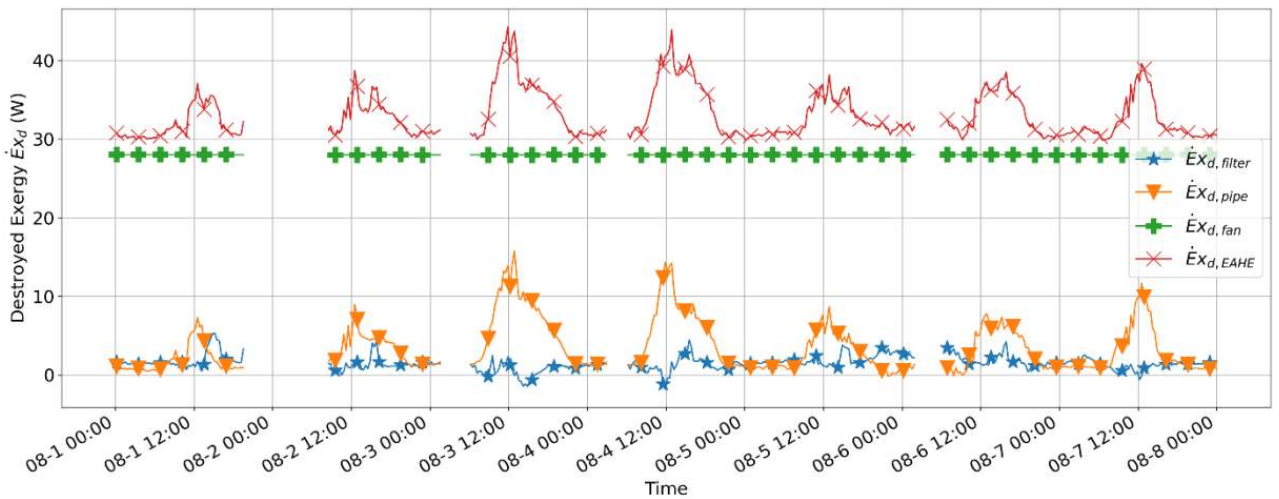


Figure 5: Exergy destroyed in each component of the system during the analysis period.

Figure 6 also shows the variation of the exergetic efficiency which was formulated in equation (7). The variation in exergetic efficiency is lower because it is more related to the variation of the inlet mass flow exergy rate and the destroyed exergy rate that are strongly related and thus compensate between one another resulting in a more stable outcome. The exergetic efficiency varies between around 57.5% and 63.8% which is about 61% on average.

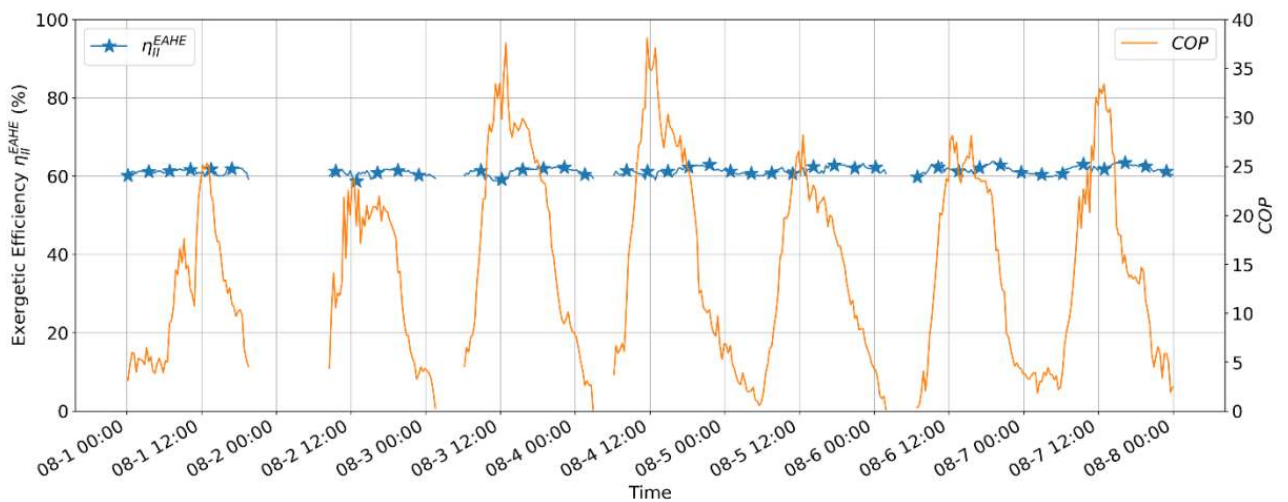


Figure 6: Performance assessment of the EAHE showing the variation of the COP and the exergetic efficiency of the system during hottest week of 2018.

5. Conclusion

Energetic and exergetic analyses were performed on an experimental EAHE site in the North-East of France to determine the efficiency of the system from both perceptions. The calculations were performed using pressure, humidity and temperature measurements and considering variable control volume boundary temperature when calculating exergy rate of heat transfer. The analyses were carried out during a cooling period of 2018.

Results showed that about 63 kWh of heat was removed from the air to cool it using around 4.4 kWh of electricity during the analysis period. The COP of the system depends mainly on the outside air temperature. Its variation is consequently very important: from 0 to 38. This energetic analysis confirmed that the system can decrease the cooling expenses using free geothermal energy by pre-cooling the air supplied to a building.

On the other hand, the total exergetic efficiency of the whole EAHE system is quite stable all along the analysis period. It varies between around 57.5% and 63.8% with an average of about 61%. By exergy destruction of different components, it was found that exergy is mostly destroyed in the fan while the lowest destruction was mainly in the filter. This resulted in lower exergetic efficiency in the fan than other components. Therefore, the fan should mainly be improved to lower the exergy destruction rate in the system and thus to increase the efficiency of the whole system.

Moreover, the exergy analysis showed that exergy is strongly related to the environment where the variations in temperature, humidity and pressure of air in the ambient environment strongly affect the values of heat and flow exergies and thus exergy destruction and exergetic efficiency. Therefore, the system performance is dependent on the weather in the location where it is being used and its profitability should be studied carefully in each location.

References

- [1] M. Afrand, A. Shahsavari, P. T. Sardari, K. Sopian et H. Salehipour, «Energy and exergy analysis of two novel hybrid solar photovoltaic geothermal energy systems incorporating a building integrated photovoltaic thermal system and an earth air heat exchanger system,» *Solar Energy*, vol. 188, p. 83–95, August 2019.
- [2] H. Esen, M. Inalli, M. Esen et K. Pihtili, «Energy and exergy analysis of a ground-coupled heat pump system with two horizontal ground heat exchangers,» *Build Environ*, vol. 42, p. 3606–3615, October 2007.
- [3] Hepbasli, «Low exergy modelling and performance analysis of greenhouses coupled to closed earth-to-air heat exchangers (EAHEs),» *Energy and Buildings*, vol. 64, p. 224–230, 2013.
- [4] R. Misra, S. Jakhar, K. K. Agrawal, S. Sharma, D. K. Jamuwa, M. S. Soni et G. D. Agrawal, «Field investigations to determine the thermal performance of earth air tunnel heat exchanger with dry and wet soil: Energy and exergetic analysis,» *Energy and Buildings*, vol. 171, p. 107–115, July 2018.
- [5] L. Ozgener et O. Ozgener, «An experimental study of the exergetic performance of an underground air tunnel system for greenhouse cooling,» *Renewable Energy*, vol. 35, p. 2804–2811, December 2010.
- [6] O. Ozgener et L. Ozgener, «Exergetic assessment of EAHEs for building heating in Turkey: A greenhouse case study,» *Energy Policy*, vol. 38, p. 5141–5150, September 2010.
- [7] Yildiz, O. Ozgener et L. Ozgener, «Exergetic performance assessment of solar photovoltaic cell (PV) assisted earth to air heat exchanger (EAHE) system for solar greenhouse cooling,» *Energy and Buildings*, vol. 43, p. 3154–3160, November 2011.
- [8] M. Cuny, J. Lin, M. Siroux et C. Fond, «Influence of an improved surrounding soil on the energy performance and the design length of earth-air heat exchanger,» *Applied Thermal Engineering*, vol. 162, p. 114320, November 2019.
- [9] M. Cuny, J. Lin, M. Siroux, V. Magnenet et C. Fond, «Influence of coating soil types on the energy of earth-air heat exchanger,» *Energy and Buildings*, vol. 158, p. 1000–1012, 2018.
- [10] M. Cuny, J. Lin, M. Siroux et C. Fond, «Influence of rainfall events on the energy performance of an earth-air heat exchanger embedded in a multilayered soil,» *Renewable Energy*, vol. 147, p. 2664–2675, March 2020.
- [11] Dincer et A. Z. Sahin, «A new model for thermodynamic analysis of a drying process,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, p. 645–652, February 2004.
- [12] S. Kallio et M. Siroux, «Energy Analysis and Exergy Optimization of Photovoltaic-Thermal Collector,» *Energies*, vol. 13, p. 5106, October 2020.

Experimental and numerical study of geothermal rainwater tanks for passive cooling of buildings

Lucas STRIEGEL^{1,2*}, Jean-Baptiste BOUVENOT^{1,2}, Edouard WALTHER¹ and Hossein NOWAMOOZ^{1,2}

¹National Institute of Applied Sciences (INSA); Département Génie Climatique et Energétique
24 Boulevard de la Victoire – 67000 Strasbourg

²The Engineering science, computer science and imaging laboratory (ICube Laboratory)
300 Boulevard Sébastien Brant - CS 10413 - F-67412 Illkirch Cedex -

*(auteur correspondant : lucas.striegel@insa-strasbourg.fr)

Abstract - This communication presents the study of a new hybrid system composed of a buried rainwater tank thermally activated through a water-to-water heat exchanger. This low-tech solution, not well studied in the literature, performs the passive cooling of buildings and reduces domestic water network consumption (for non-potable uses). Firstly, experimental results retrieved from two at-scale prototypes are presented. Then, numerical studies will be discussed.

Résumé – Cet article vise à présenter un nouveau système hybride composé d'un récupérateur d'eau de pluie enterré dans lequel un échangeur de chaleur eau-eau est ajouté pour permettre une récupération de froid ou de chaleur. Cette solution simple, low-tech, encore peu étudiée dans sa globalité, permet d'assurer un rafraîchissement passif des bâtiments ainsi qu'une réduction de la consommation d'eau du réseau pour les usages domestiques non potables. Tout d'abord, des résultats expérimentaux issus de deux prototypes à l'échelle seront présentés pour ensuite aborder les résultats obtenus via des premiers modèles numériques.

Nomenclature

c_p	heat capacity, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>evap</i>	evaporation
D	diameter, m	<i>gard</i>	garden
h_c	convection coefficient, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>gr</i>	ground
HX	heat exchanger	HX,a	air to water heat exchanger
\dot{Q}	heat flux, W	HX,w	water to water heat exchanger
q_m	mass flow, $kg.s^{-1}$	HX,i	heat exchanger inlet
q_v	volume-flow, $m^3.h^{-1}$	HX,o	heat exchanger outlet
RMSE	Root Mean Square Error	<i>in</i>	to tank inside air
T	temperature, K	<i>loss,a</i>	wall in contact with the air
z	altitude, m	<i>loss,w</i>	wall in contact with the water
<i>Greek symbols</i>		<i>of</i>	overflow
λ	thermal conductivity, $W.m^{-1}.K^{-1}$	<i>out</i>	to outside
ρ	density, $kg.m^{-3}$	<i>toil</i>	toilet
<i>Subscripts and exponents</i>		<i>rad</i>	radiative
<i>a</i>	air	<i>vent</i>	ventilation
<i>cv</i>	convection	<i>w</i>	water
<i>dcw</i>	district cold water		

1. Introduction

With climate change, summer comfort and CO₂-emission reduction are two increasingly relevant topics. In this project, we are trying to develop a low-tech system using a rainwater tank allowing for the cooling of the supply air of indoor spaces without using refrigerants or with a reduced energy expense.

The literature review shows a lack of detailed studies of such systems. The exploitation of experimental data was treated by Kaltz [1] and the study by simulation was done by Upshaw [2] or Sodah [3], while Gan [4], considered the tank as a heat source for a heat pump (active system), which is different from our approach. To the best of our knowledge, the modelling of variable free-surface water storage and the related mass and heat transfers involved appears to be poorly documented.

To set up the model, the physical equations from both usual domestic water tanks and atmospheric reservoirs were combined, taking into account heat transfers between air and water. We hence aim here at establishing and validating an equation-based physical model, using the data of two full-scale prototypes in operation since July 2021.

The final goal of this project is to couple the model with a state-of-the-art building energy simulation tool in order to estimate the relevance of the system regarding summer comfort.

This work is organised as follows: first the principle of the system is explained, then the experimental setup and results are described and eventually a first version of numerical model and simulation is presented.

2. Main concept of the Rainergies system

The basis of our solution consists in a new or existing buried rainwater tank, initially used for rainwater collection as non-potable domestic water and the relief of sewage networks. In France, the water resources management legislation locally enforces the water management at parcel level which could democratize the use of such rainwater tanks [5]. A helicoidal water-to-water heat exchanger is placed in the tank in order to take advantage of the heat storage capacity of water as a by-product. Thanks to an air-to-water heat exchanger connected to the ventilation supply duct, the tank delivers cooling energy to the building during summer [6].

In summary, the “Rainergies” system consist in following elements:

- A water tank for rain collection,
- A water/water coil heat exchanger immersed in the rainwater tank,
- A water/air heat exchanger placed after the supply air duct and connected to the immersed coil.

The main feature of this system is to provide cooling to the supply air, using the heat storage capacity of rainwater and of its surrounding ground, without using a refrigerant cooling system. As a by-product, the device can be used for the pre-heating of supply air in winter, as it benefits from the thermal inertia of the ground.

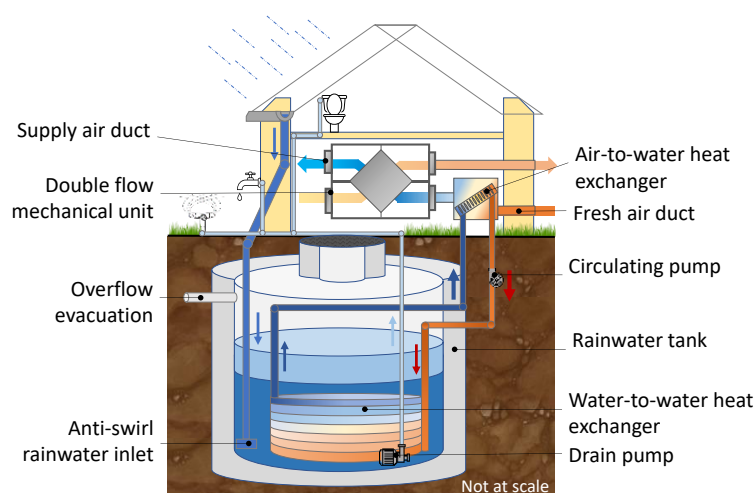


Figure 1 : Schematic diagram of the Rainergies principle

3. Experimental Study

3.1. Experimental set-up

Three Rainergies prototypes are installed in different locations in Alsace, France, in a semi-continental climate [7]. For the sake of conciseness, this article focuses on one prototype, located in Haguenau.

It consists of a 11 m³ tank made of precast concrete with a coppered hundred-meter-long coiled heat exchanger. The surrounding ground is dry sand. A 1 kW cooling heat-exchanger, placed before the double flow mechanical unit, allows the heat transfer from the water loop to the supply air ventilation of a 150 m² family house which dates from the 1930's but has been retrofitted lately to match current standards of the French building energy code.

Another prototype, also installed in a residential house, is very similar. The third system is located under a small office building with a larger tank of 25 m³ and two immersed coils.

These prototypes will be the topic of a future communication, allowing to compare results with different setups (e.g. the position of the coil in the double flow mechanical ventilation) and ground properties (sandstone and groundwater flow).

3.2. Measurements

Presently, the Haguenau prototype is monitored with more than 25 sensors connected to dataloggers, with a minimum timestep of 10 min. The devices were installed in the summer 2021 and consolidated data is available since early 2022. The main measured data with their sensor references are:

- Water temperature stratification thanks to 5 fixed dataloggers (ref. HOBO MX2203) evenly distributed over the height of the tank (0 m, 0.5 m, 1 m, 1.5 m, 2 m).
- Water level through total pressure of the bottom of the tank (ref. HOBO U20L-04).
- Air temperature and humidity inside the tank (ref. HOBO U23-002A).
- Temperatures at the air-to-water heat exchanger limits (both air: ref. HOBO U23-002A and water: type K thermocouple).
- Meteorological data including rainfall, global solar radiation, air temperature and humidity (ref. Davis Vantage Pro 2).
- Temperature inside the buildings (at air vent and in the room: ref. HOBO UX100-01)

The temperatures measured in the system will serve as validation data, with meteorological data as input and/or boundary conditions.

3.3. Experimental Results

During summer operation, as observed on Figure 2, the system can decrease the supply temperature of the ventilation up to an encouraging 13°K, keeping indoor temperatures of the monitored houses under 27°C during the 2022 summer French heatwave. The cooling energy between the 14th of May to 1st of September reached 455 kWh (considering an average ventilation flow rate). The average cooling power is 365 W but peaks of 1 kW were observed. Measurements show little variation of the air-to-water heat exchanger efficiency between [0.64 ; 0.88] with an average of 0.82 ± 0.16 which is consistent with the design value.

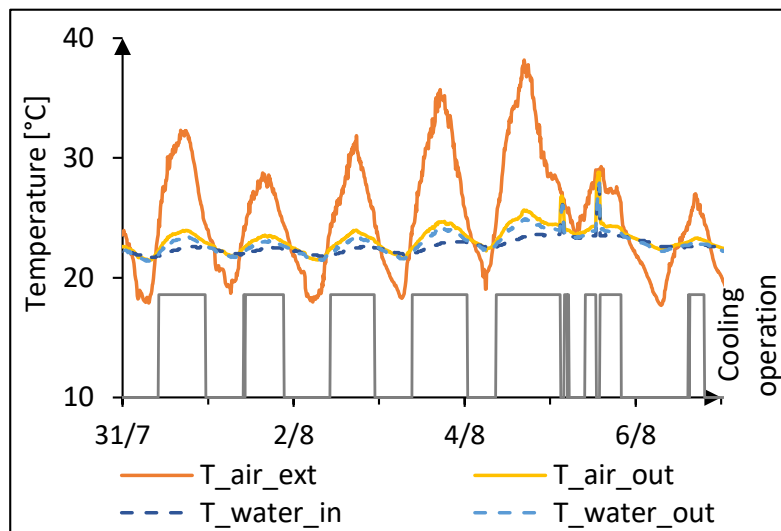


Figure 2 : Air and water temperature variations in the air-to-water HX, summer operation (2022 - Week 31 - Haguenau)

In winter, it is also possible to use the energy in the tank for preheating before it passes through the double flow ventilation. This preheating is necessary to protect the ventilation elements from freezing in case of negative outdoor temperatures. It is usually provided by an electrical heater. On the Haguenau prototype, this phenomenon was observed during 120 h over the winter period 2021-2022 (November 1st to March 15th), corresponding to ~39 kWh saved. The power supplied reaches 500W (average of 230W) and the air temperature was maintained above 0°C despite outdoor dry bulb temperatures of -6°C (see Figure).

Thus, the system also allows for energy savings in winter (though in moderate quantities). Noticeably, winter operation allows to cool down the reservoir and its surrounding ground, which is beneficial for summer operation, as it participates to a seasonal energy storage.

One of the difficulties of this project is to assess correctly the input parameters and their influence on the system behaviour. The experimental observation phase of the project can help to highlight and understand these events. For example, during rainfalls the water temperature inside the tank is influenced by the quantity of rain but also its temperature (see Figure – “ T_{Xm} ” meaning that the temperature sensor is at X m starting from the bottom of the tank) : during rainy events, for similar quantities the water temperature in the tank may drop significantly differently. As this phenomenon is not observed after each rainfall, the hypothesis can be made that the temperature of the rain arriving in the tank is in cause. This parameter is difficult to evaluate, however recording the temperature inside the tank rainwater filter will allow in the future to validate the rain temperature model chosen.

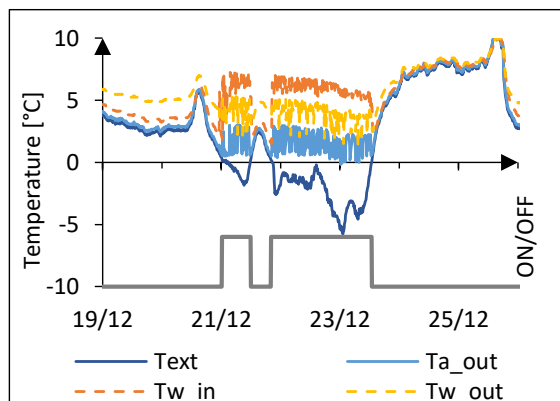


Figure 3: Air and temperature variations in the air-to-water HX, winter operation (2021 - Week 51 - Haguenau)

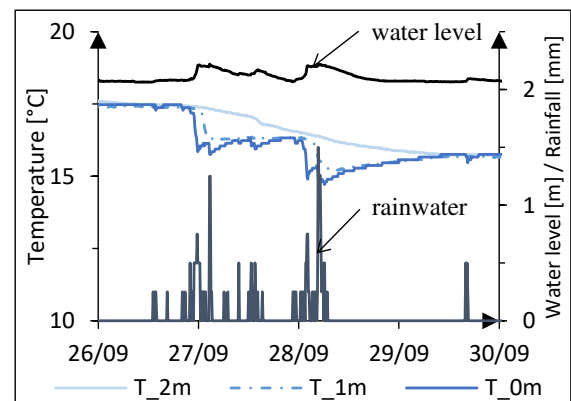


Figure 4: Water temperature and level in the rainwater tank during rainy event (2022 - Week 39 - Haguenau)

4. Numerical Modelling

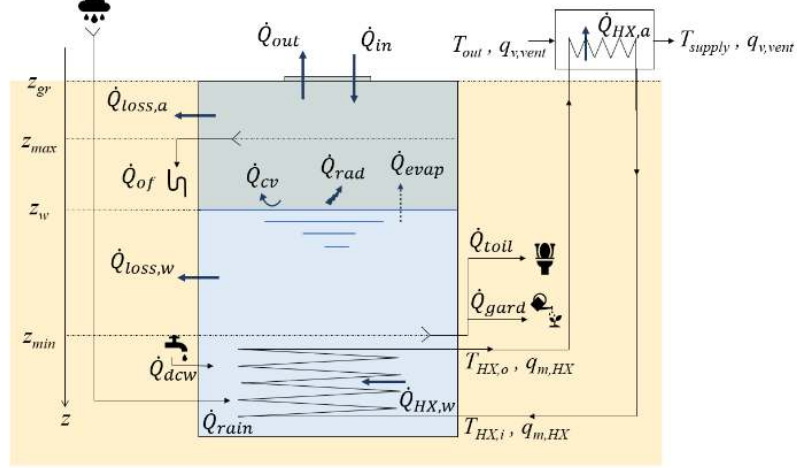


Figure 5: System thermal balance

4.1. Tank model

In first approach the tank is modelled with two temperature nodes, the ambient air temperature (T_a) and the water temperature (T_w) associated with their volume V_a and V_w , with the notations described in Figure 5, which also shows the heat fluxes involved in the system thermal balance (see Nomenclature).

$$\rho_w c_{p_w} \frac{dV_w T_w}{dt} = -\dot{Q}_{loss,w} - \dot{Q}_{cv} - \dot{Q}_{rad} - \dot{Q}_{evap} + \dot{Q}_{HX,w} + \dot{Q}_{rain} + \dot{Q}_{dcw} - \dot{Q}_{toil} - \dot{Q}_{gard} - \dot{Q}_{of} \quad (1)$$

$$\rho_a c_{p_a} \frac{dV_a T_a}{dt} = -\dot{Q}_{loss,a} + \dot{Q}_{cv} - \dot{Q}_{out} + \dot{Q}_{in} \quad (2)$$

The inlet and outlet temperatures of the coil are computed through both equations of the air-to-water and water-to-water heat exchanger. As mentioned in the experimental results section, the air-to-water heat exchanger efficiency does not vary much, hence it is assumed constant which is also consistent with the forced convection that takes place in the exchanger. For the first simulations, the same hypothesis has been made for the water-to-water heat exchanger efficiency. The supply air temperature is determined by heat flow equality at the air-to-water heat exchanger.

4.2. Ground model

The ground is assumed to be homogeneous with constant properties not depending on the soil moisture. As the heat transfer is symmetrical according to the z axis, the 2D heat transfer equation in cylindrical coordinates was used:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (3)$$

The numerical model for the heat equation is a discrete finite volume formulation of Equation (3). Depending on the volume location, thermal properties are adapted. A source term is added on the superficial node to consider the solar radiation. In this first model, the spatial discretisation is constant with 50 cm mesh, but it is intended that following developments integrate a variable space discretisation with local refinements around the tank. The variation of ground moisture content is not taken into account in this first modelling attempt.

4.3. Solving procedure

In order to solve simultaneously for the air, water and ground temperatures, the semi-implicit Crank-Nicolson numerical method was used as described by Walther [8]. It has the advantage of unconditional stability and is of second order in space and time.

5. Model validation

5.1. Simulation hypothesis

Input parameters, such as weather data or geometrical parameters, are extracted from measured prototype data. Glycol water mass flow and air ventilation flow are considered constant respectively at $0.14 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ according to the design value and $200 \text{ m}^3/\text{h}$ according to one-off measurement values. Convection coefficients were assessed for steady state and kept constant throughout the simulation.

The ground temperature was assumed constant at a depth of 10 meters below ground level. The outdoor weather data are used as boundary condition for ground surface (temperature, wind and solar flux retrieved from experimental data). The vertical boundaries are adiabatic (symmetry along the z-axis and vertical heat flux at sufficient distance from the tank).

5.2. Numerical Results

The prototype setup was simulated over the summer period (from the 14/05/22 to the 31/08/22), using the boundary conditions described in previous section.

The simulation results obtained are presented on Figure , depicting the simulated versus measured water tank temperature (above) and the supply air temperature (below). This first model exhibits a correct behaviour in terms of dynamics of the phenomenon, although the magnitude of variations can possibly be fine-tuned after the model's improvements/, *e.g.* if the uncertain parameters are fitted (convection coefficients, rain temperature...).

Considering the simplifications made, the numerical results are very encouraging: the dynamics of water and air temperatures are respected and the simulated water-to-water heat exchanger inlet and outlet temperatures and air supply temperature globally match the experimental data.

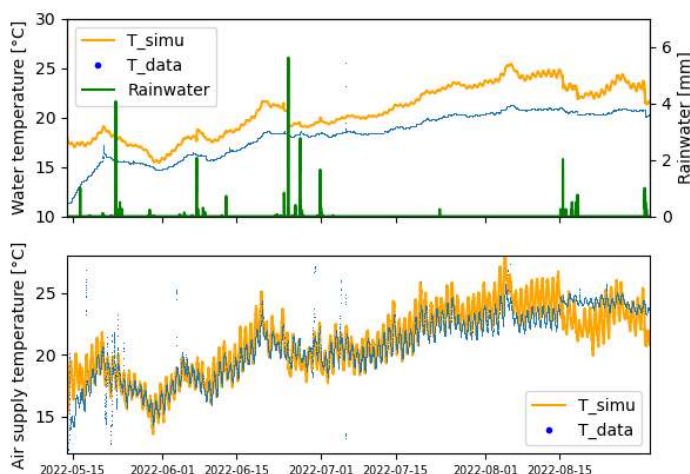


Figure 6: *Experimental and numerical data comparison during summer operation – focus on air supply and water tank temperatures*

	<i>RMSE</i> (°C)
Air tank temp.	1.62
Water tank temp.	2.66
Inlet HX temp.	1.09
Outlet HX temp.	1.19
Supply temp.	1.22

Table 1: *Root mean square error (RMSE)*

In terms of RMSE, the preliminary simulation results obtained are as follow: the highest error is made on the tank temperature prediction (2.77 K) and errors of the order of 1.09 to 1.62 K are made on other temperatures. In order to reduce the discrepancy between model and measurement, a sensitivity analysis of the model to its input parameters was undertaken.

5.3. Sensitivity analysis

In order to identify the influential parameters of the model, with the intention to obtain a better fit between model and measurements, a preliminary sensitivity analysis was conducted. We used Morris' [9] "one-at-a-time" sensitivity analysis method, which provides a ranking of parameters with an acceptable computational expense, given the involved simulation time (*id est* approximately 2 hours computation for 1 month simulated). The principle of Morris' method, nowadays widely used in the building simulation community, consists in computing the average elementary effect of the variation of one parameter at a time, usually for a dozen of repetitions. This was performed using the state-of-the-art SALib python library.

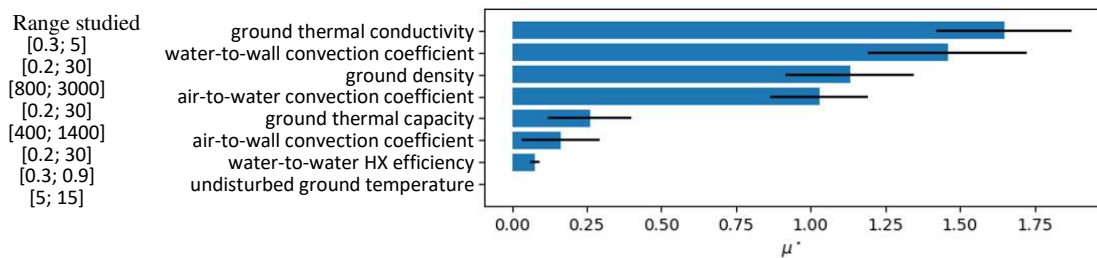


Figure 7: Elementary effects of Morris's sensitivity analysis on the water tank temperature

The investigation focusses on ground properties, thermal convection coefficients and the efficiency of the water-to-water heat exchanger. The results obtained on the water tank temperature are presented on Figure 7, where the thermal conductivity of ground, the reservoir wall convective transfer coefficient of water and the density of ground are the three first influent parameters.

The results show that following parameters are particularly influent on the outputs:

- All ground properties are significant on the water temperature output. Therefore, assessing those coefficients will be crucial for future work.
- The convection coefficient between wall and water, which calls into question the hypothesis of its non-variability.

As a sequel, a parametric fit optimisation on the most influent parameters will be undertaken in a future work, with the aim of obtaining a better prediction of the measured temperatures.

6. Discussion

On the experimental side, the primary results exhibit good results with outside air temperature reduction of more than 10 K and cooling power reaching 1 kW. Noticeably, this system does not aim at replacing air conditioning, but it can reduce its use, especially in high-performance buildings. During winter, the prototype can pre-heat the air to protect the installation from frosting, saving the use of an electrical heater.

It is foreseen to conduct data acquisition within shorter timestep to try to better understand short-timed event such as rainfall and its impact on the rainwater tank temperature.

Regarding numerical aspects, ensuing the sensitivity analysis, a parameter fitting procedure will be led in order to minimize the discrepancy between the model and measurements. Moreover, the models need improvement which have already been planned. The rainwater tank needs to integrate the water stratification along with an evaporation model and a better evaluation of air leakage within the tank which can strongly influence both air and water temperature. Thermal convection coefficients and water-to-water heat exchanger efficiency

need also a finer calculation, *e.g.* depending on the air or water temperature instead of constant values.

7. Conclusion & Perspectives

With the rise of drought frequency, the applications of rainwater collection may widen, for example with the use of rainwater for domestic applications. This raises several new questions about the quality of the water stored in the tank. The water temperature increase may lead to microbiologic development. This problem is not very common and deserves some investigation. Microbiologic development can also be involved in the development of a biofilm leading to the heat exchanger fouling. At that time, neither visual observation nor performance degradation allow us to pronounce on that issue, which will remain under surveillance.

The applicability of such systems in real configurations, the performance prediction and the determination of design guidelines is obviously one of the objectives of the research conducted here, be it for commercial buildings or housing applications.

Coupling the model with a building energy simulation tool will allow in future works to optimize the controls and test the solution in different conditions (climate, ...). It is also planned to explore the use of an adiabatic exchanger that can provide extra cooling power by water evaporation.

References

- [1] D. E. Kalz, J. Wienold, M. Fischer, et D. Cali, « Novel heating and cooling concept employing rainwater cisterns and thermo-active building systems for a residential building », *Applied Energy*, vol. 87, n° 2, p. 650-660, févr. 2010.
- [2] C. R. Upshaw, J. D. Rhodes, et M. E. Webber, « Modeling electric load and water consumption impacts from an integrated thermal energy and rainwater storage system for residential buildings in Texas », *Applied Energy*, vol. 186, p. 492-508, janv. 2017.
- [3] M. S. Sodha, R. L. Sawhney, et D. Buddhi, « Use of evaporatively cooled underground water storage for convective cooling of buildings: An analytical study », *Energy Conversion and Management*, vol. 35, n° 8, p. 683-688, août 1994.
- [4] G. Gan, S. B. Riffat, et C. S. A. Chong, « A novel rainwater-ground source heat pump – Measurement and simulation », *Applied Thermal Engineering*, vol. 27, n° 2-3, p. 430-441, févr. 2007.
- [5] Communauté d'Agglomération de Haguenau, « Plan Local d'Urbanisme - Annexe III : Annexes Sanitaires : Assainissement », Haguenau, France, 2017.
- [6] J.-B. Bouvenot, « Performance simulation of a hybrid geothermal rain water tank coupled to a building mechanical ventilation system », présenté à Building Simulation 2021, Bruges, Belgium, Bruges, Belgium, sept. 2021.
- [7] M.-O. SIU, « Rainergy : Conception de prototypes de récupérateurs d'eau de pluie géothermiques », INSA Strasbourg, Strasbourg, Projet de fin d'études, 2021.
- [8] E. Walther, *Building Physics - Applications in Python*. Paris: DIY Spring, 2021.
- [9] M. D. Morris, « Factorial Sampling Plans for Preliminary Computational Experiments », *Technometrics*, vol. 33, n° 2, p. 161-174, mai 1991.

Acknowledgements

The authors would like to thank the ADEME (Agence de la transition écologique) and the Région Grand Est for the financial support. Many thanks to the Gasnier and Schneider families for their availability and letting us tinker their Rainergies systems.

Mesures du champ de température par fibres optiques au sein d'un local expérimental industriel dédié à l'étude des phénomènes thermo-aérauliques

Rafik MOULOUEL^{1,2,3*}, Maxime HOUVIN¹, Pascal BOREL¹, Marc ABADIE^{2,3}, Patrick SALAGNAC^{2,3}

¹EDF R&D-PRISME

6, quai Watier – 78400 Chatou

²LaSIE (UMR CNRS 7356) – La Rochelle Université

³Laboratoire Commun 4evLab, CNRS - EDF R&D - LaSIE

* (auteur correspondant : rafik.moulouel@edf.fr)

Résumé - Cet article propose une description de l'instrumentation par fibres optiques d'un moyen d'essai d'EDF R&D dédié à l'étude des phénomènes thermo-aérauliques au sein de locaux abritant des matériels électriques thermosensibles. Cette mesure répartie sur la longueur d'une fibre optique se base sur la rétrodiffusion par effet Raman et permet, après traitement et recalage spatial des données, de cartographier les champs tridimensionnels des températures dans les murs de ce local expérimental. Cette mesure permet également le suivi temporel de l'évolution des champs de température dans les murs de ce moyen d'essai « Local Témoin CNPE ».

Nomenclature

l	distance, m	<i>Symboles grecs</i>	
k	vecteur d'onde, m^{-1}	α	atténuation, $dB.km^{-1}$
P	puissance, W	<i>Indices et exposants</i>	
t	temps, s	as	anti-Stockes
T	température, K	s	Stockes

1. Introduction

Afin de disposer de données de référence sur les phénomènes thermo-aérauliques dans les locaux abritant des matériels électriques thermosensibles, un local expérimental représentatif de locaux électriques ou de contrôle-commande de centrales nucléaires, a été défini dans le projet de laboratoire de ventilation ZEPHYR d'EDF-R&D. Ce local à l'échelle 1, fortement instrumenté, notamment pour la mesure des températures dans les murs et dans l'air, permet de réaliser des expériences dans des conditions maîtrisées afin de valider des modèles numériques.

La cartographie d'un champ de température peut être réalisée à l'aide d'une matrice de sondes ponctuelles, comme des thermocouples [1], difficiles à mettre œuvre, ou à l'aide de la thermographie infrarouge, permettant la cartographie des températures de surface, mais présente une incertitude non maîtrisée et n'est pas adaptée à des fins métrologiques [2]. Les capteurs à fibres optiques (CFO), permettent également la mesure de température dans des structures noyées. Cette mesure est répandue, notamment à EDF, afin de surveiller et d'ausculter ses infrastructures et bénéficie d'un retour d'expérience positif.

La mesure de température dans les murs en béton de ce local repose principalement sur des fibres optiques exploitant l'effet Raman. Cette technologie est simple d'utilisation, robuste et facile à mettre en œuvre. Cette mesure répartie permet de disposer de plusieurs points de mesure sur la même fibre avec une bonne incertitude.

Dans cet article, le moyen d'essai « Local Témoin CNPE » est présenté et une description de la chaîne de mesure est proposée. Ensuite, les schémas des fibres optiques dans les murs ainsi que la méthode de recalage géométrique des données sont détaillés. Enfin, différentes visualisations des données sont présentées afin d'illustrer leur exploitation.

2. Description du moyen d'essai

Le moyen d'essai « Local Témoin CNPE » est constitué d'un local d'essai avec des murs en béton de dimensions externes $12,07 \times 3,95 \times 2,86$ m (Figure 1). L'épaisseur des murs est de 20 cm. Le sol de ce local repose sur un faux plancher isolé. Ce local dispose d'une ventilation mécanique. Il intègre une bouche de soufflage et une bouche de reprise d'air.

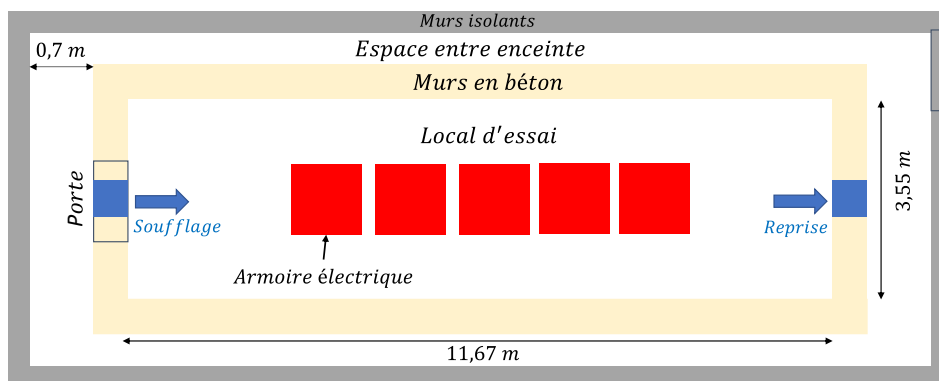


Figure 1 : Schéma du Local Témoin CNPE (vue de dessus).

Afin de maîtriser les conditions de température aux limites des parois externes du local, une enceinte complémentaire isolée est mise en place. L'espace entre les deux enceintes est conditionné par convection forcée autour de 19°C via des gaines souples microperforées.

Le local est équipé d'armoires, fermées et ventilées naturellement, dissipant de la chaleur à l'aide de plusieurs résistances électriques, réparties selon la hauteur de l'armoire, afin d'obtenir une puissance surfacique représentative des cas d'usage des locaux électriques et de contrôle-commande d'un site nucléaire (puissance variable, comprise entre 0,3 kW et 1 kW par armoire). L'apport thermique maximal prévu pour l'armoire du local est de 1 kW, cette puissance peut être régulée de 0 à 100 %.

3. Description de la chaîne de mesure

3.1. Principe de fonctionnement

Cette mesure repose sur le principe de l'OTDR (Optical Time-Domain Reflectometer) : quand la lumière se propage dans une fibre optique, une partie du faisceau incident, de longueur d'onde λ_0 , est rétrodiffusée par les défauts situés à l'intérieur de la fibre. Cette lumière rétrodiffusée est impactée de manière spectrale par trois phénomènes de rétrodiffusion de la silice (Rayleigh, Raman et Brillouin). La diffusion Raman est une diffusion inélastique, sensible uniquement à la température.

Les interrogateurs à effet Raman envoient une impulsion laser monochromatique (1064 nm ou 1550 nm) et mesurent la puissance rétrodiffusée au sein de la fibre à deux fréquences appelées pics Stokes et anti-Stokes. L'instant de retour de l'impulsion permet de calculer l'abscisse de la zone mesurée. A tout instant t et en tout point d'abscisse l , le rapport entre l'énergie de ces deux pics est lié à la température de la fibre par la formule suivante [5] :

$$T(t, l) = T_{offset} + \frac{\gamma}{\ln\left(\frac{P_s(t, l)}{P_{as}(t, l)}\right) + C(t) - l \Delta\alpha} \quad (1)$$

Avec P_s et P_{as} les puissances optiques Stokes et anti-Stokes mesurées par les photodiodes de l'interrogateur, T_{offset} le coefficient de l'appareil pour corriger un biais constant, $\Delta\alpha$ est le coefficient d'atténuation différentielle ($\alpha_{as} - \alpha_s$) entre les signaux Stokes et anti-Stokes. γ et $C(t)$ sont des paramètres intrinsèques de l'instrument.

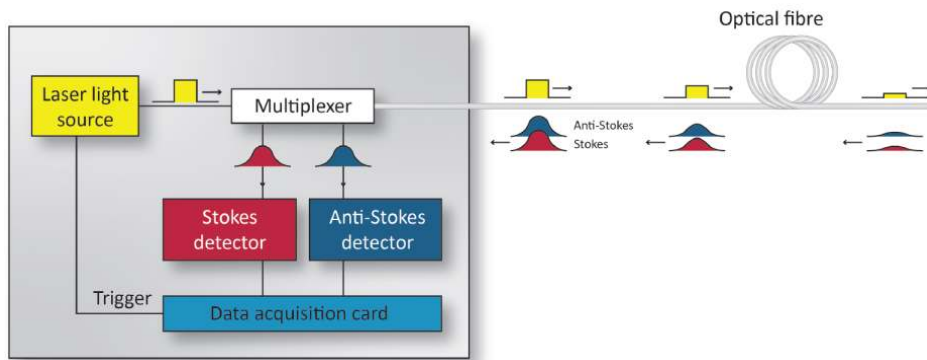


Figure 2 : Diagramme des principaux composants d'un interrogateur Raman [5].

L'interrogateur utilisé (Silixa Ultima-S) peut gérer 8 voies de mesure en série et dispose d'une portée pouvant aller jusqu'à 5 km. Il a une résolution spatiale d'environ 30 cm, un pas d'échantillonnage de 12,6 cm avec une bonne incertitude de répétabilité de $0,1^\circ\text{C}$ pour un temps d'intégration de l'ordre de la minute [5]. Il fournit des signaux de température en fonction de la longueur de la fibre interrogée, $T = f(l)$, avec un pas spatial de 12,6 cm. Pour localiser les points de mesure dans le volume instrumenté, un recalage géométrique de ces données dans l'espace réel, $T = f(x, y, z)$, est nécessaire afin d'en réaliser l'exploitation.

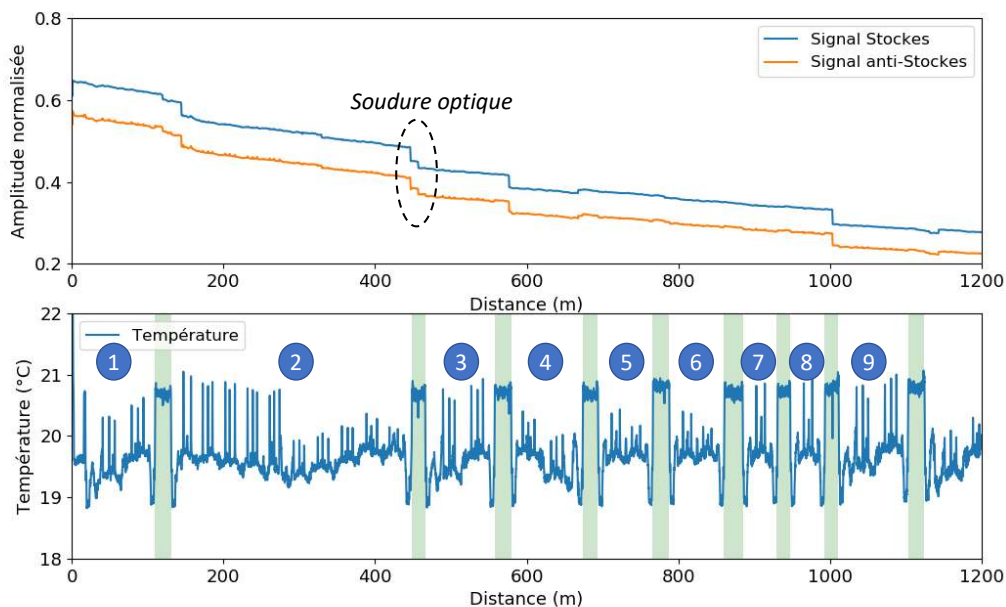


Figure 3 : Signaux bruts mesurés par l'interrogateur (haut) et signal de température calculé (bas).

A l'aide de sondes résistives de platine (Pt100), les deux paramètres de l'interrogateur (T_{offset} et $\Delta\alpha$) ont été correctement réglés, comme décrit dans [5] en plaçant des tronçons de fibres dans une enceinte thermostatée contenant une Pt100 de référence (correspondant aux

zones colorées en vert sur la Figure 3). Les chutes brusques en amplitude observées sur les signaux mesurés correspondent à des soudures optiques, qui introduisent des atténuations sur les signaux bruts, mais n'ont aucun impact sur le signal de température calculé.

3.2. Instrumentation des murs par fibres optiques

Afin de suivre le profil des températures dans les murs à différentes hauteurs, une longueur d'environ 1200 m de fibres optiques équivalant à 8000 points de mesure d'intérêt, est instrumentée dans les murs de ce moyen d'essai. Ces fibres sont soudées en série afin d'obtenir une seule ligne optique (cf. Figure 3). Cinq fibres optiques sont installées selon l'épaisseur à plusieurs hauteurs de chaque mur (cf. Figure 4) : une fibre centrale (1), deux intermédiaires dédoublées (3 & 4) et deux fibres en parois des murs (2). Les fibres centrales et intermédiaires sont tendues et accrochées sous les barres de fer avant le coulage du béton. Les fibres en parois ont été fixées à l'intérieur de saignées, rebouchées ensuite d'un enduit. Les fibres installées sous le ferrailage du plafond, correspondant aux fibres 5, 6 et 7 de la Figure 3, ont été posées après coulage du béton des murs verticaux du local.

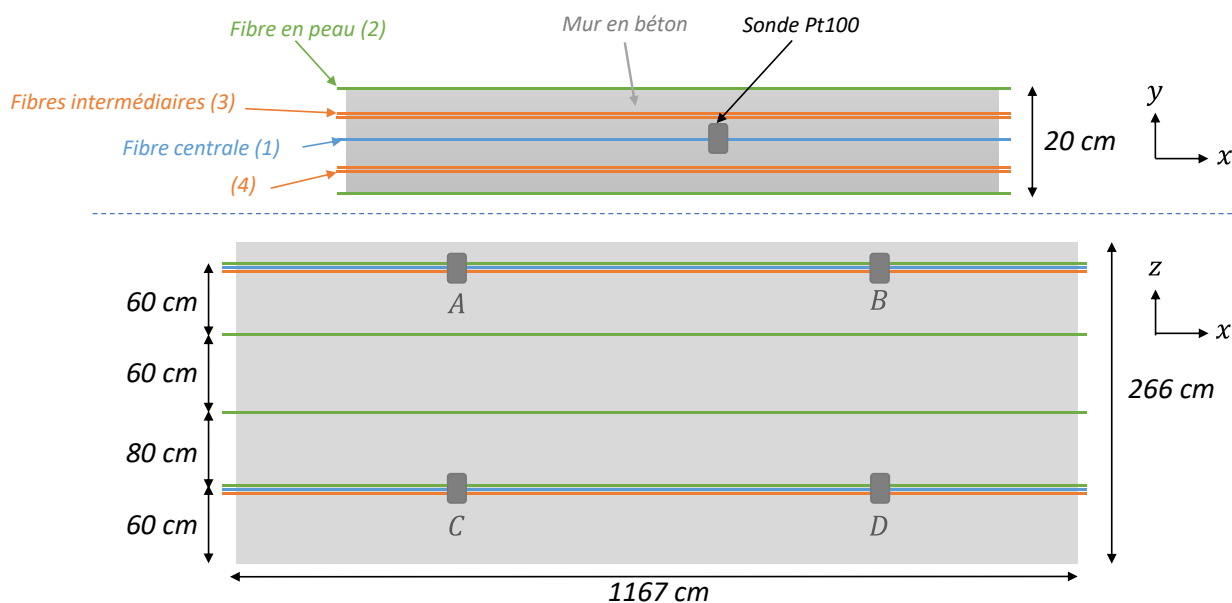


Figure 4 : Schémas des fibres optiques dans les murs.

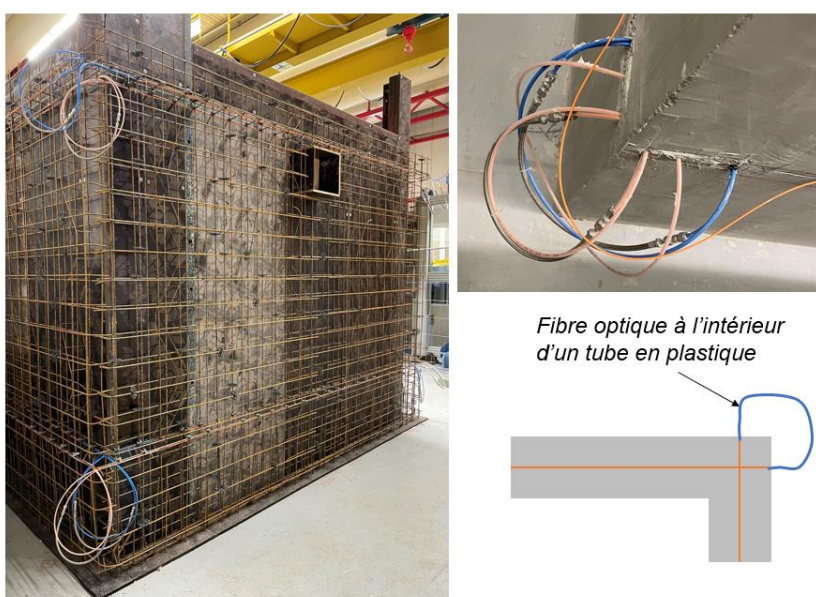


Figure 5 : Photographies et illustration des fibres optiques à leurs sorties des murs en béton.

Le repérage spatial des fibres s'effectue en stimulant thermiquement des parties de fibres qui sortent à chaque angle des murs comme illustré sur la Figure 5 (à l'aide d'un point froid). Ces parties de fibres hors du béton sont protégées dans des tubes circulaires en plastique ou en métal afin de prévenir toute cassure de la fibre à sa sortie du béton.

4. Méthodologie de mesure

Comme indiqué dans le paragraphe §3.1, l'interrogateur fournit des données de température en fonction de la position de la fibre. Afin de pouvoir exploiter ces données, un recalage spatial est nécessaire. Cela consiste à traduire les données brutes de l'interrogateur $T = f(l)$ en points spatiaux $T = f(x, y, z)$. Afin de connaître la position spatiale de la mesure de température, il faut déterminer la relation entre la position le long de la fibre et l'endroit dans l'espace réel. La technique utilisée pour déterminer cette relation est de coupler un relevé topographique à un repérage de points clés. Ce repérage est réalisé en créant des points froids à des positions spécifiques. Il a été décidé de repérer chaque début et fin des segments de fibre installée dans les murs du local témoin, comme illustré sur la Figure 6.

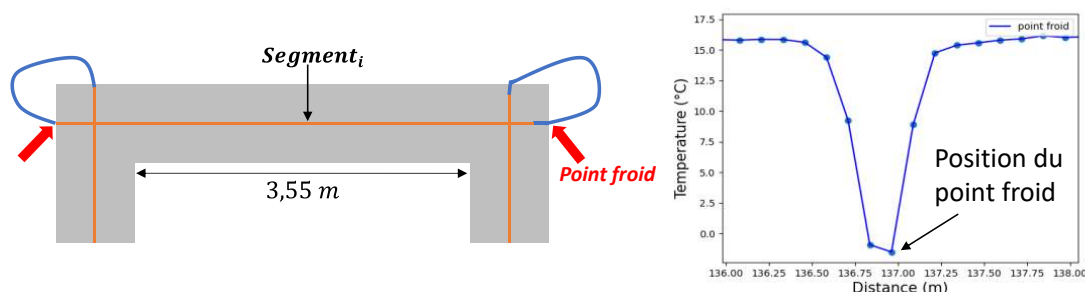


Figure 6 : Illustration du repérage des segments de fibres optiques par points froids.

Tous les segments correspondant à des lignes droites de fibres optiques dans le local témoin sont identifiés à l'aide de points froids. Ces relevés sont enregistrés et associés à un maillage de points (x, y, z) correspondant aux points de mesure par fibres optiques, comme illustré sur la Figure 7. L'affichage se fait via le logiciel ParaView.

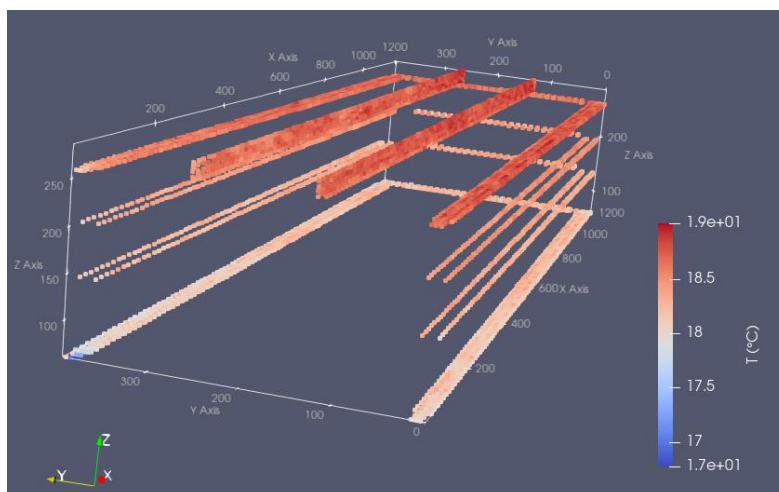


Figure 7 : Points de mesure de température associés au maillage.

Le recalage spatial montré dans la Figure 7 est fortement dépendant du repérage par points froids. Comme illustré sur la Figure 6, lorsqu'un point froid est localement généré sur la fibre sur quelques centimètres, un étalement du pic est observé sur une distance d'environ 75 cm, dû à la résolution spatiale de cette mesure. Le minimum de ce pic est alors considéré comme la position du point froid, ce qui peut être source d'incertitude sur le recalage géométrique

Afin de vérifier ce recalage géométrique, des points chauds maîtrisés à des positions connues sont générés à l'aide d'un câble chauffant (à environ 50°C) collé verticalement sur la paroi interne d'un mur (illustration sur la Figure 8). Sous l'hypothèse d'une diffusion isotrope de la chaleur au travers du mur, les maximas en température de toutes les fibres doivent se situer en face de ce cordon chauffant. Or, des décalages significatifs (jusqu'à 1 m), observables sur la Figure 8, apparaissent. Ils sont dus à un recalage trop grossier, lié à une sensibilité insuffisante de la méthode de repérage par point froid.

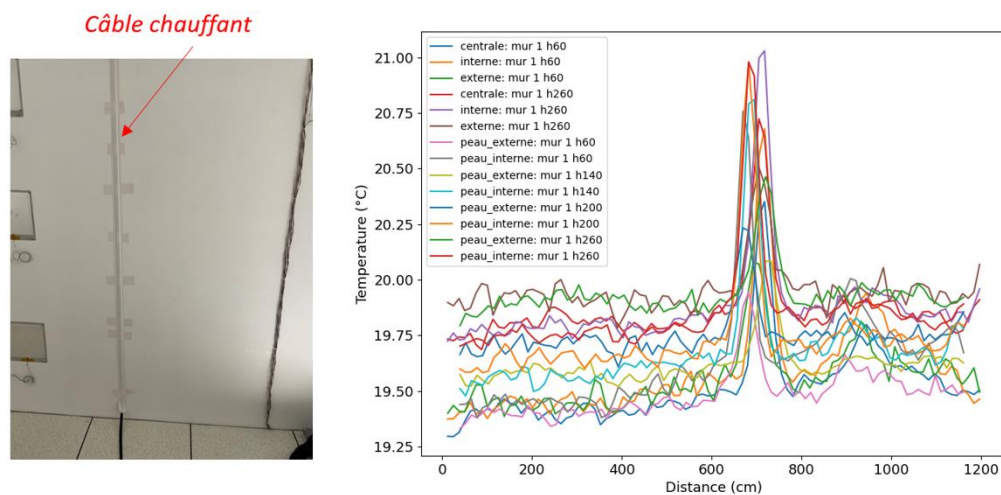


Figure 8 : Photographie d'un câble chauffant collé sur le mur 1 et affichage des signaux de température $T = f(l)$ correspondant à toutes les fibres présentes dans ce mur.

Pour améliorer et affiner ce recalage, un suréchantillonnage spatial d'un facteur 4 par méthode « Zero Padding FFT » est réalisé (Figure 9). Les positions des maximas de tous les signaux $T = f(l)$ sont ajustés sur le même $x_{réel}$, correspondant à la position du câble chauffant au sein du local témoin. Le suréchantillonnage spatial permet une meilleure définition des maximas avec une meilleure résolution de l'ordre de 3 cm. Les positions des maximas pour tous les segments d'un même mur sont ajustées, ces décalages sont enregistrés et appliqués pour les futures acquisitions.

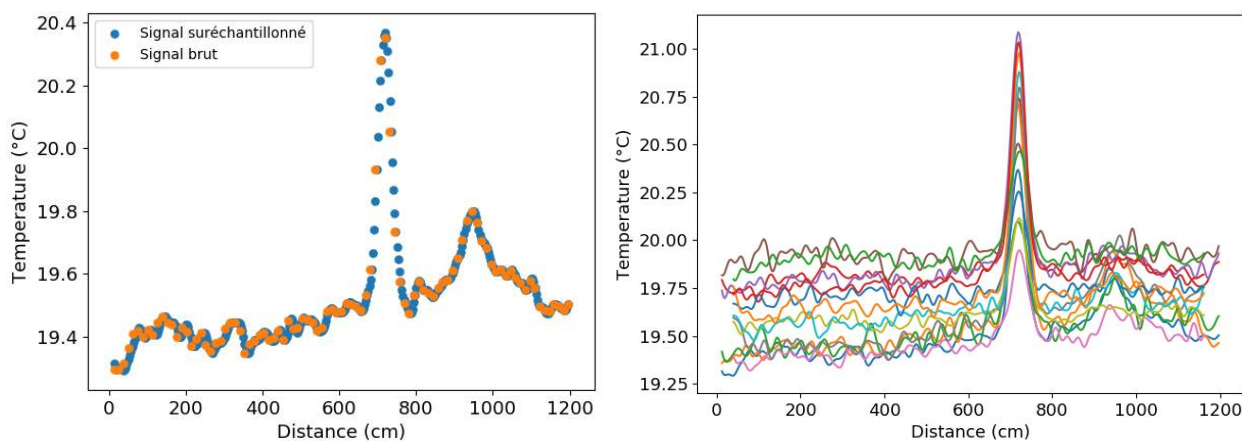


Figure 9 : Illustration d'un signal suréchantillonné (à gauche) et des signaux de températures redécalés et ajustés sur le même maxima correspondant à la position du câble chauffant (à droite).

Afin de permettre une meilleure représentation des données, des interpolations linéaires tridimensionnelles sont réalisées à l'aide des « triangulations de Delaunay ». La Figure 10 montre les températures de surface reconstruites par interpolation des points de mesure. Sur cette cartographie, la ligne chaude verticale correspondant au câble chauffant a été parfaitement reconstruite. Le profil de température selon l'épaisseur du mur montre également une diffusion

de la température plus rapide en partie haute du mur qu'en partie basse, ceci est physiquement cohérent, le sol en béton étant plus froid. Les résultats de cette interpolation paraissent pertinents.

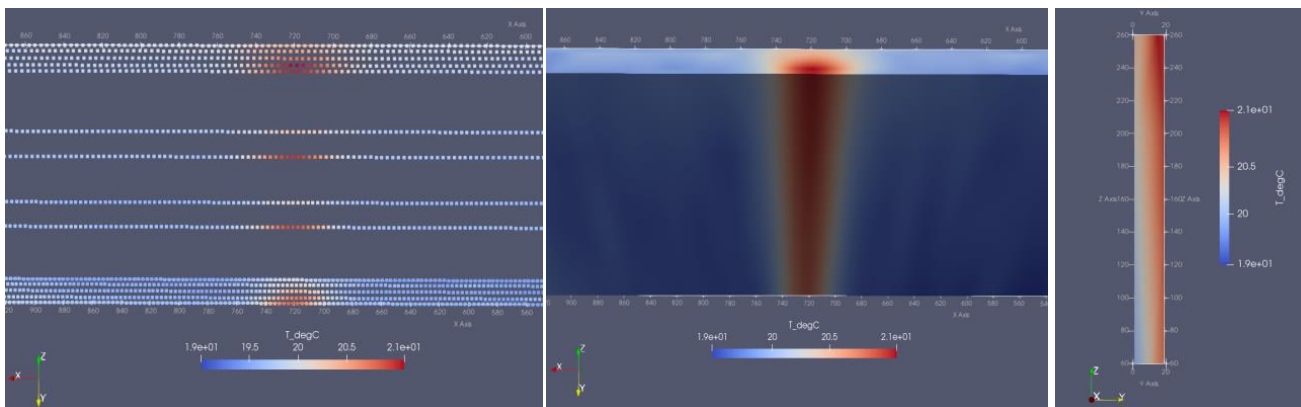


Figure 10 : Visualisation des points de mesure (à gauche), de l'interpolation des températures de surface (au centre) et d'une coupe verticale au niveau du centre de la ligne chaude (à droite).

Des comparaisons entre les mesures par fibres optiques (FO) et des sondes Pt100 autoétalonnables (sondes intégrant deux matériaux dont les températures de changement de phase sont connues, d'incertitude inférieure à 0,2 °C) noyées dans les voiles en béton du local ont également été effectuées afin de valider les mesures et de surveiller d'éventuelles dérives des mesures par fibres optiques. La Figure 11 montre une cohérence des deux types de mesures sur l'intervalle considéré (2 jours). L'écart maximal en température est inférieur à 0,1 °C. Ceci constitue une validation de la mesure de température par fibres optiques dans les murs en béton du local.

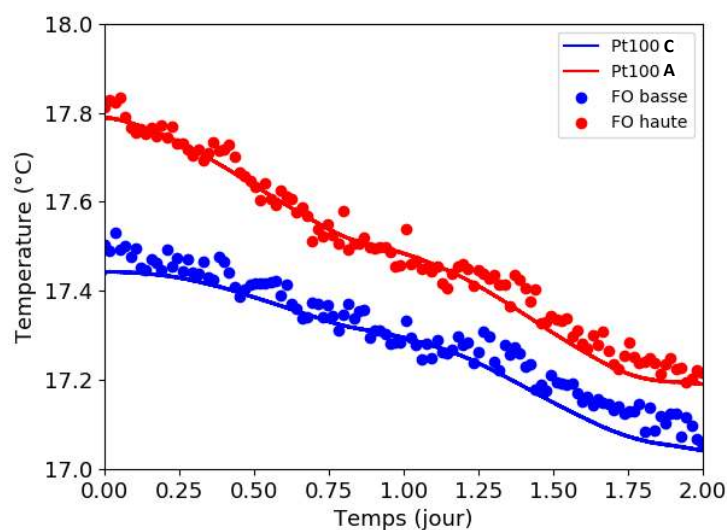


Figure 11 : Comparaison de mesures ponctuelles par fibres optiques et Pt100 dans les voiles.

5. Evolution temporelle des champs de température

Une source de chaleur de 3 kW (Figure 12) a été positionnée à environ 80 cm d'un mur à l'intérieur du local témoin. L'évolution des températures de surface ainsi que du profil de température selon l'épaisseur est présentée. Les résultats sont cohérents : la température est plus importante en surface et se diffuse avec le temps à l'intérieur du béton.

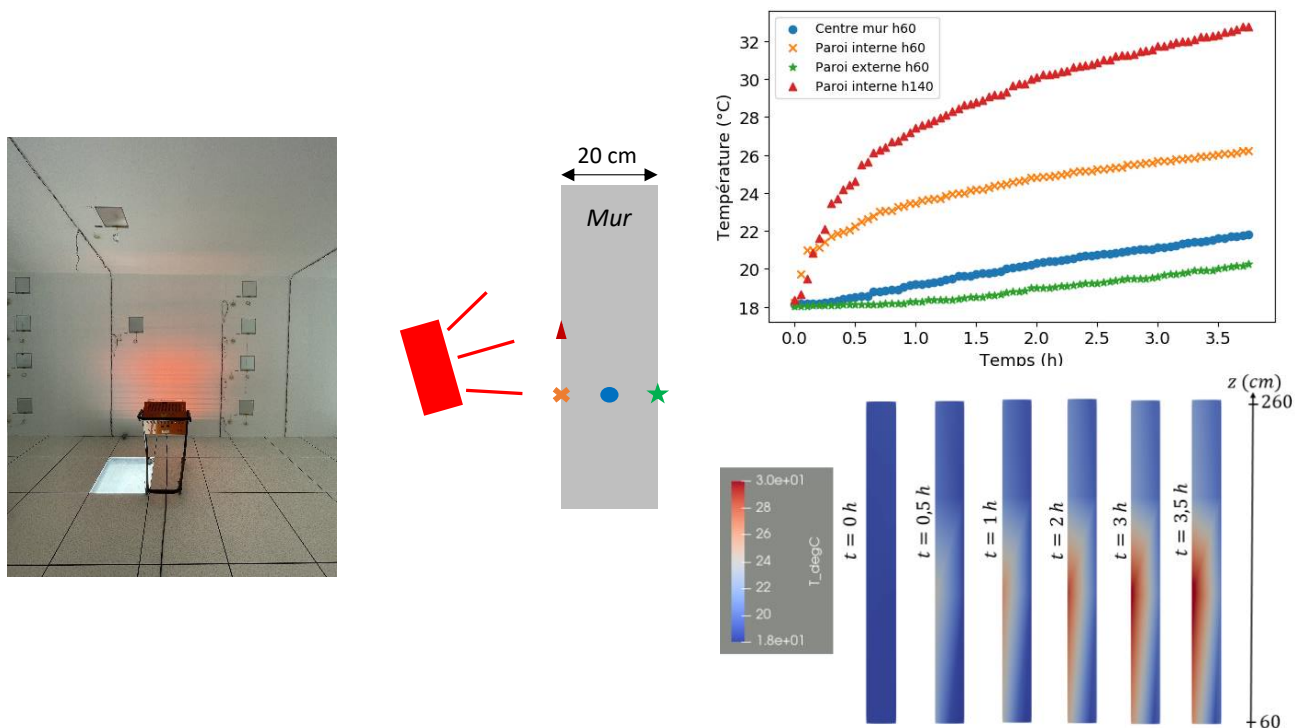


Figure 12 : Photographie d'une source radiante de 3 kW (à gauche) et évolution des températures de points dans les murs se situant sur le même axe en face de la source (en haut à droite) et coupe dans le mur montrant les températures interpolées selon l'épaisseur du mur.

6. Conclusions

L'instrumentation des murs du moyen d'essai « Local Témoin CNPE » par fibres optiques permet de cartographier les champs de température des murs et du plafond, et de mesurer les profils de température selon l'épaisseur et la hauteur pour chaque mur du local. Cette mesure, validée à l'aide de sondes Pt100, permet également un suivi temporel de l'évolution des températures avec une fréquence de l'ordre de la minute. L'objectif de ces mesures est de disposer de données de références à l'échelle 1 afin de caractériser des phénomènes thermo-aérodynamiques et d'augmenter la robustesse des codes de calcul (0D et 3D).

En complément de ces travaux, des mesures de températures de l'air dans ce local expérimental seront réalisées et confrontées aux résultats de simulations numériques.

Références

- [1] J. Blaise, Influence de la géométrie d'une source thermique sur le développement du panache, Mémoire de thèse, Université de Nancy (2008).
- [2] Gade, R., & Moeslund, T. B, Thermal Cameras and Applications: A Survey, Machine Vision & Applications, 25(1), 245-262 (2014).
- [3] P. Lecomte, Mesure haute température en environnement irradié par fibre optique utilisant l'effet Raman, Mémoire de thèse, Université de Perpignan (2017).
- [4] G. Failleau, O. Beaumont, R. Razouk, S. Delepine-Lesoille, M. Landolt, B. Courthial, J. Hénault, F. Martinot, J. Bertrand, B. Hay, A metrological comparison of Raman-distributed temperature sensors, Measurement 116 18–24 (2018).
- [5] Silixa, Principles of Distributed Temperature Sensing, <https://silixa.com>, (2022).

Évaluation de la viabilité d'une unité résidentielle semi-enterrée à ossature bois

Odile CESARI¹, Geoffrey PROMIS², Daniel R. ROUSSE^{1*}

¹Groupe de recherche en technologies de l'énergie et en efficacité énergétique (t3e),
École de technologie supérieure, 1100, rue Notre-Dame Ouest, Montréal, Canada H3C 1K3

²IUT d'Amiens - Laboratoire des technologies innovantes, Université de Picardie Jules-Verne,
Avenue des Facultés - Le Bailly - 80025 Amiens

*(auteur correspondant : daniel.rousse@etsmtl.ca)

Résumé - Cet article étudie, à l'aide du logiciel allemand WUFI® Plus, la viabilité d'un concept de maison à ossature bois enterrée, et conclut que lorsque deux conditions sont réunies (paroi remarquablement étanche à la vapeur d'eau et mise en œuvre irréprochable), l'idée semble viable. La suite de l'étude cherche à confirmer la pertinence de la construction bois enterrée face à d'autres concepts et conclut que celle-ci n'est pas la plus avantageuse et apparaît comme plus risquée que les trois autres options, bien qu'ayant tout de même des performances thermiques et hydriques satisfaisantes.

Nomenclature

R_{th} résistance thermique, m²K/W

S_d résistance à la transmission de vapeur d'eau, m

T température, K

z profondeur, m

Symboles grecs

α diffusivité thermique, m².jr⁻¹

λ conductivité thermique, W/mK

μ facteur de résistance à la diffusion de vapeur d'eau

1. Introduction

En 2021, le secteur du résidentiel représentait 31% de la consommation d'énergie finale française [1], et environ 15,5 % des émissions de gaz à effet de serre du pays [2]. Dans le contexte général de la transition écologique et de la résilience au dérèglement climatique, le secteur du bâtiment en particulier opère des changements dans ses pratiques, et de nombreux concepts innovants sont à l'étude. Dans cet article, les auteurs s'interrogent sur la pertinence de l'idée quelque peu contre-intuitive de maisons individuelles à ossature bois enterrées.

Les ambitions principales derrière ce concept inhabituel seraient de réduire l'empreinte carbone de la construction de maisons individuelles (en sollicitant la filière bois et en réduisant les consommations de béton) tout en utilisant l'inertie du massif de terre afin de réduire les consommations de chauffage et d'améliorer le confort d'été.

Contre intuitive, la construction à ossature bois enterrée ou semi-enterrée n'est cependant pas d'office vouée à l'échec, puisqu'il existe de nombreux exemples de bois enterré viable sur le long terme. Cependant, l'étude est ici celle d'une maison enterrée relativement similaire à une maison à ossature bois (ci-après MOB) classique, en ce sens que la structure porteuse serait faite d'un bois non-traité, non-protégé, et donc putrescible.

Cette étude traite deux problématiques principales. En premier lieu, elle cherche à vérifier la viabilité d'un tel concept dans un climat semi-continental tel que celui qui caractérise le Nord-Est de la France et une partie de l'Allemagne. L'étude s'attache ensuite à simuler les performances de quatre configurations d'une même habitation (ossatures bois et béton, enterrées et non-enterrées) afin de mettre en lumière leurs avantages et leurs inconvénients.

Cet article de pré faisabilité ne considère pas les performances mécaniques des structures ou les effets de variations de propriétés du sol autour de l'habitation pour se concentrer sur les variations d'humidité et les performances thermiques. De même, la notion de confort n'est abordée qu'en termes de température intérieure de l'air ambiant.

Dans cet article, une brève revue de littérature propose d'abord des éléments réglementaires qui serviront d'indicateurs de viabilité pour la suite du travail, en l'absence de réglementation spécifique adéquate. La partie suivante développe la méthodologie employée au cours de l'étude, puis quelques résultats sont présentés et analysés. Pour finir, une discussion et une conclusion viennent clore l'ensemble.

2. Brève revue de la littérature réglementaire

Le Tableau 1 présente une liste succincte d'informations extraites de normes applicables en France et de rapports ayant permis aux auteurs de l'étude de définir des repères de viabilité pour leurs simulations.

Document de référence	Section de référence	Élément(s) apporté(s)
Eurocode 5 : Calcul des structures en bois [3]	2.3.1.3	Définition de la classe de service correspondant à un usage résidentiel : il s'agit ici de la classe de service 1
DTU 31.1 : Travaux de bâtiment – Charpente en bois [4]	5.4	Le point de saturation des fibres de bois se situe aux alentours de 30% d'humidité massique.
	6.3	Pour les bois de la classe de service 1, → 7% < humidité massique d'équilibre < 13% → Humidité massique moyenne de mise en œuvre = 12% → Humidité massique extrême localement = 15%
DTU 31.2 : Travaux de bâtiment — Construction de maisons et bâtiments à ossature en bois [5]	9.3.2.2.2.2	La valeur Sd de la barrière à la diffusion de vapeur d'eau côté intérieur doit être au moins 5 fois plus élevée que la valeur Sd de la barrière à la diffusion de vapeur d'eau côté extérieur
NF EN 335 : Durabilité du bois et des matériaux à base de bois [6]	C.2.1	Humidité du bois > 20 % en masse peut mener au développement de champignons.
Recommandations professionnelles de la CFSE : Isolation thermique par l'extérieur des parois enterrées avec revêtement d'étanchéité [7]	5.1	La solution d'étanchéité doit avoir un Sd > 500m.
	5.2	L'isolant employé en isolation enterrée doit être en polystyrène extrudé, polystyrène expansé ou verre cellulaire.

Tableau 1 : Informations pertinentes issues de normes ou de recommandations professionnelles

En raison d'une demande formulée par une entreprise désirant commercialiser un tel produit, les auteurs ont donc choisi de créer des compositions de paroi enterrée qui soient isolées par l'extérieur par du verre cellulaire, protégé par une solution d'étanchéité en EPDM. En particulier, la solution retenue emploie des panneaux de la marque FOAMGLAS®, parfaitement étanches à la vapeur d'eau, permettant ainsi de se passer de pare-vapeur.

De plus, lors des simulations, les valeurs d'humidité massique maximales dans la structure de bois sont alors 13% dans le cas général, et 15% dans le cas d'extrêmes localisés [4].

Enfin, le format de cet article ne permet pas une revue exhaustive de tous les concepts qui relèvent de la traditionnelle « earth house » [8] puisqu'une recherche sur le seul moteur de recherche *Science Direct* rapporte plus de 150 références, dont 24 après 2020, ce qui témoigne du nouvel engouement pour ce type de construction résidentielle.

3. Méthodologie

Le premier objectif de cet article consiste à étudier la faisabilité technique d'une maison à ossature bois (MOB) enterrée. Le second objectif est ensuite de comparer les performances de

cette MOB enterrée à celles d'une MOB classique et celles d'une maison enterrée du type « earth shelter » [9], afin de déterminer la pertinence réelle du concept.

Pour ce faire, des simulations du comportement hygrothermique des parois ont été réalisées avec le logiciel allemand WUFI® Plus [10] et sa base de données intégrée, après une étude préliminaire simplifiée réalisée à l'aide de l'outil en ligne Ubakus (<https://www.ubakus.de/>). Afin d'obtenir des résultats concluants, toutes les hypothèses ont été conservées entre différentes simulations, et seules les compositions de parois et climat à la limite extérieure de paroi ont été changées entre les modélisations.

3.1. Hypothèses de modélisation

Les quatre modélisations sont effectuées pour une habitation de très petite taille, ayant une surface au sol de 24 m² et un volume de chauffe de 50 m³. Elle est semi-enterrée, en ce sens que seule sa façade Sud est directement exposée au rayonnement solaire et aux éléments. Le sol de l'habitation est composé d'un radier modélisé par 20 cm de béton, d'une membrane assurant l'étanchéité en polyane (polyéthylène), et de 70 cm de granulats de verre cellulaire. L'ensemble des vitrages représente 5 m², répartis entre la façade sud et le plancher haut.

La ventilation est assurée par une VMC de type hygro B (débit nominal de 39 m³/h, infiltrations de 0,5 vol/h, surventilation nocturne estivale de 5 vol/h). Une consigne de déshumidification est mise en place de façon à ce que l'humidité relative ambiante ne dépasse pas 60%. De même, l'humidité minimale est fixée à 40%, considérant le cas où l'utilisateur chercherait à humidifier un espace trop inconfortablement sec.

Les scénarios d'occupation sont établis pour deux personnes. Les scénarios d'occultation des vitrages sont établis de manière à éviter les surchauffes de l'ambiance intérieure.

Les fichiers météo utilisés pour les simulations sont ceux de la ville de Mannheim (année 2004 avec valeurs altérées l'été pour simuler un climat caniculaire) [10].

3.2. Modélisation du climat souterrain

L'outil WUFI® Plus n'étant pas spécifiquement développé pour l'étude de bâtiments enterrés, les modèles disponibles pour la modélisation des climats souterrains sont quelque peu limités.

Par souci de simplification, le modèle utilisé décrit la température du sol à l'aide d'une sinusoïde, dont l'amplitude, la valeur moyenne et le jour du maximum sont calculés à partir des données météorologiques de la ville de Mannheim [11] et de l'équation suivante [12] :

$$T(z, j) = T_{moy} - T_{amp} * \exp\left(-z * \sqrt{\frac{\pi}{365 * \alpha}}\right) * \cos\left(\frac{2\pi}{365} * \left[j - j_{max} - \frac{z}{2} * \sqrt{\frac{365}{\pi * \alpha}}\right]\right) \quad (1)$$

Avec z la profondeur (fixée à 1,5 m pour les calculs), T_{moy} la température moyenne de surface à Mannheim (11°C), T_{amp} l'amplitude de variation de la température de surface (9°C), j le jour de l'année, et j_{max} le jour le plus chaud. La diffusivité thermique α est fixée à 0,09m²/jr.

L'humidité du sol environnant est considérée égale à 100%.

3.3. Détail des quatre compositions de paroi

Les compositions de paroi ont été déterminées de manière à ce qu'elles aient toutes les quatre une résistance thermique totale de $5 \pm 0,1$ m²K/W. Le Tableau 2 présente pour les

quatre configurations la conductivité thermique, l'épaisseur, la résistance thermique, le facteur de résistance à la diffusion de vapeur d'eau et la résistance à la transmission de vapeur d'eau, pour chaque matériau, respectivement. Le facteur de résistance à la diffusion (μ) et la conductivité thermique (λ) sont dépendants de la température et/ou de l'humidité du matériau. Les données numériques données dans le Tableau 2 sont donc indicatives ; il s'agit des valeurs pour une humidité relative de 0% et une température de 10°C [10]. La MOB classique comporte les matériaux que l'on retrouve souvent dans de telles constructions, du bardage extérieur en pin au panneau de gypse. On remarque ensuite que la MOB enterrée comporte 18 cm de Foamglas T3+ dont l'étanchéité est très élevée et qui assure une résistance semblable à celle de la fibre bois employée précédemment. Les deux parois de béton sont construites de manière à correspondre aux deux autres en termes de matériau et de résistance thermique.

	Composition (extérieur → intérieur)	λ (W/mK)	épaisseur (cm)	Rth (m ² K/W)	μ (-)	Sd (m)
① Maison à ossature bois classique	Bardage en pin jaune	0,119	2	0,168	1 734,1	34,7
	Pare-vent / pare-pluie	-	0,1	-	200	0,2
	Panneau OSB	1,3	1,8	0,014	175	3,15
	Fibre de bois	0,042	20	4,762	3	0,6
	Panneau OSB	1,3	1,8	0,014	175	3,15
	Pare-vapeur	-	0,1	-	100 000	100
	Panneau BA13	0,25	1,3	0,052	7	0,09
	Somme :		27,1	5,010		141,89
② Maison à ossature bois enterrée	EPDM	-	0,1	-	90 000	90
	Foamglas T3+	0,039	18	4,615	1 500 000	270 000
	Lamibois	0,13	6	0,462	156	9,36
	Somme :		24,1	5,077		~270 000
③ Maison à ossature béton classique	Enduit extérieur	0,8	1	0,013	25	0,25
	Pare-pluie	-	0,1	-	100	0,1
	Polystyrène extrudé	0,04	19,5	4,875	125	24,38
	Béton	1,7	10	0,059	179	17,9
	Pare-vapeur	-	0,1	-	100	10
	Enduit intérieur	0,2	1,5	0,075	8,3	0,13
	Somme :		32,2	5,022		52,76
④ Maison à ossature béton enterrée	EPDM	-	0,1	-	90 000	90
	Foamglas T3+	0,039	19	4,872	1 500 000	285 000
	Béton	1,7	20	0,118	179	35,8
	Enduit intérieur	0,2	1,5	0,075	8,3	0,13
	Somme :		30,6	5,065		~285 000

Tableau 2 : Composition des quatre parois choisies

4. Résultats

Dans cette section, une première partie des résultats présentés s'attarde sur les performances hygrothermiques de la composition en bois enterrée, et une seconde s'intéresse aux différences de performance entre les quatre compositions de parois prévues pour l'étude.

4.1. Faisabilité de l'ossature bois en construction enterrée

Afin de déterminer la viabilité du concept dans un climat tel que celui de Mannheim, deux critères principaux sont étudiés : l'apparition ou non de condensation au sein de la paroi, et l'humidité massique au sein du lamibois directement apposé sur la charpente porteuse.

4.1.1. Condensation au sein de la paroi

Ici, pour une configuration dont l'isolant est placé à l'extérieur et protégé par un revêtement d'étanchéité (à l'inverse des configurations en « isolation inversée »), les deux points où de la condensation est la plus susceptible d'apparaître sont la frontière entre

l'étanchéité EPDM et l'isolant, et la frontière entre l'isolant et le lamibois (par une éventuelle stagnation de vapeur provenant de l'intérieur incapable de traverser le verre cellulaire vers l'extérieur).

Au point (1), l'humidité relative tend lentement vers le point de rosée (98% au bout de 10 ans de simulation). Cependant, ceci ne constitue pas un point d'inquiétude pour la structure, considérant l'étanchéité à la vapeur d'eau quasi parfaite, $m > 1\ 000\ 000$, démontrée par les plaques de FOAMGLAS®. Ainsi, la condensation susceptible de se former au point (1) ne risque pas de dégrader l'isolant ni de migrer vers la structure porteuse en bois.

Au point (2), l'humidité massique (masse eau/masse matériau humide) maximale calculée est de 10,78%, correspondant à une humidité relative de 51,4% (loin du point de saturation). Ce résultat de 10,78% est bien conforme aux valeurs indiquées dans le DTU 31.1 [4].

4.1.2. Étude de l'humidité massique du lamibois

La Figure 1 présente la variation de l'humidité massique au sein du lamibois avec le temps, au cours d'une année type. La courbe noire représente une moyenne dans la couche de lamibois ; tandis que la courbe grise représente le cas extrême de l'interface entre le lamibois et l'air de l'habitation (endroit où l'humidité varie le plus, et atteint ses valeurs minimale et maximale dans le bois). En bref, on y observe que l'humidité massique est annuellement comprise entre 9 et 12%.

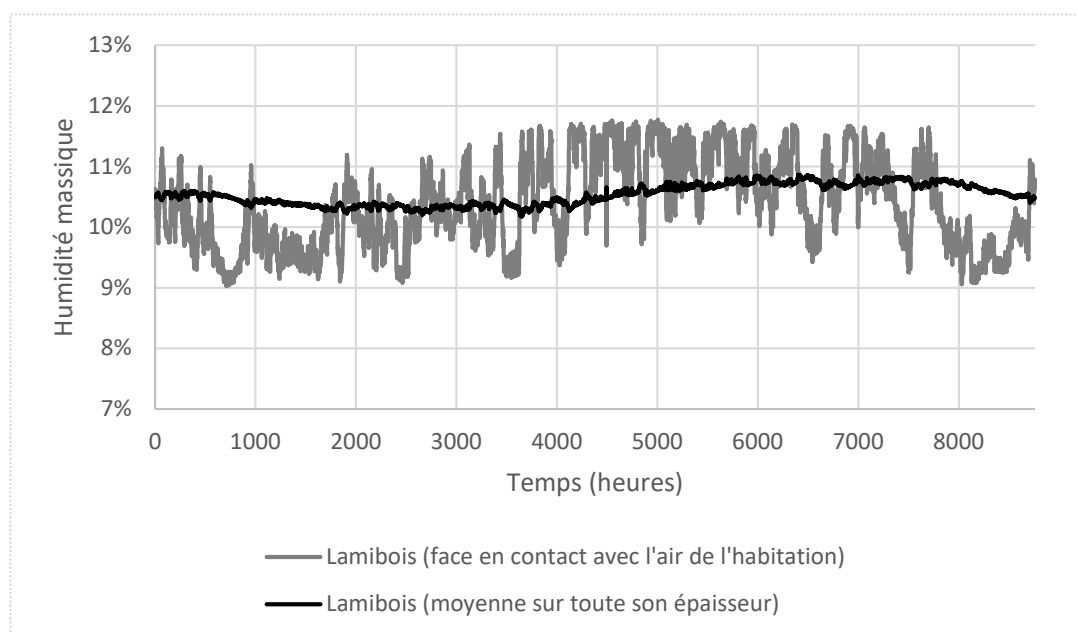


Figure 1 : Humidité massique dans le lamibois au cours d'une année.

Ces résultats écartent les problèmes de condensation pour la configuration bois enterrée. Ceci est attribuable à la très haute résistance à la diffusion de vapeur d'eau des panneaux de verre cellulaire ; en effet, des configurations isolées à l'aide de liège, granulats de verre cellulaire ou polystyrène menaient systématiquement à la formation répétée et amplifiée d'année en année de condensation au sein de la paroi (non présenté ici). Les deux courbes de la Figure 1 fournissent un aperçu du stockage et de la restitution de vapeur d'eau par la couche de lamibois. Cette dernière est considérée comme ayant un comportement similaire à celui de la charpente qui la soutient, également en lamibois. En particulier, après dix années de simulation, les résultats obtenus se stabilisent vers le profil illustré par la Figure 1. Ce comportement est parfaitement conforme aux exigences du DTU 31.1, puisque les deux

courbes sont bien à l'équilibre entre 7% et 13% d'humidité massique, et que même dans le cas le plus défavorable (visualisé par la courbe grise), l'humidité massique n'atteint jamais une valeur de 15%. De plus, le lamibois se tient loin des 20% d'humidité massique risquant l'apparition de champignons, et encore plus du seuil de 30% qui constitue son point de saturation si on l'assimile à du bois massif.

En conséquence, les auteurs jugent qu'une construction enterrée, avec une ossature en bois putrescible et non protégée telle que celle composée de lamibois, et la composition de paroi proposée, serait une solution viable sur le moyen-long terme. En effet, des simulations menées sur une durée de 30 ans confirment a priori la stabilité des résultats présentés ici. Les auteurs soulignent cependant l'importance de la qualité de la mise en œuvre ainsi que de la gestion des ponts thermiques et éventuelles discontinuités d'étanchéité lors de la construction. Un drainage approprié de la masse de terre évacuant l'eau de ruissellement loin du bâtiment est aussi à considérer.

4.2. Comparaison des quatre configurations

Les modélisations WUFI des quatre compositions de paroi étudiées produisent les résultats présentés au Tableau 3 en termes de consommation annuelle d'énergie imputable au chauffage, d'appel de puissance maximal, de température maximale intérieure et du nombre d'heures annuelles où la température excède le seuil de 26°C :

	❶ Maison à ossature bois classique	❷ Maison à ossature bois enterrée	❸ Maison à ossature béton classique	❹ Maison à ossature béton enterrée
Consommations annuelles de chauffage (kWh)	2 164	1 987	2 076	1 942
Charge de chauffe maximale (W)	1 387	1 221	1 301	1 146
Température maximale intérieure (°C)	28,8	27,1	28	26,6
Nombre d'heures par an avec $T_{int} > 26^{\circ}\text{C}$ (h)	420	133	307	99

Tableau 3 : *Quelques résultats clé des quatre simulations.*

Les résultats présentés au Tableau 3 permettent une discussion au point de vue plus large :

- Les configurations enterrées, ❷ et ❹, bien qu'ayant des parois aux résistances thermiques sensiblement similaires à celles de leur homologue non-enterrée, présentent des consommations annuelles de chauffage qui leur sont de 7,3% inférieures en moyenne (8,2% pour les constructions bois, 6,4% pour les constructions béton). Ces différences sont à constater en gardant à l'esprit la modélisation idéale du climat souterrain par l'équation (1), qui induit une incertitude sur les résultats présentés ici.
- Les deux configurations enterrées obtiennent une charge de chauffage maximale annuelle (appel de puissance) inférieure de 12% à celle de leur équivalent non-enterré. Ceci s'explique par le lissage des variations de température du climat extérieur par l'inertie du massif de terre. Sur un bâtiment d'une taille plus importante, ce genre de phénomène pourrait permettre de choisir un équipement de chauffe de plus petite puissance lors du dimensionnement de l'installation. Pour l'utilité publique, la généralisation de choix d'habitation à haute inertie pourrait aussi favoriser des appels de puissance de chauffage globalement moins élevés à l'échelle d'une commune ou d'une région.

- Les configurations enterrées présentent également une température maximale atteinte à l'intérieur du logement, inférieure d'en moyenne 1,55°C à celle de leur homologue non-enterrée (1,7°C pour les constructions bois, 1,4°C pour les constructions béton).
- Toujours concernant l'aspect confort d'été, les configurations enterrées présentent une réduction spectaculaire du nombre d'heures de surchauffe. En effet, elles occasionnent en moyenne 68% de moins d'heures où la température dépasse 26°C dans le logement que leurs alternatives non-enterrées (réduction de 68,3% dans le cas des configurations bois et de 67,7% pour les configurations béton).

Ces résultats de simulation ne semblent pas décourager la pratique de construction enterrée, bien au contraire. Si la réduction des consommations et des puissances de chauffage est relativement légère, le confort d'été, à n'en juger que par les deux derniers indicateurs, s'en trouve grandement amélioré.

Cette étude serait enrichie par la présentation de résultats d'analyse du cycle de vie de ces quatre configurations, afin de juger du bien-fondé de l'effort environnemental de l'emploi du bois, ainsi que de celui de la construction enterrée. Ceci permettrait ainsi également de juger des émissions de chacun de ces modes de construction, et de déterminer si les gains thermiques liés à la configuration enterrée suffiraient à contrebalancer une construction éventuellement plus émettrice. Cependant, le format d'un article de conférence ne permet malheureusement pas la présentation de cet aspect, qui pourrait être adressé dans le cadre d'une étude plus extensive du sujet.

De même, des indicateurs de coût de mise en œuvre ainsi qu'une étude de génie civil seraient nécessaires pour une analyse tout à fait complète du sujet.

Enfin, depuis quelques années, les techniques de fabrication de parois entièrement constituées de pisé, donc de murs de terre, ont évolué au point de permettre l'impression 3D, la fabrication robotisée ou additive de murs préfabriqués [13] qui présentent des caractéristiques semblables, en matière d'inertie, aux structures enterrées, mais sans le potentiel inconvenient de l'ossature de bois qui pourrait être en contact de l'humidité provenant des sources extérieures lors de ruptures d'étanchéité avec les conséquences désastreuses que cela pourrait entraîner.

5. Conclusion

Puisque le secteur résidentiel représente une part importante de la consommation d'énergie finale française, cet article interroge la pertinence de considérer des maisons à ossature bois (MOB) enterrées sur la consommation énergétique, l'appel de puissance et le confort thermique assuré par ces dernières.

Cette étude a permis de confirmer par la simulation une viabilité théorique du concept ci-haut mentionné. Cependant, de par la sensibilité du bois structural à l'humidité et à ses variations, et de par les conditions spécifiques du milieu enterré (humide, séchage lent), la seule solution considérée comme viable par cette étude est celle d'une enveloppe extrêmement fermée à la diffusion de vapeur. Celle-ci, bien qu'efficace lorsque simulée, est largement dépendante de la qualité de sa mise en œuvre ; il faut encore une fois rappeler l'importance cruciale d'une étanchéité non seulement de qualité, mais sans discontinuité. En outre, il serait pertinent dans le cas d'une expérimentation réelle de ce concept de prévoir une instrumentation permanente déployée sur toute la surface d'échange d'un prototype et des prises de mesures régulières, afin de garantir l'étanchéité sur le long terme.

Les simulations suggèrent un intérêt du concept par rapport à une MOB classique. En effet, la MOB enterrée présente des avantages, particulièrement en matière de confort. Mais, le

simple risque d'une infiltration à travers un joint défailant induit un doute sur les performances à long terme de cette solution.

En fait, une habitation enterrée à ossature béton (bien que moins vertueuse en termes d'empreinte carbone), s'illustre comme plus performante que son homologue enterrée à ossature bois. De plus, celle-ci présente moins de risques structurels liés à l'humidité, ainsi qu'un meilleur confort d'été.

En conclusion, le choix de ce type d'habitation spécifique n'apparaît pas insensé, mais relève davantage de convictions que de considérations thermo-hydriques, structurales ou de confort.

Références

- [1] INSEE. (10 mai 2022). *Bilan énergétique de la France*. www.insee.fr/fr/statistiques/2015823
- [2] Agence Internationale de l'Energie. (2021). *CO2 emissions by sector, France 1990-2019*. www.iea.org/countries/france
- [3] Comité Européen de Normalisation. (1995). *Eurocode 5 : Calcul des structures en bois*. NF EN 1995-1-1.
- [4] Commission Générale de Normalisation du Bâtiment/DTU. (2017). *NF DTU 31.1 : Travaux de bâtiment - Charpente en bois*.
- [5] Commission Générale de Normalisation du Bâtiment/DTU. (2019). *NF DTU 31.2 : Travaux de bâtiment - Construction de maisons et bâtiments à ossature en bois*.
- [6] Comité Européen de Normalisation. (2013). *Durabilité du bois et des matériaux à base de bois*. NF EN 335.
- [7] Chambre Syndicale Française de l'Étanchéité. (octobre 2010). *Recommandations professionnelles de la CSFE – dossier 02 : L'isolation thermique par l'extérieur des parois enterrées avec revêtement d'étanchéité*.
- [8] Thomson, D., Augarde, C., Osorio, J.P., A review of current construction guidelines to inform the design of rammed earth houses in seismically active zones, *JBE*, 54 (2022) 104666.
- [9] Beckett, C. T. S., Cardell-Oliver, R., Ciancio, D., & Huebner, C. (2018). Measured and simulated thermal behaviour in rammed earth houses in a hot-arid climate. *JBE*, 15, 243-251.
- [10] Fraunhofer Institute for Building Physics. (2022). WUFI® Plus (Version 3.2.0.1) [Logiciel] <https://wufi.de/en/software/wufi-plus/>
- [11] Weather Spark (2023). *Climate and Average Weather Year Round in Mannheim*. <https://weatherspark.com/y/60899/Average-Weather-in-Mannheim-Germany-Year-Round>
- [12] Kusuda, T., P.R. Achenbach. (1965). Earth Temperatures and Thermal Diffusivity at Selected Stations in the United States. *ASHRAE Transactions*. 71(1): 61-74
- [13] Gomaa, M., Jabi, W., Soebarto, V., & Xie, Y. M. (2022). Digital manufacturing for earth construction : A critical review. *Journal of Cleaner Production*, 338, 130630.

Remerciements

Les auteurs remercient M. Michel Trottier pour son soutien financier indéfectible des activités du Groupe de recherche. Le troisième auteur remercie le FRQ-NT et le CRSNG pour le financement public accordé au groupe de recherche t3e.

Revue de la modélisation énergétique de serres avec le logiciel TRNSYS

Arnaud BEAULAC¹, Danielle MONFET¹, Didier HAILLOT^{1*}

¹École de technologie supérieure

1100 Rue Notre Dame O, Montréal, QC, Canada

*(auteur correspondant : didier.haillot@etsmtl.ca)

Résumé – Cette revue analyse l'état actuel de la recherche sur la modélisation énergétique de serres réalisée avec le logiciel TRNSYS. Seize modèles publiés entre 2013 et 2022 sont étudiés selon trois thématiques : les caractéristiques des serres modélisées, la description des éléments inclus dans les modèles et le processus de validation. L'analyse documente les principales approches de modélisation utilisées et permet d'en identifier les tendances, les différences et les lacunes.

1. Introduction

L'agriculture en serre offre une solution améliorant le rendement de la production agricole en plus de répondre à la demande alimentaire croissante. En climat froid, la rentabilité des serres est en lien direct avec le coût de l'énergie nécessaire à la production agricole en conditions optimales. Afin d'en améliorer l'efficacité énergétique, il est fréquent d'utiliser des modèles numériques qui mettent en équations des phénomènes physiques afin de simuler le climat intérieur d'une serre ainsi que la consommation énergétique. Bien qu'il existe plusieurs techniques de modélisation numérique de serres, un nombre important de modèles sont développés sur des logiciels de simulation thermique dynamique (STD) de bâtiment, tel que TRNSYS [1]. TRNSYS permet l'intégration simplifiée d'équipements ou composants (*Type*) de systèmes de chauffage, ventilation et conditionnement de l'air (CVCA) ou d'énergie renouvelable. Depuis 2013, trente-deux études utilisant un modèle énergétique de serre réalisé avec TRNSYS ont été répertoriées. Malgré l'utilisation de ces modèles dans la littérature, Ahamed et al. [2] évoquent que TRNSYS n'est pas adapté pour la modélisation énergétique de serres et que des ajouts complexes sont nécessaires pour modéliser l'évapotranspiration des cultures ainsi que les écrans thermiques afin d'obtenir des résultats représentant correctement la réalité. Afin d'identifier les tendances, les différences et les lacunes de l'utilisation de cet outil, cet article présente donc l'état actuel de la modélisation énergétique de serres à partir d'études réalisées spécifiquement avec le logiciel TRNSYS. D'abord, le cadre d'évaluation est présenté, suivi des résultats et d'une discussion. Les observations tirées de cette revue soutiendront les travaux futurs dans le domaine de la simulation énergétique de serres.

2. Méthodologie

Quelques articles récents [3 à 5] font la revue de la modélisation énergétique de serre et s'intéressent particulièrement aux modèles basés sur les phénomènes physiques. Katzin et al. [5] présentent un cadre détaillé qui caractérise les différentes approches de modélisation des bilans énergétiques et massiques de chaque modèle étudié, sans toutefois considérer les modèles complétés avec des logiciels STD comme TRNSYS. Ces modèles y sont exclus puisque la description des approches de modélisation est jugée insuffisante pour les utilisateurs non familiers avec ces logiciels. Le cadre proposé par [5] est repris dans cet article et appliqué aux modèles développés avec TRNSYS puisque cet outil est fondé sur les principes physiques [1]. Ce choix permet aussi de comparer les modèles développés avec TRNSYS avec les 24 autres modèles (2018 à 2022) répertoriés par [5]. Ce cadre inclut trois

thématiques : les caractéristiques des serres modélisées, la description des éléments inclus dans les modèles, et le processus de validation du modèle.

La sélection des modèles étudiés est faite selon 3 critères : (1) une date de publication de moins de 10 ans (2013-2022) ; (2) un modèle qui est décrit en détail pour la première fois ; (3) un processus de validation du modèle est présenté. L'utilisation du mot-clé *TRNSYS* dans les bases de données résultent dans l'identification de peu d'articles : 13 articles en anglais datant de moins de 10 ans (2013-2022) lorsqu'une recherche est effectuée sur *Web of Science* avec les termes (*TRNSYS*) AND (“*greenhouse model**” OR “*greenhouse simulation**” OR “*greenhouse** AND (“*yield model**” OR “*thermal model**” OR “*heating model**” OR “*yield simulation**” OR “*thermal simulation**” OR “*heating simulation**” OR “*control**”)) NOT (“*greenhouse gas**” OR “*greenhouse emission**” OR “*greenhouse effect**”). En étudiant les références de ces 13 articles, un total de 32 articles est atteint. De ces articles, 16 ont ensuite été exclus : 8 utilisent un modèle précédemment décrit dans un autre article et 8 ne présentent pas de processus de validation. Ainsi, un échantillon de 16 modèles est considéré dans cette revue. Cet échantillon permet de donner un aperçu de l'état de la recherche sur la modélisation énergétique de serres avec le logiciel *TRNSYS*.

2.1. Caractéristiques des serres modélisées

Une serre est un bâtiment de production agricole dont l'enveloppe transmet la lumière naturelle. La conception et les systèmes CVCA d'une serre varient selon les besoins opérationnels et les perturbations externes locales. Les caractéristiques des serres ainsi que les objectifs des modèles impactent la modélisation. Les serres modélisées sont donc classées selon leurs caractéristiques de conception et d'opération tel que présentées dans le Tableau 1.

Catégorie	Description	Catégorie (suite)	Description
Objectif	Résumé de la raison d'être du modèle	Superficie	Superficie de la serre (m ²)
Format	Type de construction et nombre de portées	Systèmes CVCA	Énumération des systèmes CVCA
Enveloppe	Principaux matériaux de construction	Cultures	Type de végétaux cultivés

Tableau 1: Catégories des caractéristiques des serres

2.2. Éléments inclus dans les modèles et leurs approches de modélisation

Une serre est un système complexe où plusieurs phénomènes interagissent tels que les transferts énergétiques et massiques (air, vapeur, CO₂). Le climat interne d'une serre est influencé par les conditions météorologiques et les occupants, les végétaux cultivés, où des systèmes CVCA maintiennent les conditions adéquates pour la culture. Selon le niveau de détails recherché, un modèle peut inclure ou exclure certaines interactions physiques. Pour chacune de ces interactions, plusieurs approches de modélisation peuvent être utilisées tel que présentés dans le Tableau 2. Les éléments considérés sont classés en quatre grandes catégories, soit ceux en lien avec (1) le bilan énergétique de la serre ; (2) le bilan massique de la vapeur d'eau ; (3) le bilan massique de CO₂ ; et (4) le modèle de cultures.

2.3. Processus de validation des modèles

La validation des modèles est la comparaison entre les prédictions d'un modèle numérique et des données expérimentales (mesurées). Ceci permet de déterminer la capacité du modèle à reproduire la réalité et son utilité. La méthodologie de validation des modèles n'est pas standardisé et généralisé dans le domaine de la simulation énergétique des serres [5]. Le processus de validation est séparé en deux étapes : l'acquisition de données et la comparaison statistiques des données. Le Tableau 3 définit les paramètres du processus de validation.

	Éléments	Description
Bilan énergétique	Gains solaires	Approche utilisée pour modéliser l'interaction du rayonnement solaire avec les surfaces de la serre
	Éclairage artificiel	Type de lumière (LED, HPS), Variable de contrôle (Horaire, Rayonnement solaire), Gain interne divisé en rayonnement et convection (Divisé, Combiné)
	Rayonnement thermique	Nombre d'objets considérés dans les échanges de rayonnement thermique
	Convection/Conduction	Nombre d'objets considérés dans les échanges convectifs et conductifs
	Sol	Composant pour modéliser le sol (Condition frontière constante (Type 56), Condition frontière variable (Type 77), Discrétisation du sol (Type 49 et 1244))
	Infiltration /Ventilation	Approche utilisée pour modéliser les débits d'infiltration et de ventilation : Intrans au modèle (CAH), fonction de variables (T_i , T_e , v), TRNFLOW ou dynamique des fluides numériques (CFD)
Bilan massique Vapeur d'eau	Transpiration	Approche utilisée pour modéliser l'évapotranspiration des cultures (Constant, Modèle fonction des variables énumérées, FAO Penman-Monteith)
	Évaporation / Condensation	Présence d'un modèle pour l'évaporation /condensation sur les parois de la serre
Bilan massique CO ₂	Bilan CO ₂	Présence d'un bilan massique du dioxyde de carbone dans la serre
Modèle de cultures	Rendement / Photosynthèse	Présence d'un bilan sur le rendement ou le taux de photosynthèse pour les cultures de la serre
	Indice foliaire (LAI)	Approche utilisée pour modéliser la taille des cultures dans la serre

Tableau 2: Éléments d'un modèle de serres

Étape	Paramètres	Description
Acquisition des données expérimentales	Lieu	Pays dans lequel s'est déroulé l'acquisition des données
	Période	Saisons de l'année de l'acquisition des données
	Contexte	Contexte d'opération de la serre durant l'acquisition des données
	Variables validées	Variables mesurées servant à la comparaison avec les résultats de simulation
	Durée (Intervalle)	Durée et l'intervalle de temps de l'acquisition des données
Comparaisons statistiques	Indicateurs statistiques	Indicateurs statistiques utilisés pour la comparaison entre les variables simulées et mesurées

Tableau 3: Paramètres du processus de validation des modèles

3. Résultats

L'analyse des références est détaillée aux Tableaux 4 à 6 selon les critères spécifiés dans les Tableaux 1 à 3.

3.1. Caractéristiques des serres modélisées

Les caractéristiques de construction (Format de serre, Enveloppe et Superficie) et d'opération (Systèmes CVCA, Cultures) des serres modélisées sont diversifiées (Tableau 4). Les serres de petite taille (< 1000 m²) sont davantage représentées (10/16). Pour les serres de petite taille, il y a beaucoup de variétés de format, tandis que les serres de grande taille (6/16) sont généralement de type *Venlo* avec une enveloppe à paroi simple.

Les modèles étudiés proviennent de partout dans le monde. Les systèmes CVCA utilisés pour maintenir les conditions climatiques optimales dans une serre varient. Le chauffage est le système le plus modélisé (13/16). La ventilation naturelle ou forcée (10/16), l'écran thermique (8/16), le refroidissement (7/16) et l'éclairage artificiel (4/16) sont les autres systèmes les plus communs. L'humidification (2/16) et la déshumidification (2/16) sont peu fréquentes. Des systèmes passifs sont aussi utilisés dans les serres comme l'isolation des murs ou du sol. En moyenne, les modèles comptent trois systèmes CVCA. Les serres passives n'en comptent aucun et les serres de plus haute technologie en compte cinq.

La majorité des modèles de serre contiennent des cultures (9/16). Les types de culture retrouvés dans les modèles développés avec TRNSYS sont parfois non définis (3/16), mais considérés dans les bilans thermiques et massiques.

Le développement d'un modèle de serre avec TRNSYS répond généralement au besoin d'évaluer le comportement d'une serre selon des scénarios, avec une analyse paramétrique ou de sensibilité. Certains modèles évaluent l'impact de différentes approches de modélisation.

Référence	Objectif	Format	Enveloppe	Superficie [m ²]	Systèmes CVCA	Cultures
[6]	Évaluer la conservation énergétique dans une serre fermée en comparant diverses configurations de systèmes	Gable; Simple	Verre	2700	C, R, H, DH, L	N/D
[7]	Évaluer les besoins en chauffage dans différentes régions (Corée du sud) et intégrer un chauffage géothermique	Venlo ; Multiple	Verre	1000	C, VF	VIDE
[8]	Modéliser l'interaction air-cultures et une serre intégrée à un bâtiment	Intégrée au bâtiment	Verre	27	VF	Tomates
[9]	Évaluer le ratio de surplus énergétique d'une serre et tester des types d'enveloppes	Gothic; Simple	PE double	4000	C, VF, S, H	N/D
[10]	Développer un modèle pour analyser les choix d'enveloppe, d'orientation et de type de serre	Ronde; Simple	PE double	184	C, R, VN	VIDE
[11]	Évaluer l'impact des écrans thermiques sur la consommation énergétique d'une serre	Arche; Simple	PE double	184	C, R, S, VN	VIDE
[2]	Développer un modèle TRNSYS avec les fonctionnalités existantes et évaluer sa performance	CSG ; Simple	Verre	210	C, R, S, DH, L	N/D
[12]	Évaluer l'impact de la discrétisation de l'air intérieur en plusieurs nœuds	Venlo; Simple	Verre	500	C, R, L	Fleurs
[13]	Développer un modèle de serre solaire passive sur TRNSYS	CSG; Simple	PE	88	Serre passive	VIDE
[14]	Évaluer la performance d'un modèle TRNSYS pour modéliser une serre à portées multiples	Venlo; Multiple	PC	7572	C, R, S, VN	VIDE
[15]	Développer un modèle et tester les paramètres pour optimiser le design des serres au Maroc	Gable; Simple	Verre	1000	C, R, L	Tomates
[16]	Modéliser une serre existante pour estimer les besoins énergétiques lorsque jumeler avec une centrale thermique	Venlo; Multiple	PO	768	C, S, VF	Mangues
[17]	Évaluer l'influence des approches de modélisation de la rayonnement solaire	Venlo ; Multiple	Verre	4374	C, S, VN	VIDE
[18]	Développer un modèle détaillé de serre avec TRNSYS et analyser des mesures de réduction énergétique	Gothic; Simple	PE double	247	C, VN, VF	Laitues
[19]	Développer un modèle de serre avec discrétisation du volume avec TRNSYS	Gothic; Simple	PO	168	Serre passive	VIDE
[20]	Développer un modèle de serre intégrée sur le toit d'un bâtiment	Arche ; Multiple	PO	600	C, VN	Tomates

Type CSG : Serre solaire passive Style chinoise **Enveloppe** PE : Polyéthylène; PC : Polycarbonate; PO : Polyoléfine **Systèmes mécaniques** C : Chauffage; R : Refroidissement; S : Écran thermique, H : Humidification, DH : Déshumidification, VN : Ventilation naturelle; VF : Ventilation forcée; L : Éclairage

Tableau 4: Caractéristiques des serres modélisées

3.2. Éléments inclus dans les modèles et leurs approches de modélisation

Le Tableau 5 présente les grandes lignes de la composition des modèles. Tous les modèles utilisent la représentation 3D d'un bâtiment multizone (Type 56). La majorité des modèles posent que les conditions intérieures dans une serre sont homogènes puisque l'air intérieur est parfaitement brassé.

Dans tous les cas, les gains solaires sont modélisés par TRNSYS avec le Type 16. Le rayonnement solaire interne est fonction des données d'entrée du fichier météo ainsi que l'angle d'incidence du rayonnement direct et diffus sur les parois. Le Type 16 propose cinq approches différentes de modélisation du rayonnement solaire sur les surfaces inclinées où seulement le modèle de rayonnement solaire diffus varie. L'éclairage naturel est souvent modélisé par l'ajout d'un gain interne qui combine les transferts de chaleur par rayonnement thermique et par convection. Baglivo et al. [12] modélisent le positionnement des lumières avec l'option de TRNSYS *3D GeoPosition* ce qui permet d'inclure les facteurs de vue dans le calcul du flux de rayonnement thermique.

Le nombre d'objets inclus dans les échanges de rayonnement grande longueur d'onde varient entre 2 et 6, puis entre 1 et 5 pour la convection/conduction. La conduction dans le sol est un point important dans la modélisation de serres puisqu'il agit comme le principal élément d'inertie thermique de la serre. La majorité des modèles (10/16) posent une condition frontière constante ou variable à l'extérieur de la paroi *Plancher* (Type 56 ou 77). Dans ces cas, le plancher peut avoir plusieurs couches de différentes épaisseurs/compositions, mais il est modélisé comme un modèle boîte-noire par la méthode des fonctions de transfert de conduction (TFM). L'approche alternative est la discrétisation du sol avec un maillage 3D et une résolution des transferts thermiques par la méthode des volumes finis (Type 49 ou 1244). Aucune étude ne compare ces différentes approches de modélisation.

Référence	Gains solaires	Éclairage artificiel	Rayonnement thermique ¹	Convection/Conduction ¹	Sol (Type)	Infiltration/Ventilation	Transpiration	Évaporation/Condensation	Bilan CO ₂	Rendement/Photosynthèse	Indice foliaire (LAI)
[6]	α	N/D, Rad. Combiné	4	3	56	Ti; Te; v	O	✓	✗	✗	✗
[7]	α	✗	4	3	56	CAH	✗	✗	✗	✗	✗
[8]	α	✗	3	2	s/o	CAH	Ti; H; Rad; CO ₂	✗	✓	✓	O
[9]	α	✗	6	5	56	CAH	O	✗	✗	✗	✗
[10]	α	✗	3	2	49	TRNFLOW	✗	✗	✗	✗	✗
[11]	α	✗	4	3	49	TRNFLOW	✗	✗	✗	✗	✗
[2]	α	N/D, Horaire Combiné	5	4	56	CAH	O	✗	✗	✗	✗
[12]	α	HPS, Horaire Divisé	5	4	56	TRNFLOW	FAO Penman-Monteith	✗	✗	✗	O
[13]	α	✗	3	2	56	CAH	✗	✗	✗	✗	✗
[14]	α	✗	4	3	49	TRNFLOW	✗	✗	✗	✗	✗
[15]	α	N/D, Horaire Combiné	5	4	77	CAH	FAO Penman-Monteith	✗	✗	✗	O
[16]	α	✗	5	4	56	CAH	Ti; Te; H; Rad; v	✗	✗	✗	O
[17]	α	✗	4	3	56	TRNFLOW	✗	✗	✗	✗	✗
[18]	α	✗	4	3	1244	TRNFLOW	Ti; H; Rad; CO ₂	✗	✗	✗	O
[19]	α	✗	3	2	56	CAH	✗	✗	✗	✗	✗
[20]	α	✗	4	3	s/o	CFD	Ti; H; Rad ; Croissance	✗	✗	✗	O

Note 1 : nombre d'objets inclus dans le bilan thermique

Légende : α : Proportionnel aux données d'entrée ; ✓ : Inclus ; ✗ : Exclus ; O : constant **Variables** : Ti : Température intérieur ; Te : Température extérieure ; H : Humidité relative intérieure ; Rad : Rayonnement solaire ; v : Vitesse du vent ; CAH : Changement d'air à l'heure

Tableau 5: Éléments inclus dans les modèles et leurs approches de modélisation

Pour déterminer les débits d'air d'infiltration et de ventilation, certains modèles posent un taux de changement d'air à l'heure constant (CAH) (8/16) ou calculé en fonction de variables climatiques (1/16). Une autre approche est l'utilisation de TRNFLOW (6/16), un outil de modélisation de l'écoulement de l'air à travers les ouvertures du bâtiment. Seul Yeo et al. [20] calculent le débit de ventilation avec un modèle dynamique des fluides numériques (CFD).

La chaleur latente est considérée dans le bilan d'énergie de plus de la moitié des études (9/16), et lorsqu'elle est inclus, la transpiration des cultures est modélisée. La méthode la plus simpliste est de poser l'hypothèse d'un gain de vapeur d'eau constant durant la journée (3/16). Celui-ci peut aussi changer selon l'étape estimée de croissance des cultures [9] ou modélisé selon les conditions climatiques à l'intérieur de la serre (6/16). Deux modèles utilisent la méthode de Penman-Monteith recommandée pour les cultures en champs. Dans les six modèles où la transpiration des cultures est détaillée, l'indice foliaire est requis, c.-à-d., le

Leaf Area Index (LAI). Pour les six cas rapportés, l'indice foliaire est constant. Ceci indique que les cultures sont déjà tous à maturités pour les cultures à fruits ou que les cultures sont à des stades différents de croissance pour les légumes-feuilles. L'évaporation provenant du sol est considérée seulement dans [6] selon l'hypothèse que le phénomène d'évaporation est constant et proportionnel au débit d'eau utilisée pour l'irrigation.

Le bilan de CO₂ et le rendement sont pris en compte seulement dans le modèle de Ward et al. [8] qui sont établis en fonction de la photosynthèse selon les conditions climatiques à l'intérieur de la serre. Toutefois, ces deux variables ne sont pas validées.

3.3. Processus de validation des modèles

Il n'existe pas de processus standardisé pour la validation de modèles énergétiques de serres. Les processus varient tant dans l'acquisition de données que dans l'analyse des données (Tableau 6). La collecte de données pour la validation est souvent effectuée dans des serres existantes expérimentales (11/16) ou commerciales (2/16) ou faites à partir d'autres modèles numériques validés antérieurement (3/16). La variable la plus souvent mesurée et validée est la température intérieure (9/16) suivie des besoins en chauffage (5/16), l'humidité (3/16), le rayonnement (1/16) et le taux de transpiration des cultures (1/16). Ces variables sont comparées soit périodiquement (10/16) ou par des moyennes (6/16) journalières, mensuelles ou annuelles. La durée de l'acquisition de données varie de 4 jours à 67 jours pour les valeurs mesurées en continu et d'un mois à six ans pour les valeurs moyennes. Pour la comparaison, différentes variantes du calcul de l'erreur (ME, MRE, maxE) (7/16), des coefficients statistiques comme le RMSE (3/16) ou le NSE (R²) (9/16) sont utilisés. Deux cas séparés évaluent aussi l'analyse de variance (ANOVA) et l'indice de concordance (*Index of agreement*). Cinq modèles ont opté pour une validation avec plus d'un indicateur statistique.

Référence	Lieu	Période	Contexte	Variables validées	Durée (Intervalle)	Indicateurs statistiques
[6]	Suède	Année	Commercial	Q _{chauffage}	1 an (Annuel)	ME
[7]	Corée du sud	Hiver ; Printemps	Expérimental	Ti; Q _{chauffage}	2 x 3 jours (1h)	maxE, ME, RE
[8]	Royaume-Uni	Printemps, Été, Automne	Expérimental	Ti	9 mois (Mensuel)	ME
[9]	Canada	Année	Commercial	Q _{chauffage}	6 ans (mois)	Déviation
[10]	Corée du Sud	Été, Hiver	Expérimental	Ti	2 x 3 jours (1h)	NSE
[11]	Corée du Sud	Automne ; Hiver	Expérimental	Ti	5 et 14 jours (1h)	NSE
[2]	Canada	Année	Modèle numérique validé	Q _{chauffage}	1 mois (jour)	ME
[12]	Italie	Année	Modèle numérique validé	Ti	1 an (Annuel)	MRE
[13]	Iran	Hiver	Expérimental	Ti	4 jours (2h)	NSE
[14]	Corée du Sud	Été, Hiver	Expérimental	Ti	2 x 10 jours (1h)	NSE; RMSE; CVRMSE
[15]	Canada	Année	Modèle numérique validé	Q _{chauffage}	1 an (Annuel)	ME
[16]	Corée du sud	Printemps	Expérimental	Ti; ET	5 jours (1h)	NSE; <i>index of agreement</i>
[17]	Corée du sud	Hiver	Expérimental	Ti; Q _{chauffage}	6 jours (1h); Mois	NSE
[18]	Canada	Automne, Printemps	Expérimental	Ti; H; Rad	2 x 30 jours (1h)	NSE; RMSE
[19]	Corée du Sud	Automne	Expérimental	Ti; H	13 jours (10 min)	NSE ; RMSE; ANOVA
[20]	Corée du sud	Été	Expérimental	Ti ; H	67 jours (1h)	ME; NSE

Variabes : Ti : Température intérieure ; H : Humidité relative intérieure ; Rad : Rayonnement solaire ; Q_{chauffage} : Besoins en chauffage ; ET : Taux d'évapotranspiration des cultures **Mesures statistiques** ME : Erreur moyenne ; RE : Erreur relative ; maxE : Erreur maximum ; MRE : Erreur relative moyenne ; NSE: Coefficient de Nash-Sutcliffe (R²) ; RMSE : Écart-type ; ANOVA : Analyse de variance

Tableau 6: Processus de validation des modèles

4. Discussion

Dans cette section, les modèles développés avec TRNSYS sont comparés avec ceux évalués par Katzin et al. [5]. Un des avantages de l'utilisation de TRNSYS est qu'il facilite l'implémentation d'approches détaillées de modélisation du rayonnement solaire, du rayonnement thermique, de l'infiltration, de la ventilation et de la conduction dans le sol. Le rayonnement solaire et le rayonnement thermique prennent en compte la forme 3D de la serre, ce qui n'est pas toujours le cas dans la littérature. Pour la modélisation du sol, TRNSYS permet d'ajouter un modèle de discrétisation du sol. Pour l'infiltration et la ventilation, avec TRNFLOW, TRNSYS permet l'implémentation simple d'une approche de modélisation détaillée. Toutefois, le gain en précision des deux derniers éléments reste à être démontré. La revue permet de constater qu'aucun modèle développé avec TRNSYS n'intègre simultanément de bilan d'énergie, bilan de vapeur d'eau, bilan de CO₂ ainsi qu'un rendement et la croissance des cultures. L'implémentation dans TRNSYS des éléments peu communs dans les bâtiments (la transpiration, la condensation, la photosynthèse, le rendement des cultures et l'indice foliaire) requiert davantage de manipulations. Pour ces éléments, il n'y a pas d'accord sur le modèle à utiliser. Les modèles détaillés sont généralement plus précis, mais la démonstration n'est pas toujours validée. Peu d'articles comparant les différentes techniques de modélisation avec TRNSYS sont publiés et peu d'arguments quantitatifs appuient les choix de modélisation.

5. Conclusion

Cette revue analyse seize modèles selon trois aspects importants du processus de modélisation numérique : (1) les caractéristiques des serres modélisées, (2) les approches de modélisation des composants du modèle, et (3) le processus de validation du modèle. L'évaluation des modèles montre que le logiciel TRNSYS a servi pour l'analyse des éléments de conception dans plusieurs types de serre. Les modèles donnent des résultats acceptables lorsque des composants spécifiques aux serres sont ajoutés dans TRNSYS. Actuellement, les modèles complets sont rares. Aucun modèle n'intègre le bilan d'énergie, bilan de vapeur d'eau, bilan de CO₂ ainsi qu'un rendement et la croissance des cultures. La modélisation de serres avec TRNSYS doit continuer de se développer (*Type* ou fonctions) pour progresser. La portée de cet article se limite aux modèles développés avec TRNSYS. Cependant, d'autres logiciels STD comme EnergyPlus et ESPr sont utilisés dans la littérature scientifique qu'ils seraient pertinents d'inclure à cette revue. Aucun modèle énergétique représentatif de serres ne fait consensus actuellement. Des travaux sont toujours en cours pour développer des modèles énergétiques qui pourront servir aux producteurs, aux décideurs et aux chercheurs pour réduire la consommation énergétique des serres.

Références

- [1] Klein et al. (2017). *TRNSYS 18: A transient system simulation program*. Madison, WI, USA: Solar Energy Laboratory, University of Wisconsin.
- [2] Ahamed, M. S., Guo, H., & Tanino, K. (2020). Modeling heating demands in a Chinese-style solar greenhouse using the transient building energy simulation model TRNSYS. *Journal of Building Engineering*, 29, 101114.
- [3] Choab, N., Allouhi, A., El Maakoul, A., Kousksou, T., Saadeddine, S., & Jamil, A. (2019). Review on greenhouse microclimate and application: Design parameters, thermal modeling and simulation, climate controlling technologies. *Solar Energy*, 191, 109-137.

- [4] Golzar, F., Heeren, N., Hellweg, S., & Roshandel, R. (2018). A novel integrated framework to evaluate greenhouse energy demand and crop yield production. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 96, 487-501.
- [5] Katzin, D., van Henten, E. J., & van Mourik, S. (2022). Process-based greenhouse climate models: Genealogy, current status, and future directions. *Agricultural Systems*, 198, 103388.
- [6] Vadiée, A., & Martin, V. (2013). Energy analysis and thermoeconomic assessment of the closed greenhouse – The largest commercial solar building. *Applied Energy*, 102, 1256-1266.
- [7] Ha, T., Lee, I., Kwon, K., & Hong, S.-W. (2015). Computation and field experiment validation of greenhouse energy load using building energy simulation model. *International Journal of Agricultural and Biological Engineering*, 8(6).
- [8] Ward, R., Choudhary, R., Cundy, C., Johnson, G., & McRobie, A. (2015). Simulation of plants in buildings; incorporating plant-air interactions in building energy simulation. *IPBSA*, 8.
- [9] Semple, L. (2017). Heating Energy Demands and Sustainable Generation Concepts for Agricultural Greenhouses. *Electronic Theses and Dissertations*.
- [10] Rasheed, A., Lee, J. W., & Lee, H. W. (2018). Development and Optimization of a Building Energy Simulation Model to Study the Effect of Greenhouse Design Parameters. *Energies*, 11(8), 2001.
- [11] Rasheed, A., Na, W. H., Lee, J. W., Kim, H. T., & Lee, H. W. (2019). Optimization of Greenhouse Thermal Screens for Maximized Energy Conservation. *Energies*, 12(19), 3592.
- [12] Baglivo, C., Mazzeo, D., Panico, S., Bonuso, S., Matera, N., Congedo, P. M., & Oliveti, G. (2020). Complete greenhouse dynamic simulation tool to assess the crop thermal well-being and energy needs. *Applied Thermal Engineering*, 179, 115698.
- [13] Mohammadi, S., Sayyah, A. H. A., Nikbakht, A. M., & Khalife, E. (2020). Modeling and design a special type of passive solar greenhouse in cold climate by TRNSYS. *Journal of Agricultural Sciences*, 26(4), 488-498.
- [14] Rasheed, A., Kwak, C. S., Na, W. H., Lee, J. W., Kim, H. T., & Lee, H. W. (2020). Development of a Building Energy Simulation Model for Control of Multi-Span Greenhouse Microclimate. *Agronomy*, 10(9), 1236.
- [15] Choab, N., Allouhi, A., Maakoul, A. E., Kousksou, T., Saadeddine, S., & Jamil, A. (2021). Effect of Greenhouse Design Parameters on the Heating and Cooling Requirement of Greenhouses in Moroccan Climatic Conditions. *IEEE Access*, 9, 2986-3003.
- [16] Lee, S., Lee, I., Lee, S., Yeo, U., Kim, J., Kim, R., & Decano-Valentin, C. (2021). Dynamic Energy Exchange Modelling for a Plastic-Covered Multi-Span Greenhouse Utilizing a Thermal Effluent from Power Plant. *Agronomy*, 11(8), 1461.
- [17] Adesanya, M. A., Na, W.-H., Rabiou, A., Ogunlowo, Q. O., Akpenpuun, T. D., Rasheed, A., Yoon, Y.-C., & Lee, H.-W. (2022). TRNSYS Simulation and Experimental Validation of Internal Temperature and Heating Demand in a Glass Greenhouse. *Sustainability*, 14(14), Art. 14.
- [18] Lalonde, T. (2022). Développement d'un modèle calibré pour la simulation énergétique de serres et analyse des résultats à l'aide d'indicateurs de performance [Mémoire, École de technologie supérieure].
- [19] Ogunlowo, Q. O., Na, W. H., Rabiou, A., Adesanya, M. A., Akpenpuun, T. D., Kim, H. T., & Lee, H. W. (2022). Effect of envelope characteristics on the accuracy of discretized greenhouse model in TRNSYS. *Journal of Agricultural Engineering*.
- [20] Yeo, U.-H., Lee, S.-Y., Park, S.-J., Kim, J.-G., Choi, Y.-B., Kim, R.-W., Shin, J. H., & Lee, I.-B. (2022). Rooftop Greenhouse : (1) Design and Validation of a BES Model for a Plastic-Covered Greenhouse Considering the Tomato Crop Model and Natural Ventilation Characteristics. *Agriculture*, 12(7), Art. 7.

Modélisation et simulation du comportement d'un système de stockage intersaisonnier de chaleur par un champ de sondes géothermiques couplé à des panneaux solaires thermiques.

Nolwenn LE PIERRES^{1*}, Bernard SOUYRI¹, Joanna FIERRI¹, Amadou OUMAROU¹

¹LabOratoire proCédés énerGie bâtimEnt (LOCIE), UMR5271

Université Savoie Mont Blanc, Savoie Technolac – 73370 Le Bourget-Du-Lac - France

*(auteur correspondant : nolwenn.le-pierres@univ-smb.fr)

Résumé - L'utilisation de pompes à chaleur (PAC) couplées à des sondes géothermiques pour le chauffage des bâtiments peut entraîner une décharge thermique du sol. Pour recharger le sol, la PAC fonctionne en mode inverse en été pour le rafraîchissement des bâtiments, mais la chaleur excédentaire disponible sur des capteurs solaires thermiques peut également y être réinjectée. Cette étude numérique du couplage solaire-PAC-géothermie présente le cas d'un groupe scolaire situé à Annecy récemment équipé. Le bâtiment et le système sont modélisés et les résultats comparés au fonctionnement observé.

Introduction

L'utilisation de pompes à chaleur (PAC) couplées à des sondes géothermiques pour le chauffage des espaces habités et de l'eau chaude sanitaire (ECS) des bâtiments peut entraîner une décharge thermique du sol, en fonction du soutirage de chaleur, des caractéristiques du sol et du dimensionnement du champ de sondes par rapport aux besoins du bâtiment. Sous les climats tempérés ou continentaux, la PAC extrait de la chaleur du sol en hiver (mode chauffage) et en réinjecte en été (mode climatisation). Si les deux modes de fonctionnement sont déséquilibrés, la température du sol en est affectée à moyen et long terme. Cet impact a déjà été étudié à l'échelle d'une maison individuelle, à la fois expérimentalement et numériquement [1-2]. Ces études ont montré des déséquilibres thermiques du sol entraînant une baisse de sa température de l'ordre de quelques degrés sur plusieurs décennies, puis une stabilisation à un nouveau niveau de température moyenne, en l'absence de recharge thermique suffisante. D'autres études [3] sur des bâtiments tertiaires ont étudié l'impact thermique du sol via une étude CFD sur plusieurs typologies de bâtiment et montrent des baisses ou des augmentations significatives de la température du sol (de plus de 10°C) pour des bâtiments pour lesquels le déséquilibre des besoins de chauffage vs rafraîchissement est supérieur à 80%. Par conséquent, la solution de recharge du sol uniquement via le fonctionnement de la PAC n'est pertinente que si les prélèvements géothermiques hivernaux sont du même ordre que la recharge estivale.

La décharge thermique du sol (cas le plus souvent rencontré sous nos climats européens tempérés) engendre une moindre performance de la PAC, puisque l'écart de température entre les sources chaude et froide de la PAC en mode chauffage en est augmenté sur le long terme. Une autre conséquence est un risque de gel localisé du sol lorsque celui-ci est humide. Le cyclage gel-dégel sur plusieurs saisons pourrait entraîner une modification des propriétés mécaniques locales du sol. Une option envisageable pour diminuer ce déséquilibre thermique est l'utilisation de capteurs solaires thermiques, qui permettent la production d'ECS pour le

bâtiment (diminuant ainsi les prélèvements de chaleur de la PAC sur les sondes) et, lors d'excédents de la ressource solaire en été, la recharge thermique du sol.

Différentes études [2-6] ont montré cette possibilité de recharge du sol via des capteurs solaires thermiques dans le cas d'un logement individuel. Les approches ont pu aller jusqu'à l'étape du prototypage à échelle 1 sur des projets de petite taille. Des études numériques ont en outre pu explorer le cas de bâtiments collectifs ou tertiaires. Néanmoins, très peu d'études ont permis des essais expérimentaux de ce type de couplage à l'échelle d'un bâtiment tertiaire.

Ce travail présente donc l'analyse numérique du comportement d'un système de stockage intersaisonnier de chaleur issue de panneaux solaires thermiques via à un champ de sondes géothermiques, dans le cas d'un bâtiment tertiaire instrumenté pour permettre la validation du modèle numérique.

1. Description du cas d'étude : Vallin Fier

1.1. Bâtiment concerné

L'étude du couplage solaire thermique - PAC - sondes géothermiques est centrée sur le cas d'un groupe scolaire situé à Annecy, de 4 107 m² de zone chauffée. Inaugurée en 2012, l'école accueille près de 480 enfants et est correctement isolée (120 mm de laine de verre en paroi). Pour répondre aux besoins de chauffage du bâtiment, l'énergie géothermique est exploitée grâce à 18 puits de 100 m de profondeur et de 15 cm de diamètre chacun. Chaque puits est espacé de 6 m. Les sondes géothermiques sont assistées par une PAC d'une puissance nominale de 138 kW et d'un coefficient de performance (COP) nominal de 3.84.

La modélisation simplifiée du groupe scolaire sur TRNBuild (10 zones thermiques) permet de chiffrer ses besoins à 18 kWh/(m².an) en chauffage, ce qui est bien en dessous des normes fixées par la RT 2012, et à 3 kWh/(m².an) en rafraîchissement. On voit un grand déséquilibre entre les besoins de chauffage et de rafraîchissement, qui justifie la nécessité d'une recharge thermique du sol. La température moyenne du sol en contact avec les sondes géothermiques est de 10.2°C initialement. Une simulation du comportement des sondes sur 25 ans a montré que la diminution de température du sol serait en effet supérieure à 4°C sans recharge solaire.

Par conséquent, il a été décidé de valoriser l'énergie solaire disponible en excès sur 78 m² de capteurs solaires thermiques sous vide VITOSOL 200-T qui servent à couvrir en partie les besoins en eau chaude sanitaire (ECS) et la recharge thermique du sol.

1.2. Circuits et composants

Le système étudié est composé de 4 circuits principaux (Figure 1). L'ensemble des canalisations est calorifugé.

La boucle solaire permet de couvrir en partie le chauffage de l'ECS l'hiver et la recharge des sondes géothermiques tout au long de l'année en cas de disponibilité de la chaleur solaire. La pompe P4 assure le débit d'eau glycolée. Le fluide est chauffé par les capteurs solaires et est ensuite soit envoyé vers l'échangeur solaire connecté aux sondes géothermiques, soit vers le ballon ECS. Les soutirages d'ECS ont lieu principalement entre 10 et 15 h (fonctionnement du restaurant scolaire). Une chaudière d'appoint électrique de 1 500 L positionnée en aval du ballon ECS permet à l'eau soutirée d'atteindre la température souhaitée de 60 °C même lorsque le préchauffage solaire ne permet pas d'atteindre cette consigne.

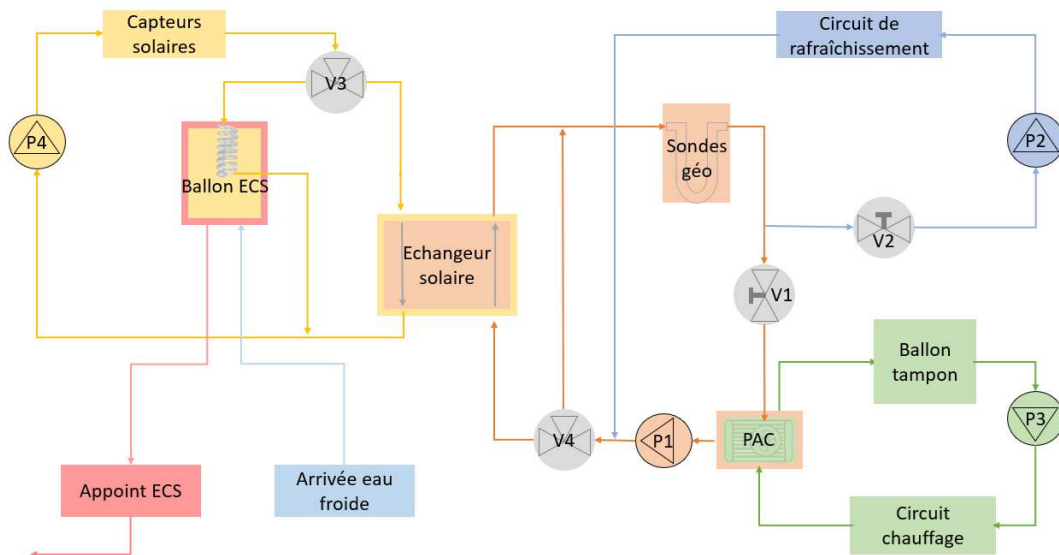


Figure 1 : Schéma des circuits hydrauliques et de la production d'ECS

La boucle géothermique (Figure 1) est en contact avec celle solaire via un échangeur. L'hiver, le fluide caloporteur de cette boucle extrait de la chaleur au sol grâce aux sondes géothermiques. La vanne V1 est ouverte et permet que ce fluide, transfère sa chaleur à l'évaporateur de la PAC. Son débit est assuré par la pompe P1. La vanne trois voies V4 permet le retour du fluide soit par l'échangeur solaire, soit directement vers les sondes géothermiques. L'été, la vanne V2 est ouverte et la vanne V1 fermée, ce qui permet au fluide caloporteur passant dans les sondes géothermiques d'alimenter un circuit de rafraîchissement du bâtiment (géocooling). Lors de son passage dans les sondes, le fluide cède de la chaleur au sol pour assurer sa recharge thermique. La pompe P2 assure le débit de ce fluide dans les canalisations des centrales de traitement de l'air (CTA) pour le rafraîchissement du bâtiment : le fluide extrait de la chaleur à l'air soufflé dans la pièce, ce qui lui permet de monter en température. Lors de son passage dans la vanne V4 le fluide est dirigé soit vers l'échangeur solaire (qui transfère la chaleur solaire au fluide pour un chauffage supplémentaire), soit retourné directement vers les sondes géothermiques.

La boucle relative au chauffage est alimentée par le fluide en contact avec le condenseur de la PAC. L'eau du réseau de chauffage chauffée par la PAC est stockée dans un ballon tampon à 40 °C. La pompe P3 assure le débit dans les canalisations du bâtiment (radiateurs et planchers chauffants).

1.3. Régulation

La vanne V3 (Figure 1) est régulée de la façon suivante : 3 conditions doivent être respectées pour que 100 % du débit soit envoyé vers le ballon ECS : $T_{\text{sortie capteurs}} > T_{\text{ballon ECS}}$, $T_{\text{ballon ECS}} < 50^{\circ}\text{C}$ et il faut que le soutirage d'eau vers la cuisine soit effectif, donc que : $10 \text{ h} < t < 15 \text{ h}$. Si l'une de ses conditions n'est pas respectée, alors 100 % du débit est directement envoyé vers l'échangeur solaire.

La régulation de la vanne V4 dépend du fonctionnement de la vanne V3. Lorsque V3 envoie 100 % de son débit au ballon ECS, alors V4 envoie 100 % de son débit aux sondes géothermiques et l'échangeur solaire n'est pas alimenté par la boucle géothermique. Lorsque la vanne V3 envoie l'intégralité de son débit à l'échangeur solaire alors la vanne V4 envoie 85 % de son débit aux sondes et 15 % à l'échangeur solaire pour que la récupération de chaleur soit possible.

La pompe P4 se met en fonctionnement lorsque : $T_{\text{sortie capteurs}} > T_{\text{sortie sondes géothermiques}} + 6 \text{ °C}$
 et s'arrête lorsque : $T_{\text{sortie, capteurs}} < T_{\text{sortie sondes géothermiques}} + 3 \text{ °C}$.

2. Hypothèses de modélisation

L'ensemble de ces circuits et la régulation ont été modélisés sous TRNSys, à l'aide des Types décrits Tableau 1.

Composants	Types	Composants	Types
Capteurs	1	Appoint électrique	138
Vannes	11	Ballon ECS	156
Arrivée eau froide	14	Ballon tampon	158
Conduites	31	Sondes géothermiques	557
Echangeur solaire	91	PAC	927
Pompes	114		

Tableau 1 : Types TRNSys utilisés

Les apports de chaleur liés aux occupants du bâtiment ainsi que ceux liés aux équipements (en particulier liés au restaurant scolaire et à l'équipement informatique) ont été pris en compte. La ventilation des salles est assurée par une CTA double flux l'hiver. Environ la moitié de l'air extérieur est recyclé et réinjecté dans la pièce. Le flux total traité par la CTA est de $13\,500 \text{ m}^3/\text{h}$. Cette ventilation est effective entre 6 et 18 h dans l'ensemble du bâtiment sauf pour le restaurant scolaire où elle est en fonctionnement de 10 à 16 h. La CTA double flux ne fonctionnent pas en été ; l'air extrait n'est alors pas recyclé, uniquement de l'air neuf est soufflé.

Le taux d'infiltration est fixé à $0,2 \text{ vol/h}$ par zone. Le chauffage fonctionne de 6 à 19 h. Les consignes sont de 20 °C pour les salles occupées par l'élémentaire, de 21 °C pour les classes de maternelles et de 22 °C pour la crèche. En inoccupation, la température de consigne est de 16 °C . Dans le gymnase la consigne est fixée à 16 °C en période d'occupation et à 13 °C en inoccupation. Les cuisines sont chauffées à 20 °C de 10 à 16h et à 16 °C le reste du temps.

Afin de déterminer les besoins de rafraîchissement du bâtiment, la température de consigne du modèle en cas de surchauffe est fixée à 26 °C pour l'ensemble du bâtiment et à 35 °C lors de son inoccupation. Cette haute température garantit le fait que les besoins en climatisation simulés sont nuls lors de l'inoccupation du bâtiment (soirée, week-end). Dans le bâtiment réel, le géocooling rafraîchit l'air neuf du bâtiment, il n'y a pas de réelle climatisation avec maintien de la température ambiante à 26 °C dans les locaux, mais ce rafraîchissement permet un confort amélioré pour les occupants.

Les données météorologiques utilisées pour la simulation sont celles de Genève, au pas de temps de 1 h. Les quantités d'énergie nécessaires au chauffage et au rafraîchissement sont représentées Figure 2. Les quantités de chaleur et de rafraîchissement simulées ont pu être comparées aux consommations réelles du bâtiment, validant les ordres de grandeur obtenus, soit environ 75 MWh/an de chauffage et environ 12 MWh/an de rafraîchissement.

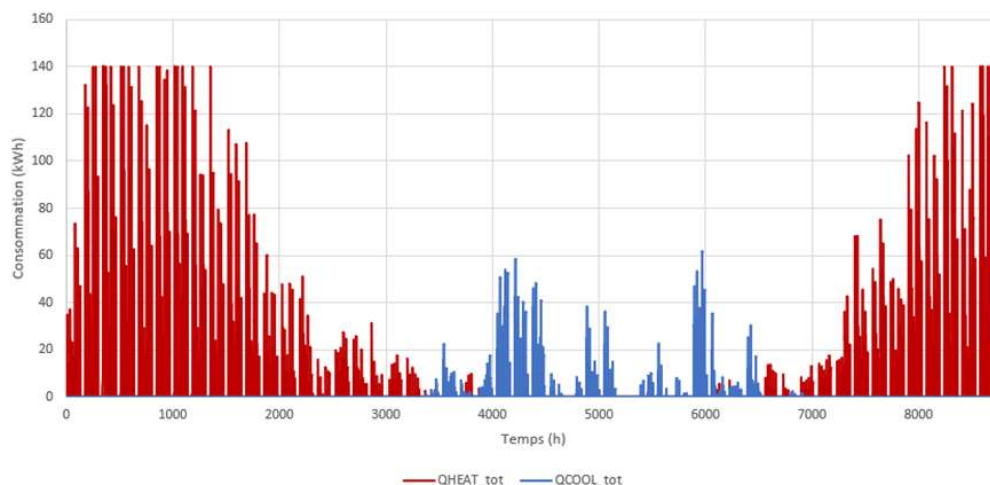


Figure 2 : Besoins en chauffage ($QHEAT$) et en rafraîchissement ($QCOOL$) du bâtiment sur un an

3. Résultats de simulations

3.1. Sondes géothermiques

Le comportement des sondes géothermiques est représenté sur la figure 3. Sur la période de chauffage, de l'énergie est extraite du sol : la température du fluide en sortie des sondes $T_{s,sondes}$ est inférieure à la température moyenne du sol $T_{moy,sol}$. De plus, l'augmentation de température du fluide caloporteur lors de son parcours dans les sondes est d'environ 5 K. Sur la période estivale, le géocooling est effectif, le transfert thermique via l'échangeur solaire aussi, et de l'énergie est stockée dans le sol. En effet, la température en sortie des sondes est supérieure à la température moyenne du sol et la diminution de température du fluide dans les sondes géothermiques est d'environ 3 K. Aussi, le fluide ne descend jamais en-dessous de 2 °C sur l'ensemble de l'année, ce qui exclut tout risque de gel dans les canalisations ou du sol à proximité des sondes. L'hiver, la puissance extraite du sol atteint les 100 kW tandis que la recharge estivale est de 40 kW en moyenne. Sur les mois de mai et juin, les puissances fournies au sol sont plus importantes, atteignant presque 100 kW : en effet, sur les mois suivants le sol étant déjà partiellement rechargé la puissance transmise diminue.

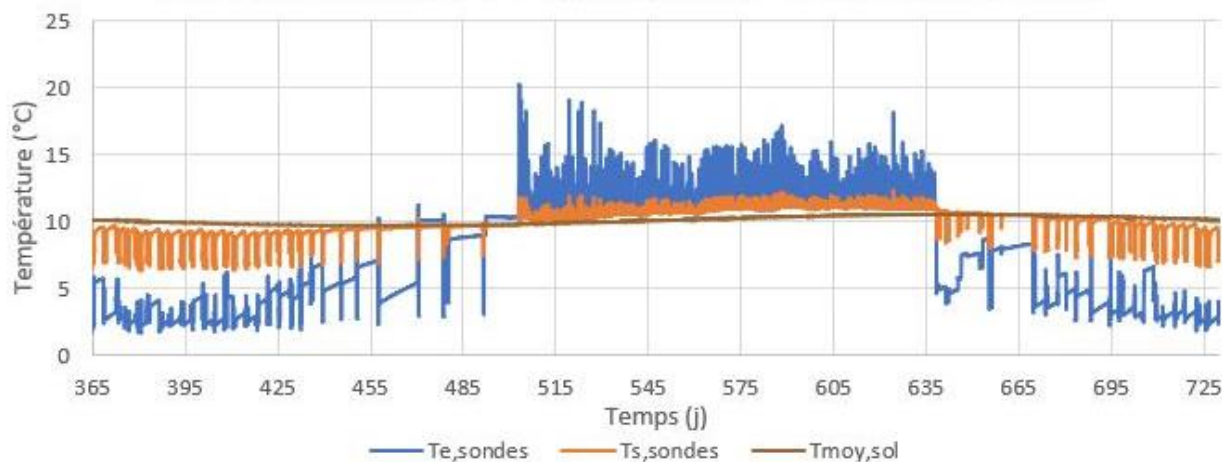


Figure 3 : Températures du fluide en entrée ($T_{e,sondes}$) et en sortie ($T_{s,sondes}$) du champ de sondes et température moyenne du sol ($T_{moy,sol}$) sur un an

3.2. Capteurs solaires

Sur la figure 4 la température des capteurs solaires au cours de l'année est représentée.

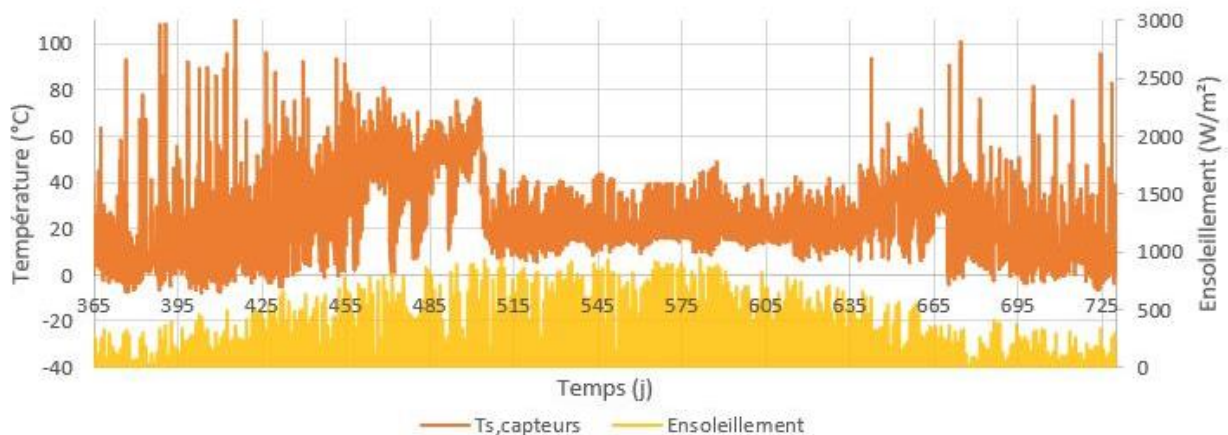


Figure 4 : Température en sortie des capteurs solaires ($T_{s, \text{capteurs}}$) et ensoleillement sur un an

Sur la période hivernale, la température du caloporteur en sortie des capteurs augmente logiquement avec l'augmentation de l'ensoleillement. La température en sortie de capteurs atteint ainsi des valeurs dépassant les 110 °C sur certains jours et atteint aisément les 60 °C de manière générale. Par ailleurs, cette température ne descend jamais en dessous de -8 °C : le risque de gel de l'eau glycolée est donc évité.

En revanche, sur la période estivale (du 500^{ème} au 635^{ème} jour), la température du fluide est plus faible : elle oscille entre 10 et 45 °C. Ce constat semble contre-intuitif avec le fait que l'ensoleillement est maximal sur cette période et atteint 800 W/m² pratiquement chaque jour. En effet, sur la période estivale, la circulation du caloporteur dans les sondes géothermiques diminue fortement sa température, comme présenté figure 3. Par conséquent, le fluide caloporteur du circuit solaire, qui circule via l'échangeur solaire sur cette période, voit également fortement sa température diminuer dans ce composant avant de circuler dans les capteurs solaires thermiques. Par conséquent, malgré le fort ensoleillement, la température en sortie des capteurs n'est pas suffisante pour permettre le chauffage de façon notable du ballon ECS sur cette période, ce qui pénalise la production d'ECS solaire. En contrepartie, la température des capteurs solaires étant très faible sur cette période, le rendement des capteurs solaires est excellent et une quantité d'énergie importante peut donc être transmise pour la recharge du sol.

3.3. Bilans énergétiques

Les flux d'énergie échangés chaque année par le système sont représentés sur le diagramme de Sankey figure 5. Les capteurs solaires fournissent de l'énergie à l'échangeur solaire ainsi qu'au ballon ECS pour le préchauffage de l'ECS. Cette dernière est amenée à température de consigne grâce à l'appoint électrique. L'énergie fournie par l'échangeur solaire l'été ainsi que le géocooling permettent la recharge du sol. L'énergie fournie par l'échangeur solaire l'hiver ainsi que l'énergie extraite du sol alimentent l'évaporateur de la PAC, qui, avec son alimentation électrique permet au condenseur d'alimenter le réseau de chauffage du bâtiment.

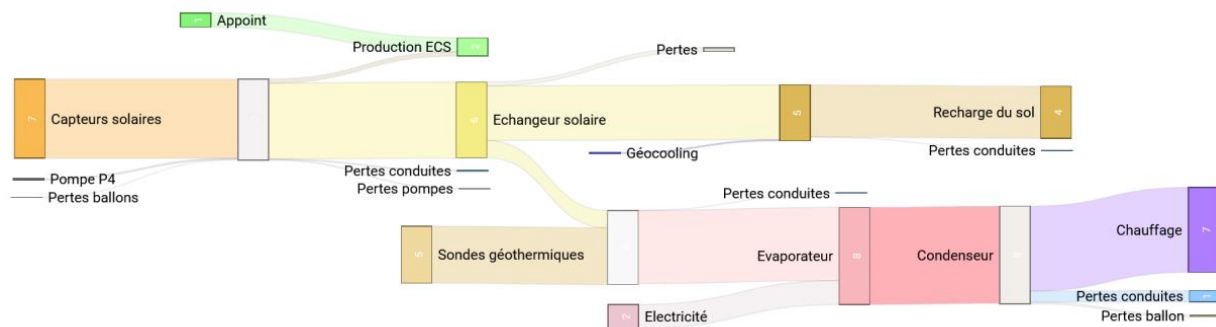


Figure 5 : Diagramme de Sankey de l'ensemble du système

Près de 67 MWh de chaleur sont produits par les capteurs solaires sur l'année. Ils permettent notamment une recharge du sol de plus de 44 MWh en été. En hiver, près de 48 MWh sont extraits du sol par les sondes. 72 MWh sont consommés chaque année pour le chauffage du bâtiment. Dans cette configuration, l'énergie solaire et géocooling de recharge du sol compense presque le soutirage thermique hivernal. Une simulation des sondes sur 25 ans montre dans ce cas une diminution négligeable de la température du sol à proximité des sondes géothermiques. En revanche, comme illustré figure 5, dans ce cas les capteurs solaires ne contribuent que marginalement à la production d'ECS annuel. Similairement, le fonctionnement du géocooling ne contribue que marginalement à la recharge thermique du sol : en effet les besoins de rafraîchissement restent limités en raison des congés scolaires correspondant aux périodes les plus chaudes de l'année.

4. Conclusion

Les besoins en chauffage du bâtiment sont largement satisfaits par le système. De plus, le couplage des capteurs solaires thermiques et de la PAC géothermique semble pertinent, puisque le système solaire permet au sol de se recharger suffisamment, la différence étant couverte par la recharge naturelle du sol par rayonnement solaire direct.

La production d'ECS est en revanche défavorisée. C'est le cas sur toute la période estivale puisque la température de sortie du ballon de stockage solaire n'excède pas les 19 °C alors qu'elle pourrait atteindre la température de consigne étant donné l'ensoleillement disponible. Cet impact est lié à la régulation choisie initialement, qui favorise la recharge thermique du sol sur l'ensemble de la saison estivale. Une autre régulation est à mettre en place et à quantifier, pour privilégier la production d'ECS sur certaines plages horaires par exemple, dans l'objectif de ne dégrader que faiblement les performances annuelles du système en permettant des économies énergétiques et financières sur la consommation de l'appoint électrique.

Par ailleurs, même si les bilans annuels globaux obtenus avec le modèle présenté ont pu être comparés aux consommations mesurées, des analyses plus fines sur le comportement du système composant par composant doivent maintenant être menées pour valider plus précisément chaque composant du modèle grâce à des résultats expérimentaux. Ces mesures sont en cours d'acquisition depuis l'été 2022 et permettront dans les prochains mois cette validation, avant de proposer des pistes d'amélioration pertinentes pour une régulation plus fine du système ainsi que l'évaluation de l'impact à long terme de la recharge thermique du sol sur les performances énergétiques globales de ce bâtiment.

Références

- [1] E. Kjellsson, G. Hellström, B. Perers, Optimization of systems with the combination of ground-source heat pump and solar collectors in dwellings, *Ener.*, 35 (2010), 2667-2673.
- [2] V. Trillat-Berdal, B. Souyri, G. Achard, Coupling of geothermal heat pumps with thermal solar collectors, *Appl. Therm. Eng.*, 27-10 (2007), 1750-1755.
- [3] J.P. Fine, H.V. Nguyen, J. Friedman, W.H. Leong, S.B. Dworkin, A simplified ground thermal response model for analyzing solar-assisted ground source heat pump systems, *Ener. Conv. and Manag.*, 165 (2018), 276-290.
- [4] J. Nou, *Gestion optimale de l'énergie thermique dans un procédé hybride : solaire/géothermie pour le chauffage de bâtiments*, Thèse de l'Université de Perpignan (2011).
- [5] Z. Han, M. Zheng, F. Kong, F. Wang, Z. Li, T. Bai, Numerical simulation of solar assisted ground-source heat pump heating system with latent heat energy storage in severely cold area, *Appl. Therm. Eng.* 28 (2008), 1427–1436.
- [6] V. Verma, K. Murugesan, Experimental study of solar energy storage and space heating using solar assisted ground source heat pump system for Indian climatic conditions, *Ener. and Build.* 139 (2017) 569–577.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier les partenaires du projet BTESmart, en particulier Storengy et la Ville d'Annecy pour leur collaboration efficace, ainsi que l'ADEME pour le financement du projet APR Energie Durable 2017.

Utilisation de matériaux à changement de phase pour lutter contre les îlots de chaleur urbains

Lydia FERDJALLAH¹, Magali FOIS^{1*}, Laurent IBOS², Jean DUMOULIN³

¹Univ Paris Est Creteil, CERTES, F-94010 Créteil, France

²Univ Paris Est Creteil, CERTES, F-77567 Lieusaint, France

³Univ. Gustave Eiffel, Inria, COSYS-SII, I4S Team, F-44344 Bouguenais, France

(auteur correspondant : Fois@u-pec.fr)

Résumé – Afin de choisir les paraffines les mieux adaptées pour lutter contre les îlots de chaleur urbains, trois paraffines vendues comme ayant des températures de fusion de 28°C, 31°C et 35°C ont été caractérisées en Analyse ThermoGravimétrique et Analyse Thermique Différentielle. La conductivité et la diffusivité thermique des paraffines à l'état solide ont également été mesurées. Les paraffines ont une bonne stabilité thermique et permettent de stocker de grandes quantités d'énergie thermique dans une large gamme de température. La particularité des paraffines est l'existence de phases rotatoires intermédiaires entre la phase liquide et la phase solide qui sont responsables des dédoublements des pics de cristallisation pendant leur refroidissement.

Nomenclature

<i>PCM</i>	matériaux à changement de phase	λ	conductivité thermique, $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
T_f	température de fusion, °C	α	diffusivité thermique, $\text{mm}^2\cdot\text{s}^{-1}$
T_c	température de cristallisation, °C		
ΔH_f	enthalpie de fusion, $\text{J}\cdot\text{g}^{-1}$		
ΔH_c	enthalpie de cristallisation, $\text{J}\cdot\text{g}^{-1}$		

1. Introduction

Le développement industriel et la croissance démographique entraînent une augmentation de la consommation de ressources fossiles, notamment de combustibles fossiles. Par ailleurs, des millions de tonnes de CO_2 sont émises chaque année dans l'atmosphère du fait de la combustion, considérée comme la principale cause du réchauffement climatique [1]. Dans le secteur du bâtiment, les combustibles fossiles représentent 30% de la consommation d'énergie et 1/3 des gaz à effet de serre émis dans le monde [2]. Plusieurs pays ont proposé de définir un objectif de réduction des émissions de carbone afin de limiter le problème du réchauffement climatique et des pénuries d'énergie dans le monde. Actuellement, les chercheurs accordent une grande attention au stockage d'énergie en utilisant les Matériaux à Changement de Phase (MCP) [3] afin de lutter contre les îlots de chaleur en refroidissant les surfaces des infrastructures urbaines [4].

Les matériaux à changement de phase sont des matériaux qui stockent/déstockent de l'énergie thermique lors de leur changement de phase, à savoir lors du changement d'état solide-liquide (fusion) ou liquide-solide (cristallisation). L'énergie stockée/déstockée pendant le changement de phase (température constante) est appelée chaleur latente du matériau et elle est plus importante que l'énergie stockée pendant un changement de température, appelée chaleur sensible du matériau [5].

Les matériaux à changement de phase peuvent être classés en catégories organique, inorganique et eutectique en fonction du matériau et de la combinaison utilisée. Les MCP organiques de type paraffiniques sont des n-alcane dont la présentation générale est $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$. Les n-alcane possèdent trois caractéristiques uniques : tout d'abord le phénomène de

congélation de surface dans lequel une monocouche cristalline se forme à quelques degrés au-dessus de la température de cristallisation. La deuxième caractéristique concerne la présence de phases intermédiaires entre la phase liquide isotrope et la phase solide cristalline appelées « phase rotatoires » [6]. Ces phases rotatoires sont composées de couches moléculaires lamellaires dans lesquelles les molécules vibrent avec une amplitude limitée autour de leur axe long [7]. La troisième caractéristique des n-alcanes est l'effet pair-impair dans la gamme des basses températures. Les n-alcanes impairs cristallisent dans le système orthorhombique, quant aux n-alcanes pairs, ils cristallisent dans l'un des trois systèmes cristallins : triclinique $12 \leq n \leq 26$, monoclinique $28 \leq n \leq 36$, orthorhombique $38 \leq n \leq 60$.

Dans cet article, trois types de paraffines ont été caractérisées en utilisant différentes techniques d'analyse thermique afin de sélectionner la paraffine la plus appropriée en termes de quantité d'énergie stockée et de température de changement de phase. L'objectif final est de les intégrer dans les matériaux de construction des infrastructures urbaines, ou dans des échangeurs de chaleur pour permettre le refroidissement des zones de circulation douces ou piétonnières.

2. Matériaux et méthodes

Dans cette étude, nous avons utilisé deux types de paraffines : des paraffines en masse à savoir RT28HC, RT31, RT35HC commercialisées par la société RubiTherm ayant des températures de changement de phase différentes et des paraffines microencapsulées dans une capsule de polymère (Polyuréthane) à savoir PCM28-S50, PCM31-S50 et PCM35-S50 commercialisées par la société MicroCaps. Les paraffines microencapsulées ont été fournies en suspension (microcapsules + eau), elles ont donc été séchées à l'air libre pendant 72 heures.

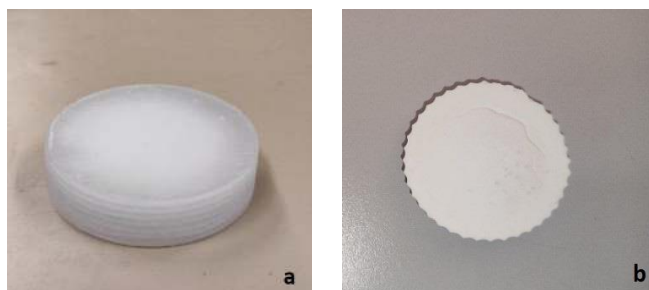


Figure 1 : Echantillon de paraffine en masse à l'état solide (a) Echantillon de paraffines microencapsulées séchées (b)

2.1. Analyse ThermoGravimétrique (ATG)

Les pertes de masse en fonction de la température ont été étudiées par analyse thermogravimétrique (TGA 4000 de Perkin Elmer). Les exactitudes en masse et en température de ce dispositif sont respectivement 0,02% et 1°C.

Les mesures ont été réalisées à une vitesse de chauffage de $3^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$ sur un intervalle de 30°C à 650°C sous air avec un débit de $20\text{ mL}\cdot\text{min}^{-1}$. La masse des échantillons de paraffines en masse varie entre 10 mg et 20 mg et la masse des échantillons de paraffine microencapsulée varie entre 30 mg et 60 mg.

2.2. Analyse calorimétrique différentielle (DSC)

Les mesures par calorimétrie différentielle à balayage (DSC) ont été réalisées grâce à une DSC Perkin Elmer 6000 avec une précision de $\pm 2\%$ sur l'enthalpie et de $\pm 0.1^\circ\text{C}$ sur la température. L'appareil de DSC a été calibré en effectuant des mesures avec de l'eau pure, de l'Indium et de l'Étain. Les mesures ont été effectuées à $10^\circ\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$. Les paraffines en masse ont été caractérisées dans des coupelles à liquide TA hermétiques, les paraffines microencapsulées séchées ont été caractérisées dans des coupelles solides Perkin Elmer. Une balance Sartorius MC 210P a été utilisée pour peser les différents échantillons.

2.3. Mesures de conductivité thermique Hot Disk

L'analyseur HotDisk TPS 2500s permet de déterminer les propriétés thermophysiques d'un matériau : la conductivité thermique ($\pm 5\%$), la diffusivité thermique ($\pm 10\%$), l'effusivité thermique et la capacité thermique volumique. Le principe de méthode consiste à imposer à un échantillon de paraffine une puissance thermique constante pendant une durée donnée et à relever l'évolution de la température grâce à une sonde, le logiciel du HotDisk identifie la conductivité thermique de la paraffine par méthode inverse.

3. Résultats et discussions

3.1. Analyse ThermoGravimétrique (ATG)

Les figures 2 et 3 présentent l'évolution de la perte de masse des paraffines en masse et microencapsulées en fonction de la température à $3^\circ\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$. Nous constatons une seule et unique perte de masse pour les paraffines en masse (Figure 2) à 99°C , 105°C , 116°C qui correspondent à la température de début de dégradation de la RT28HC, RT31, RT35HC respectivement.

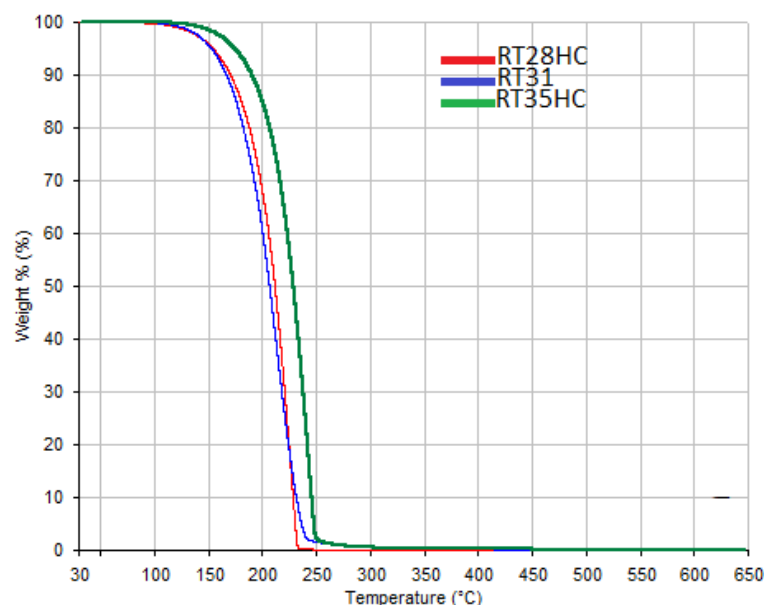


Figure 2 : Etude de la dégradation thermique des paraffines en masse

Quant aux paraffines microencapsulées (Figure 3) nous constatons une première perte de masse pour chaque échantillon qui correspond à l'évaporation de l'eau. La deuxième perte de masse à partir des températures 205°C pour la PCM28-S50 et PCM35-S50, 215°C pour la PCM31-S50 correspond à la dégradation des paraffines, l'enveloppe des microcapsules, les

tensioactifs et les additifs utilisés dans le procédé d'encapsulation, ce qui explique la présence de différentes chutes à différentes températures au-dessus de 200°C jusqu'à atteindre une dégradation totale. L'encapsulation a permis de retarder la dégradation de la paraffine, cela pourrait être expliqué par la capsule de Polyuréthane qui ralentit la dégradation de la paraffine.

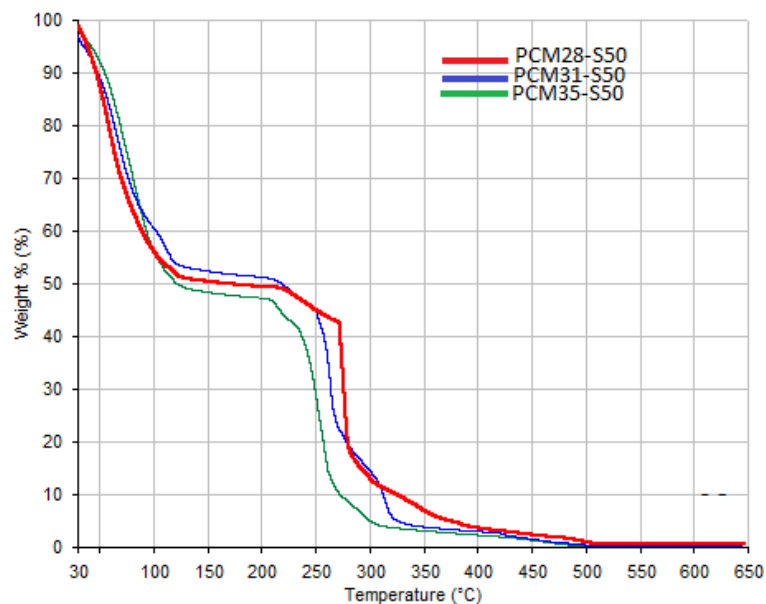


Figure 3 : Etude de la dégradation thermique des paraffines microencapsulées

3.2. Analyse calorimétrique différentielle (DSC)

Les paraffines en masse RT28HC, RT31 et RT35HC et les paraffines microencapsulées PCM28-S50, PCM31-S50 et PCM35-S50 ont été soumises à deux cycles thermiques successifs. Les thermogrammes du second cycle thermique des différentes paraffines à une vitesse de $10^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$ sont présentés dans les figures 4, 5, 6 et 7.

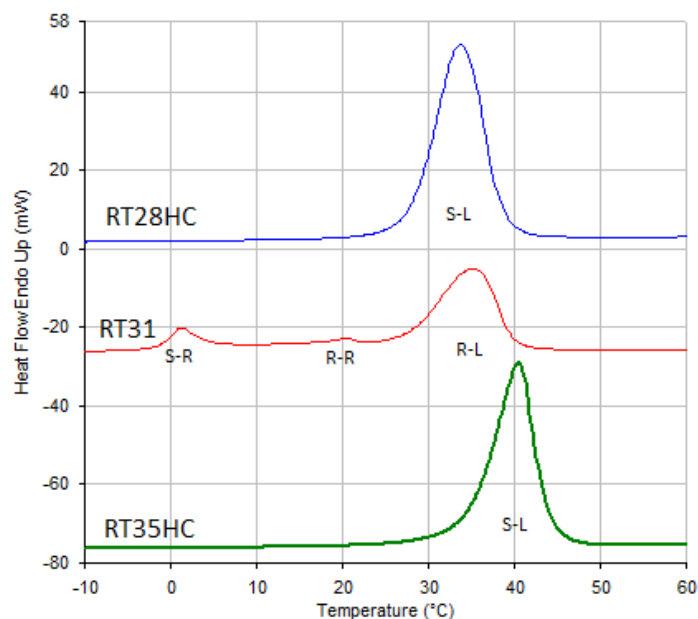


Figure 4 : Thermogrammes des paraffines en masse lors de chauffages à $10^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$

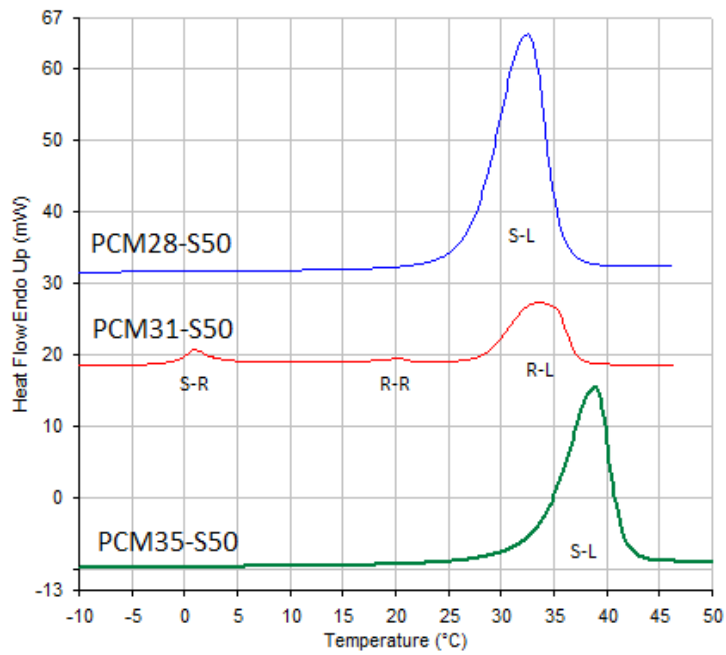


Figure 5 : Thermogrammes des paraffines microencapsulées lors de chauffes à $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$

Les thermogrammes de fusion (figure 4 et 5) de la RT28HC, RT35HC, PCM28-S50 et PCM35-S50 présentent un seul pic endothermique attribué au changement de phase solide-liquide (fusion). Les résultats présentés dans le *tableau 1* montrent que les chaleurs latentes de ces paraffines sont respectivement $252,9 \text{ J.g}^{-1}$, $235,6 \text{ J.g}^{-1}$, $204,4 \text{ J.g}^{-1}$ et $205,4 \text{ J.g}^{-1}$ avec une température de fusion de $27,8^{\circ}\text{C}$, $34,5^{\circ}\text{C}$, $26,9^{\circ}\text{C}$ et $33,1^{\circ}\text{C}$. Quant à la RT31 et PCM31-S50 elles présentent trois pics endothermiques, le pic principal à $27,7^{\circ}\text{C}$ pour la RT31 et $28,1$ pour la PCM31-S50 est attribué au changement de phase Rotator-Liquide (R-L). Les pics mineurs à $-1,5^{\circ}\text{C}$ et $15,7^{\circ}\text{C}$ pour la RT31 et $-0,8^{\circ}\text{C}$ et $15,4^{\circ}\text{C}$ pour la PCM31-S50 sont attribués respectivement aux transitions de phases Solide-Rotator (S-R), Rotator-Rotator (R-R). Les paraffines analysées étant commerciales, il est difficile de déterminer si leur composition est pure ou s'il s'agit de mélanges d'alcane qui ont parfois des points de fusion et de cristallisation différents [8]. Selon D. Cholakova [7] ce genre de cas est observé dans les alcanes impairs avec $17 \leq n \leq 41$ et les alcanes pairs avec $n > 20$.

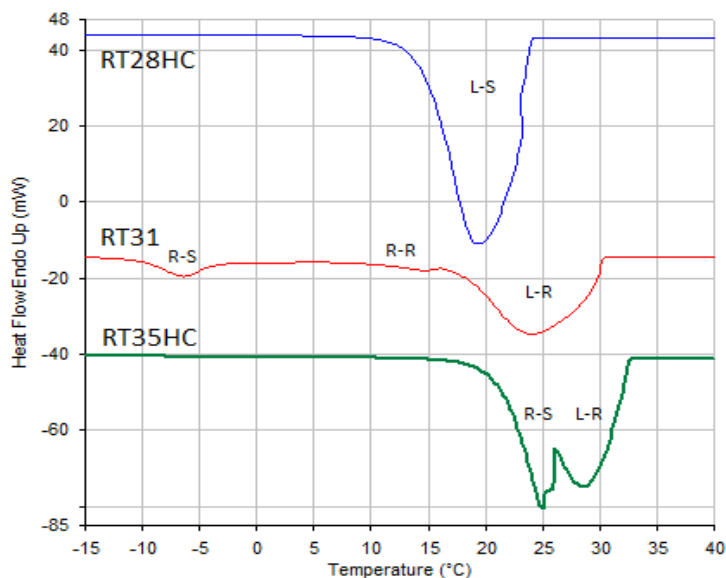


Figure 6 : Thermogrammes des paraffines en masse lors de refroidissements à $10^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$

Le thermogramme de cristallisation (figure 6) de la RT28HC présente un seul pic exothermique attribué au changement de phase liquide-solide (cristallisation), tandis que la RT31 et RT35HC présentent trois pics et deux pics respectivement. Les chaleurs latentes de cristallisation de la RT28HC, RT31 et RT35HC sont respectivement $251,5 \text{ J.g}^{-1}$, $144,9 \text{ J.g}^{-1}$ et $234,1 \text{ J.g}^{-1}$ avec une température de cristallisation de $24,2^\circ\text{C}$, $30,4^\circ\text{C}$ et $32,6^\circ\text{C}$.

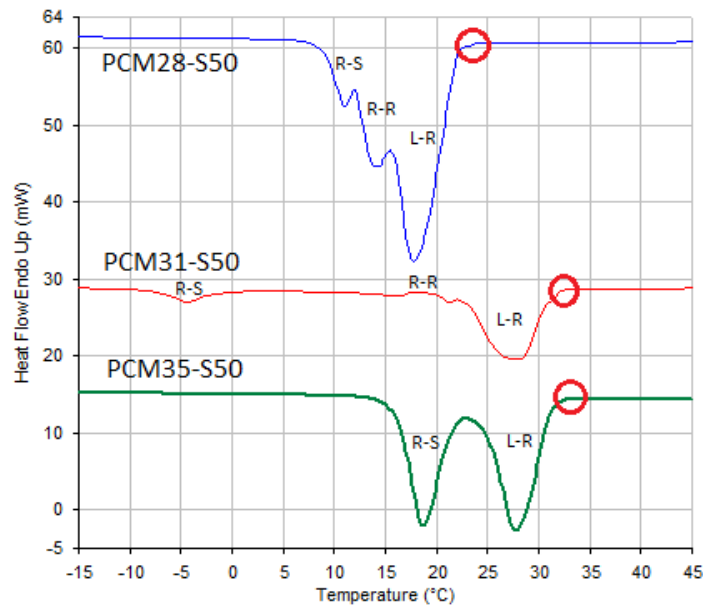


Figure 7 : Thermogrammes des paraffines microencapsulées lors de refroidissements à $10^\circ\text{C.min}^{-1}$

Quant aux thermogrammes de cristallisation des paraffines encapsulées (figure 7), un premier pic mineur exothermique (cercle rouge) à quelques degrés de la température de cristallisation est observé dans chaque paraffine, cette transition est attribuée à la cristallisation de la couche superficielle entre la paraffine et la capsule de polymère. La PCM28-S50 et la PCM31-S50 subissent des transitions de phase consécutives à savoir Liquide-Rotator (L-R), Rotator-Rotator (R-R) et Rotator-Solide (R-S), tandis que la PCM35-S50 subit deux transitions de phase Liquide-Rotator et Rotator-Solide. En effet, l'encapsulation des paraffines conduit à l'apparition de nouvelles phases rotatoires qui ne sont pas présentes dans les paraffines en masse. Les résultats montrent que les chaleurs latentes de ces paraffines microencapsulées sont respectivement $202,5 \text{ J.g}^{-1}$, $137,4 \text{ J.g}^{-1}$ et $204,5 \text{ J.g}^{-1}$ avec des températures de cristallisation de $22,1^\circ\text{C}$, $30,9^\circ\text{C}$ et $31,2^\circ\text{C}$.

	T_f $^\circ\text{C}$	ΔH_f J.g^{-1}	T_c $^\circ\text{C}$	ΔH_c J.g^{-1}
RT28HC	27,8	$252,9 \pm 8,4$	24,2	$251,5 \pm 8,3$
RT31	-1,5	$26,4 \pm 0,9$	30,4	$144,9 \pm 4,3$
	15,7	$21,5 \pm 0,8$	15,8	$19,7 \pm 0,7$
RT35HC	27,7	$144,7 \pm 4,8$	-3,1	$29,2 \pm 1,0$
	34,5	$235,6 \pm 7,8$	32,6	$234,1 \pm 7,8$
PCM28-S50	26,9	$204,4 \pm 6,8$	22,1	$202,5 \pm 6,8$
	-0,8	$22,1 \pm 0,8$	30,9	$137,4 \pm 4,9$
PCM31-S50	15,4	$14,6 \pm 0,5$	17,8	$17,65 \pm 0,7$
	28,1	$135,2 \pm 4,8$	-1,23	$23,2 \pm 0,9$
PCM35-S50	33,1	$205,4 \pm 6,9$	31,2	$204,5 \pm 6,9$

Tableau 1 : Températures et enthalpies de changement de phase des paraffines en masse et microencapsulées

Les températures et les aires des pics de fusion et de cristallisation dépendent de nombreux critères tels que : l'histoire thermique, la masse des échantillons [9], la vitesse de chauffage/refroidissement [9], le type de DSC et la ligne de base.

Pour calculer l'incertitude sur l'enthalpie, nous avons pris en compte l'incertitude de l'appareil (DSC6000), l'incertitude de la balance et l'incertitude liée à l'étalonnage réalisé avec de l'indium.

3.3. Mesures de conductivité thermique

Trois tests successifs ont été effectués afin de vérifier la répétabilité des mesures de conductivité des différentes paraffines en masse et microencapsulées. Les résultats obtenus sont illustrés dans le tableau 2. Nous remarquons que les paraffines en masse et microencapsulées ont une faible conductivité thermique (entre $0,2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $0,39 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). La difficulté rencontrée lors de cette analyse est la présence de bulles d'air et de pores dans les échantillons de paraffines solides étudiés à température ambiante. Ces bulles d'air peuvent avoir une influence sur les valeurs de conductivité et de diffusivité thermiques mais sont la conséquence de la cristallisation et existent dans les paraffines solides. L'incertitude combinée entre l'écart type et l'incertitude sur la mesure a été calculée.

	λ	α
	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{mm}^2.\text{s}^{-1}$
RT28HC	0,382 \pm 0,023	0,115 \pm 0,019
RT31	0,207 \pm 0,013	0,074 \pm 0,015
RT35HC	0,324 \pm 0,017	0,129 \pm 0,009
PCM28-S50	0,262 \pm 0,043	0,119 \pm 0,005
PCM31-S50	0,249 \pm 0,029	0,177 \pm 0,009
PCM35-S50	0,382 \pm 0,029	0,103 \pm 0,044

Tableau 2 : Conductivité et diffusivité thermique des paraffines en masse et microencapsulées

4. Conclusion

Dans cet article, nous avons caractérisé trois types de paraffines dont les températures de fusion sont de $27,8^\circ\text{C}$, $27,7^\circ\text{C}$, et $34,5^\circ\text{C}$ afin de choisir les paraffines dont les températures de fusion et de cristallisation seront les plus adaptées. La RT28HC stocke le plus d'énergie, viennent ensuite la RT35HC et la RT31.

Pour toutes les paraffines on observe deux phénomènes distincts lors de la cristallisation, l'existence d'une phase intermédiaire entre la phase liquide isotrope et la phase solide cristalline dite phase rotatoire, ces dernières sont à l'origine du dédoublement du pic de cristallisation dans quelques échantillons de paraffines.

La microencapsulation des paraffines conduit à l'augmentation du nombre de phases rotatoires, par exemple pour la PCM28-S50 on observe trois pics de cristallisation distincts ce qui élargit la gamme de température de cristallisation. L'encapsulation est donc un frein à la recristallisation et diminue l'enthalpie de fusion.

L'analyse thermogravimétrique a permis de déterminer la gamme de température dans laquelle les paraffines peuvent être exploitées, les résultats ont montré que les paraffines ont une bonne stabilité thermique pour l'application prévue. Le principal inconvénient des paraffines est leur faible conductivité thermique [10].

5. Remerciements

Ce travail est financé dans le cadre du projet ANR CONVINCES (ANR-21-CE50-0029). Les auteurs remercient également l'Université Paris-Est Créteil (UPEC) pour la participation au financement de la thèse de doctorat de Mme Ferdjallah.

Références

- [1] S. A. Memon, H. Z. Ciu, H. Zang, F. Xing, Utilization of macro encapsulated phase change materials for the development of thermal energy storage and structural lightweight aggregate concrete, *Applied Energy*, 139 (2015), 43-55.
- [2] S. A. Memon, Phase change materials integrated in building walls : A state of the art review, *Renewable and Sustainable Energy Review*, 31 (2015), 870 -906.
- [3] L. Han, X. Zhang, J. Ji, K. Ma, Research progress on the influence of nano-additives on phase change materials, 55 (2022), 105807.
- [4] M. K. Rathod, Phase change materials and their applications, *Phase Change Materials and Their Applications* (2018), 37-57.
- [5] V. Goel, A. Saxena, M. Kumar, A. Thakur, A. Sharma, V. Bianco, Potential of phase change materials and their effective use in solar thermal application : a critical review, *Applied Thermal Engineering*, 219 (2023), 119417.
- [6] D. Fu, Y. Liu, G. Liu, Y. Su ; D. Wang, Confined crystallization of binary n-alkane mixtures : Stabilization of a new rotator phase by enhanced surface freezing and weakened intermolecular interactions, *Phys. Chem. Phys*, 13 (2011), 15031- 15036 ;
- [7] D. Cholakova, N. Denkov, Rotator phases in alkane systems : in bulk, surface layer and micro/nano-confinements, *Advances in Colloid Interface Science*, 269 (2019), 7-42.
- [8] P. K. Mukherjee, Phase transitions among the rotator phases of normal alkanes : A review, *Physics Reports* 588 (2015), 1-54.
- [9] R. M. Saeed, J. P. Schlegel, C. Castano, R. Sawafta, Uncertainty of Thermal Characterization of Phase Change Material by Differential Scanning Calorimetry Analysis, *International Journal of Engineering Research & Technology*, Vol 5 (2016), 405-412.
- [10] N. Sahan, M. Fois, H. Paksoy, Improving thermal conductivity phase change materials : a study of paraffin nanomagnetite composites, *Solar Energy Materials & Solar Cell*, 137 (2015), 61-67.

Matériaux pour la transition énergétique : cas de la production d'eau chaude sanitaire

Régis OLIVÈS^{1*}, Jean-Marie MANCAUX¹, Maxime PERIER-MUZET¹

¹Laboratoire PROMES-CNRS - Université de Perpignan Via Domitia
Rambla de la thermodynamique - 66860 Perpignan

*(auteur correspondant : olives@univ-perp.fr)

Résumé - Les systèmes de conversion des EnR requièrent, a priori, la mobilisation de matériaux en quantité relativement importante du fait de la faible concentration de la ressource énergétique. L'évaluation des quantités de matériaux nécessaires sur l'ensemble du cycle de vie pour différents systèmes de production d'eau chaude sanitaire (chaudière gaz, chauffe-eau électrique, chauffe-eau thermodynamique et chauffe-eau solaire avec appoint électrique) montre a contrario que le chauffe-eau solaire est le système le plus frugal lorsque l'on tient compte de l'énergie et des matériaux mobilisés pour la production d'énergie primaire, c'est-à-dire de l'ensemble de la chaîne énergétique.

Nomenclature

C_p	capacité thermique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	η	rendement,
CED	demande énergétique cumulée, J	<i>Indices et exposants</i>	
LT	durée de vie, an	i	investi
m	masse, kg	NoR	non renouvelable (fossile et fissile)
M	masse par unité d'énergie, $kg.GWh^{-1}$	$NoRec$	non recyclé (matière première vierge)
T	température, K	r	réel
V	consommation annuelle d'ECS, m^3/an	sta	standard
<i>Symboles grecs</i>		$sust$	soutenable
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$		

1. Introduction

Le déploiement des systèmes à énergie renouvelable s'avère nécessaire pour répondre au défi climatique et, en particulier, remplacer les énergies fossiles par des énergies décarbonées. Compte tenu de la plus faible densité énergétique des énergies renouvelables (EnR) par rapport aux énergies fossiles, le développement massif des EnR engendre une mobilisation importante de matériaux [1]. Il en résulte la nécessité d'accentuer les efforts en matière de sobriété pour pouvoir ensuite mieux intégrer les EnR. Il s'agit donc d'être attentifs aux besoins exprimés par les acteurs du domaine afin d'éviter d'accélérer la déplétion des ressources en matière première vierge.

Aussi, la production d'eau chaude sanitaire (ECS) est un poste particulièrement consommateur d'énergie dans le secteur du bâtiment. Il peut correspondre, selon l'ADEME [2], de 10 à 20 % de la consommation énergétique dans l'habitat. Plusieurs études ont déjà traité des performances environnementales des systèmes de production d'ECS en utilisant des analyses de cycle de vie [3, 4]. Elles présentent une forte dépendance du lieu où ces systèmes sont installés. Néanmoins, la question des ressources aussi bien matérielles qu'énergétiques ne sont pas abordées du point de vue de la soutenabilité.

Afin d'analyser l'impact environnemental et l'intérêt des systèmes de production d'ECS en termes d'exploitation des ressources, nous évaluons les énergies non renouvelables mais

aussi les quantités de matériaux mobilisés tout au long du cycle de vie pour le service rendu. Nous déterminons ainsi les quantités de matériaux nécessaires à la mise en œuvre de différents systèmes de production d'ECS : chaudière gaz instantané (CGI), chaudière gaz avec stockage (CGS), chauffe-eau électrique (CEE), chauffe-eau thermodynamique (CET) et chauffe-eau solaire avec appoint électrique (CES). On se focalise sur les matières principales : acier, cuivre, aluminium, verre et polymères.

Afin de comparer ces différents procédés, le rapport entre l'énergie restituée durant la durée de vie et l'énergie investie (*EROEI*) est aussi étudié. La prise en compte de la soutenabilité nous conduit à analyser le rapport $EROEI_{sust}$ qui compare l'énergie restituée à la part d'énergie non renouvelable investie. De manière similaire, le rapport $EROMI_{sust}$ est proposé. Ce rapport compare l'énergie restituée à la quantité de matière non recyclée investie. L'objectif est donc de mettre en évidence la soutenabilité des systèmes de production d'ECS aussi bien en termes de ressources énergétiques que matérielles sur le cycle de vie et en tenant compte de l'ensemble de la chaîne énergétique.

2. Unité fonctionnelle et définition des indicateurs

Nous souhaitons comparer les différents procédés de production d'ECS. L'unité fonctionnelle retenue dans notre cas correspond au *service rendu*, c'est-à-dire au besoin d'un habitat individuel consommant en moyenne 200 L d'ECS par jour [2]. Compte tenu de la durée de vie LT , on obtient la quantité d'énergie produite sur l'ensemble du cycle de vie pour chacun des systèmes :

$$E_{ECS} = \rho \cdot C_p \cdot \Delta T \cdot V \cdot LT \quad (1)$$

où ΔT est la variation de température entre l'eau froide en entrée du système (considérée en moyenne à 16°C [2]) et l'eau chaude délivrée aux usagers par l'intermédiaire ou non d'un stockage. Pour la chaudière gaz en instantané, cette eau est supposée produite à 40 °C et correspond à une énergie fournie de 8200 MJ/an, soit 2,28 MWh/an. Pour les autres systèmes intégrant un stockage, l'eau est plutôt produite à 50°C, correspondant à une énergie de 11620 MJ/an, soit 3,23 MWh/an.

À partir de données issues de la littérature et en particulier d'inventaires établis pour des analyses de cycle de vie (ACV), il est possible de déterminer, dans un premier temps, les principales quantités de matière à mobiliser pour la construction des procédés de production d'ECS. Afin de comparer ces différents systèmes en termes de quantités de matériaux investis m_i , nous rapportons cette quantité à la production d'ECS sur toute la durée de vie E_{ECS} (voir figure 1) pour obtenir Me :

$$Me = \frac{m_i}{E_{ECS}} \quad (2)$$

Nous n'analysons que quelques familles de matériaux, a priori représentatives de ces systèmes : acier, cuivre, aluminium, verre et polymères. Les matériaux dits critiques ne sont pas ici considérés. On les retrouve bien souvent dans les systèmes électroniques employés pour la commande et la régulation. Leur quantité est bien souvent nettement plus faible (quelques centaines de grammes). Il ne faut cependant pas oublier ces matériaux critiques tels que les métaux rares qui, malgré leur faible quantité, peuvent poser problème en termes de ressources du fait précisément de leur rareté [5].

Dans un second temps, nous élargissons le périmètre d'étude en incluant la quantité de matériaux inhérente à la ressource énergétique exploitée par le système : gaz ou électricité (voir figure 2). Nous prenons ainsi en compte l'ensemble de la chaîne énergétique. Les quan-

tités de gaz consommées par ces chaudières sont calculées sur tout le cycle de vie. On obtient environ 85000 kg/GWh. Concernant l'électricité, si nous faisons l'hypothèse qu'elle est issue de centrales nucléaires, la quantité de matériaux mobilisés en y incluant le béton et la matière fissile est d'environ 2300 kg/GWh, quantité obtenue à partir des données du rapport de l'AEA pour EDF [6]. Cette valeur ne prend pas en compte l'énergie et les matériaux à mobiliser pour le stockage des déchets nucléaires ainsi que pour la déconstruction des centrales.

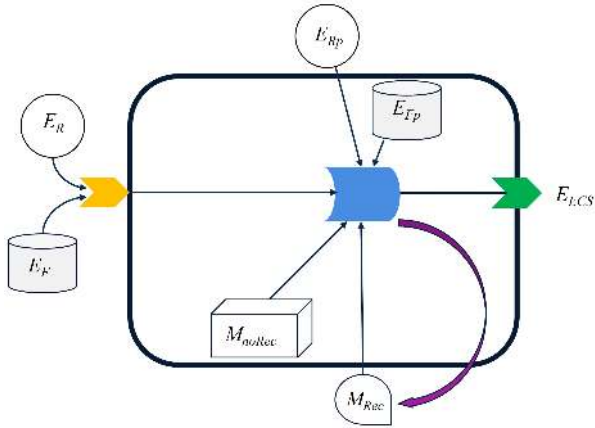


Figure 1 : Périmètre d'étude

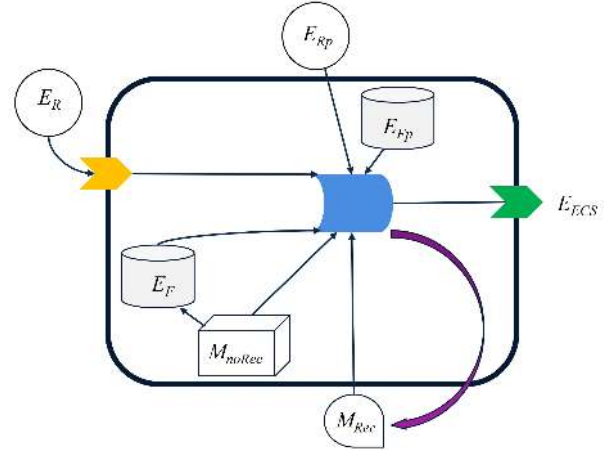


Figure 2 : Périmètre d'étude incluant l'énergie primaire et la quantité de matériaux associée

Pour qualifier les procédés énergétiques, différents indicateurs ont été proposés afin d'aider à leur sélection. En particulier, il est désormais courant de calculer le taux de retour énergétique standard : $EROEI_{sta}$ (Energy Return of Energy Invested) [7, 8]. Il s'agit du rapport de l'énergie restituée et de l'énergie investie. L' $EROEI_{sta}$ peut, a priori, et en première approximation, être obtenu à partir de l'énergie produite sur la durée de vie (E_{ECS}) et de la demande énergétique cumulée (CED) :

$$EROEI_{sta} = \frac{E_{ECS}}{CED} \quad (3)$$

La demande énergétique cumulée est déterminée par une ACV selon la norme NF EN ISO 14044. Il s'agit de la somme des énergies nécessaires à l'extraction des ressources, à la construction, à l'exploitation, à l'élimination et au recyclage en fin de vie. Afin d'introduire la notion de soutenabilité, il nous faut prendre en compte le fait que l'énergie réellement à investir n'est que de type non renouvelable. À l'instar de Multon et Horsin Molinaro [9], on introduit l' $EROEI_{sust}$:

$$EROEI_{sust} = \frac{E_{ECS}}{CED_{NoR}} \quad (4)$$

où CED_{NoR} correspond à la demande énergétique cumulée d'origine non renouvelable. Ainsi, on met en évidence que qu'un système soutenable satisfera la condition $EROEI_{sust} > 1$.

Le périmètre d'étude est ainsi défini par la prise en compte des énergies non renouvelables (fossiles et fissiles) directement utilisées durant la phase d'exploitation et donc de production d'ECS, E_F , et mobilisées durant les étapes de fabrication et en fin de vie, E_{Fp} (voir figure 2). On ne tient pas compte, de ce fait, des énergies renouvelables E_R et E_{Rp} .

De même, il est possible d'introduire un indicateur similaire à l' $EROEI$ mais relatif aux matériaux investis avec toujours comme référence l'énergie restituée E_{ECS} . On peut alors établir le rapport suivant :

$$EROMI_{sta} = \frac{E_{ECS}}{m_i} = \frac{1}{Me} \quad (5)$$

De la même façon, il est possible de tenir compte des fractions de matériaux recyclés et de matériaux non recyclés (Me_{NoRec}), qui conduit à former l' $EROMI_{sust}$:

$$EROMI_{sust} = \frac{1}{Me_{NoRec}} \quad (6)$$

Cet indicateur rend compte de l'énergie restituée à partir de matériaux non recyclés utilisés durant non seulement l'étape de fabrication mais aussi l'étape de production d'ECS (voir figure 2). Un $EROMI_{sust}$ sera donc d'autant plus grand que le système fera appel à une plus faible quantité de matière première vierge.

3. Systèmes de production d'eau chaude sanitaire

Nous nous proposons de comparer différents systèmes de production d'eau chaude sanitaire à l'aide des indicateurs précédemment présentés. L'étude porte donc sur une chaudière gaz à production instantanée (CGI), une chaudière gaz avec réservoir de stockage (CGS), un chauffe-eau électrique avec cumulus (Zeneo Atlantic 200 L) (CEE), un chauffe-eau thermodynamique (Chappee TD 200 split WH)(CET) et un chauffe-eau solaire (CES). Tous ces systèmes permettent de répondre aux besoins spécifiés dans la section précédente. Les données sont issues des articles [4, 10, 11] pour les chaudières gaz et le chauffe-eau solaire et des fiches PEP (profil environnemental du produit) du CEE et du CET. Les quantités de matériaux et les énergies grises sont présentées dans le tableau 1.

	CGI	CGS	CEE	CET	CES
matériaux (kg)					
acier	11	67,7	70	89,77	68,3
cuivre	5,3	5,3	0,3	0,157	17,5
aluminium	1,3	1,3	0	6,93	22,2
verre	0	0	0	0	34,8
polymères	0,5	2,4	5,7	15,4	10,1
énergie grise (MJ)	7200	12560	14500	22400	16800
efficience	$\eta_r = 67\%$	$\eta_r = 56\%$	$\eta_r = 83\%$	$COP_r = 1,8$	$TCS = 70\%$
durée de vie (an)	15	15	15	12	20

Tableau 1 : Inventaires des quantités de matériaux et énergies grises nécessaires aux procédés de production d'ECS, efficience (rendements, COP (coefficient de performance), TCS (taux de couverture solaire) et durée de vie)

Sont aussi indiqués les rendements réels pour CGI, CGS et CEE [11, 2], le COP réel constaté pour le CET [2] et le taux de couverture solaire moyen constaté au niveau national pour le CES [2] ainsi que la durée de vie moyenne constatée des systèmes.

4. Résultats et discussion

4.1. Quantités de matériaux investis pour la production d'ECS

À partir des inventaires de cycle de vie des différents procédés, les quantités de matériaux mobilisés pour assurer le service consistant à un volume d'ECS de 81760 L/an et rapportées

à l'énergie produite sur toute la durée de vie peuvent être calculés. On obtient les résultats présentés dans la figure 3(A). Pour chaque procédé, nous retenons les quantités de matière prépondérantes et classées selon les principales familles de matériaux (acier, aluminium, cuivre, verre, polymères).

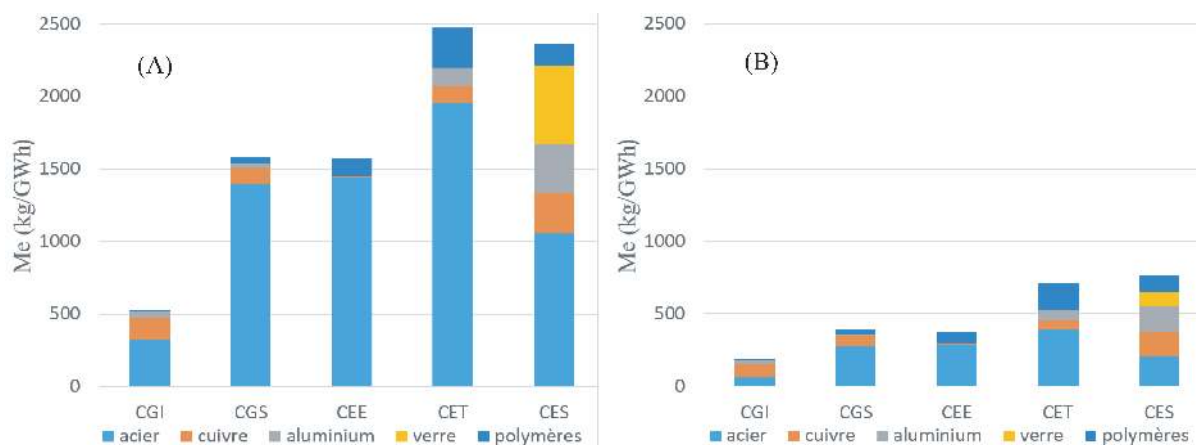


Figure 3 : *Quantité de matériaux totale (A) et non recyclés (B) rapportée à l'énergie produite*

Afin de pouvoir développer de façon massive les EnR sans subir les limitations matérielles, le recours aux matériaux recyclés s'avère nécessaire. Certains matériaux bénéficient depuis de nombreuses années d'un effort conséquent sur le recyclage. On constate des taux de recyclage élevés dans les secteurs du verre et de certains métaux. Les aciers, en particulier, sont recyclés avec des taux qui peuvent être supérieurs à 90 %. L'aluminium et le cuivre font partie aussi des matériaux de plus en plus recyclés (respectivement plus de 50 % et de 60 %). Concernant les polymères, les thermoplastiques ont des taux de recyclage de plus en plus élevés qui conduit à des contenus en matériaux plastiques recyclés de 20 % en France et dans certains pays d'Europe de 30 %. Du fait de leurs propriétés, ils peuvent réintégrer de nouveaux cycles de vie après un traitement thermique adéquat. Les thermodurcissables, quant à eux, sont plus difficiles à réutiliser car ils ne peuvent pas subir de traitement thermique sans dégradation. Ils sont bien souvent réemployés après déchetage sous une forme de plus faible valeur ajoutée (downcycling), voire plutôt valorisés énergétiquement.

Pour les systèmes de production d'ECS, il apparaît intéressant de reprendre les résultats de la figure précédente et de les analyser en tenant compte de la possibilité d'incorporer des matériaux recyclés. Ainsi, en retirant les quantités de matériaux recyclés et en ne gardant que les matériaux mobilisés issus de matière première vierge, il est possible de déterminer les quantités de matériaux non recyclés Me_{NoRec} . Compte tenu des taux moyens actuels d'incorporation de matériaux recyclés en France (acier 80%, cuivre 60%, aluminium 50%, verre 80%, polymères 30% [12]), on obtient les résultats présentés à la figure 3(B).

On constate d'abord que le CET et le CES nécessitent davantage de matériaux que les autres systèmes CGI, CGS et CEE qui utilisent exclusivement une énergie primaire (gaz ou uranium) plus concentrée. Ceci est dû à leur relative complexité, d'une part liée à la pompe à chaleur du CET et d'autre part aux capteurs solaires du CES.

Désormais, il devient pertinent d'inclure les matériaux qui permettent l'alimentation en énergie primaire et en particulier, pour les chaudières gaz, le gaz naturel, et pour les systèmes alimentés en électricité, les matériaux utilisés pour la production d'électricité. On ne prend pas en compte les matériaux mobilisés pour les infrastructures et les réseaux de transport. Compte tenu de la part de l'électricité nucléaire dans le mix électrique français, nous ne comptabiliserons

que la quantité de matériaux nécessaires pour la centrale nucléaire. La figure 4 montre l'importance des quantités de matériaux mobilisés pour produire l'énergie convertie par le système de production d'ECS.

Les systèmes utilisant le gaz naturel font appel à une quantité de matière première tout au long du cycle de vie bien plus grande que les autres systèmes (près de 85000 kg/GWh, inverse du pouvoir calorifique du gaz). Aussi, la comparaison des systèmes CEE, CET et CES montre que la prise en compte de la quantité de matériaux nécessaires à la production électrique en supposant qu'elle soit d'origine nucléaire conduit, tout de même, à fortement augmenter la quantité totale de matériaux non recyclés. Ainsi, on met en évidence la part importante occupée par la ressource énergétique à mobiliser pour faire fonctionner le système par rapport à la quantité de matière investie pour sa fabrication. Autant pour le CES, cette quantité est doublée du fait de la prise en compte de la matière nécessaire à la production d'électricité, pour le CET elle est quasiment multipliée par un facteur 3 et pour le CEE par un facteur 5.

Remarquons que, dans le cas de la rénovation énergétique, le réemploi, par exemple, d'un ballon de stockage pour venir y connecter une installation solaire participera à la réduction du contenu en matière première vierge et donc à Me_{NoRec} . On peut estimer un gain d'environ 200 à 250 kg/GWh, soit de 13 à 17 % pour le CES.

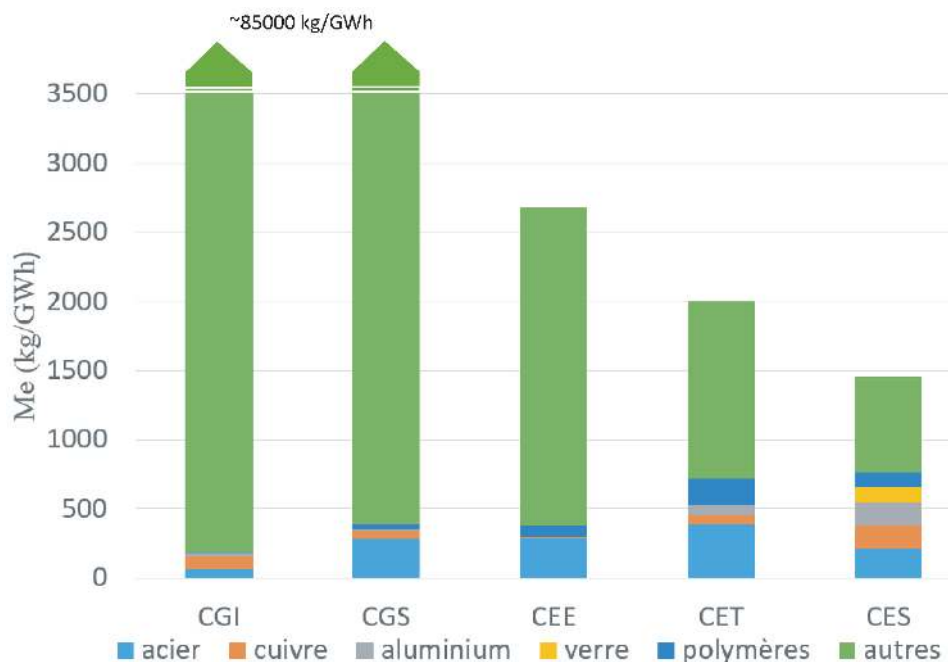


Figure 4 : Quantité de matériaux non recyclés investis pour la fabrication du système et pour la production d'énergie primaire (autres), rapportée à l'énergie produite

4.2. Énergie et quantités de matériaux investis et soutenabilité

Il apparaît intéressant d'analyser ces résultats à l'aide des indicateurs définis précédemment : $EROEI_{sust}$ et $EROMI_{sust}$. Ces indicateurs nous montrent la pertinence des procédés en matière de soutenabilité. Ainsi, la figure 5 permet de positionner les différents systèmes de production d'ECS selon les deux indicateurs. Des valeurs d' $EROEI_{sust} > 1$ et des valeurs élevées d' $EROMI_{sust}$ confèrent aux systèmes le caractère soutenable concernant les quantités d'énergie et de matériaux investis. Les systèmes basés sur le gaz ou sur l'électricité avec une ef-

ficacité peu élevée, se retrouvent avec un $EROEI_{sust}$ faible voire inférieur à 1. On montre donc que, selon ces critères, le chauffe-eau solaire (CES) et, dans une moindre mesure, le chauffe-eau thermodynamique (CET) peuvent être considérés comme des procédés de production d'ECS soutenables. Malgré une énergie grise plus importante, le CES est un système qui s'avère plus pertinent que le CET sur l'ensemble du cycle de vie.

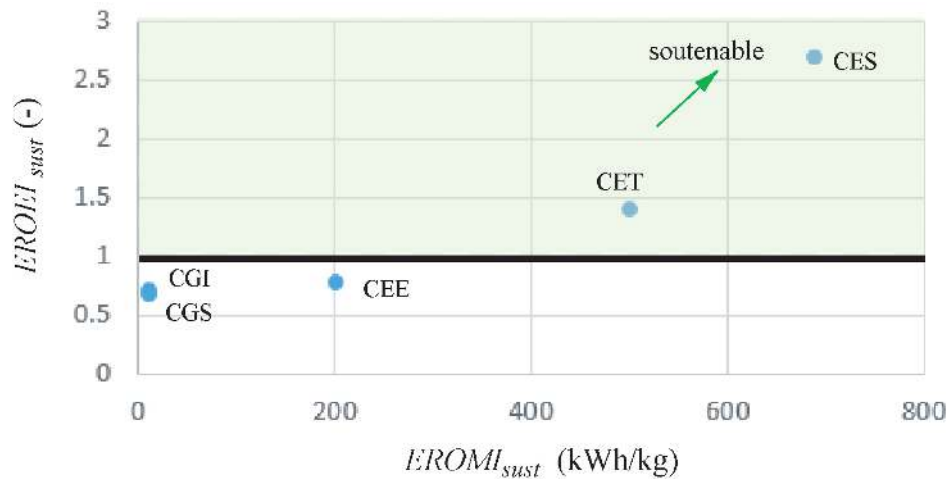


Figure 5 : $EROEI_{sust}$ vs $EROMI_{sust}$: énergie restituée selon l'énergie non renouvelable investie et la quantité totale de matériaux non recyclés investis

Quelques précisions peuvent être apportées. D'abord, la prise en compte du contenu matière du mix énergétique et non plus de l'électricité d'origine uniquement nucléaire modifie les valeurs respectives de chaque système tout en respectant la hiérarchie établie précédemment. On peut remarquer aussi que, selon les études, l'électricité nucléaire peut avoir un contenu matière plus élevé du fait du stockage des déchets nucléaires et du démantèlement. Selon les technologies adoptées, en particulier pour le stockage, les quantités de béton et d'acier peuvent varier d'un facteur 1 à 10 et dépendent fortement de l'activité des déchets. Notons, en outre, que l'énergie nécessaire au recyclage des matériaux n'a pas été prise en compte dans ces calculs. Il s'avère que l'utilisation de matériaux recyclés conduit à un gain énergétique par rapport à l'exploitation de matière première vierge. Ainsi, on estime que l'économie d'énergie est de 60 à 75 % pour l'acier, de 84 à 88 % pour le cuivre et de 90 à 97 % pour l'aluminium, selon l'ONU [13].

Enfin, lorsque l'on se focalise sur le CET et le CES, il est possible d'affiner les résultats afin de mettre en évidence l'influence du COP pour le CET, du taux de couverture solaire (TCS) pour le CES. La figure 6 présente comment évoluent les rapports $EROEI_{sust}$ et $EROMI_{sust}$ avec d'une part le COP pour le CET et d'autre part le TCS pour le CES. En faisant varier le COP de 1,4 à 3 (gamme de variation constatée en situation réelle [2]), on remarque que $EROEI_{sust}$ passe de 1,1 à 2. Alors que pour le CES, une augmentation du taux de couverture de 50% à 80% (gamme typique constatée en France métropolitaine) induit une variation de l' $EROEI_{sust}$ de 1,75 à 3,7. Ainsi, un CET possédant un COP_r de l'ordre de 1,2 impliquant $EROEI_{sust} \simeq 1$ ne sera plus pertinent en termes de soutenabilité. Bien évidemment, un CES sera d'autant plus pertinent que le TCS sera élevé, néanmoins, un CES avec un taux de couverture solaire de 50% est aussi intéressant qu'un CET avec un COP de 2.

5. Conclusion

La production d'eau chaude sanitaire étant un poste de consommation important dans l'habitat, il nous est apparu intéressant d'évaluer la quantité de matériaux et d'énergie à mobiliser

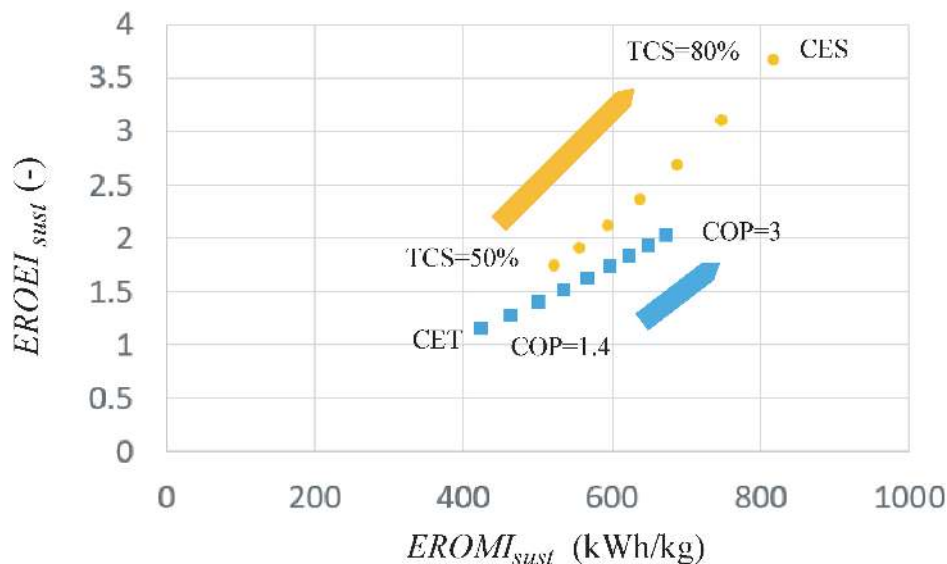


Figure 6 : $EROEI_{sust}$ vs $EROMI_{sust}$: influence du COP pour le CET et du taux de couverture solaire (TCS) pour le CES

pour satisfaire ce besoin. Nous avons établi des critères qui permettent d'estimer la soutenabilité à partir des énergies non renouvelables et des matériaux non recyclés à investir tout le long du cycle de vie et par rapport au service réellement rendu. Ainsi, en comparant différents systèmes (chaudière gaz en instantané ou avec stockage, chauffe-eau électrique avec cumulus, chauffe-eau thermodynamique et chauffe-eau solaire), l'étude montre que le chauffe-eau solaire requiert d'investir moins d'énergie non renouvelable et de matériaux non recyclés que les autres procédés. Il s'agira désormais d'y associer d'autres indicateurs de types économiques et environnementaux pour mener une analyse multicritère.

Références

- [1] O. Vidal, *Matières premières et énergie : Les enjeux de demain*, ISTE Group (2018).
- [2] ADEME-COSTIC, *Guide technique, Les besoins d'ECS en habitat individuel et collectif* (2016)
- [3] R. G. Raluy and A. C. Dias, Domestic hot water systems : Environmental performance from a life cycle assessment perspective, *Sustainable Production and Consumption* 26 (2021)
- [4] A.D. Moore et al., LCA of domestic hot water systems in Australia, *Renewable Energy* 103 (2017)
- [5] IEA, *The Role of Critical Minerals in Clean Energy Transitions*, W. E. O. Specific Report (2021).
- [6] EDF Energy - AEA, *Environmental Product Declaration of electricity from Sizewell B nuclear power station* (2009).
- [7] D. J. Murphy et al., Energy Return on Investment of Major Energy Carriers : Review and Harmonization, *Sustainability* 14, 7098 (2022)
- [8] D. Weissbach et al., Energy intensities, EROIs (energy returned on invested), and energy payback times of electricity generating power plants, *Energy* 52 (2013).
- [9] B. Multon et H. Horsin Molinaro, *Conversion d'énergie et efficacité énergétique*, ENS - Paris Saclay
- [10] S. Kalogirou, The return of embodied energy invested in domestic solar water heating systems, *HPC 2004, 3rd Int. Conf. on Heat Powered Cycles*, Cyprus, October 2004
- [11] R. H. Crawford and G. J. Treloar, Net energy analysis of solar and conventional domestic hot water systems in Melbourne, Australia. *Solar Energy* 76 (2004)
- [12] C. Devauze et al., ADEME, *Bilan National du Recyclage 2010-2019* (2021).
- [13] UNEP, *Environmental risks and challenges of anthropogenic metals flows and cycles* (2013).

Évaluation des interactions bâtiment-microclimat à l'échelle du quartier par une approche intégrée à la simulation énergétique des bâtiments

Adnane M'SAOURI EL BAT^{1*}, Sihem GUERNOUTI^{1,2,3}, Auline RODLER^{1,2,3}, Marjorie MUSY^{1,2,3}

¹ Cerema, Equipe-Projet BPE
MAN, 9 rue Viviani, 44262 Nantes Cedex, France

² LOCIE, UMR 5271
Campus Chambéry, Savoie Technolac, 73370 Le Bourget du Lac Cedex, France

³IRSTV
Centrale Nantes - Bâtiment T, 1 rue de la Noë, 44321 Nantes Cedex, France

*(auteur correspondant : adnane.msaourielbat@cerema.fr)

Résumé - L'objectif de cette étude est de présenter une modélisation intégrée dans le logiciel TRNSYS 18 en utilisant une approche zonale permettant de prendre en compte les phénomènes thermiques, aérauliques et radiatifs à l'échelle d'un quartier. Une comparaison avec les résultats expérimentaux existants dans la littérature a été réalisée pour évaluer la validité de cette approche. Les résultats numériques obtenus sont en phase avec ceux de l'expérimentation avec une erreur absolue moyenne sur la température de surface des murs extérieurs d'environ 1,3°C et une erreur relative moyenne d'environ 7%.

Nomenclature

P	pression, Pa	<i>Symboles grecs</i>	
q	débit volumique, m ³ .s ⁻¹	λ	multiplicateur de Lagrange
V	vecteur vitesse	α	module de précision gaussien
T	température, °C	ρ	densité massique

1. Introduction

Dans un environnement complexe, comme une zone urbaine, les éléments bâtis du tissu urbain modifient fortement les conditions microclimatiques en perturbant la distribution de l'écoulement du vent et de la chaleur entre les différentes surfaces. De ce fait, l'étude de l'impact du microclimat urbain sur les besoins énergétiques et sur le confort thermique des occupants est devenue une nécessité pour une meilleure évaluation de la performance énergétique des bâtiments. Dans la perspective de garantir le confort thermique intérieur et d'apporter des solutions techniques adéquates, la prédiction par simulation de la consommation énergétique doit être de plus en plus réaliste.

La littérature récente montre que l'utilisation des modèles basés sur des codes de calculs de mécanique de fluides (CFD) pour étudier le microclimat urbain et son impact sur les besoins énergétiques des bâtiments est répandue [1], [2]. Ces modèles sont généralement détaillés, en revanche complexes à utiliser (temps de calcul élevé, co-simulation...).

Pour répondre à la nécessité accrue en matière de modélisation des interactions entre l'environnement bâti et le microclimat urbain et de ses conséquences sur les performances énergétiques des bâtiments, la recherche dans le domaine de la simulation énergétique des

bâtiments a récemment changé d'orientation, passant de l'échelle du bâtiment à l'échelle du quartier ou bien de la ville. La modélisation de la consommation d'énergie d'un bâtiment dans son contexte urbain nécessite, par conséquent, de simuler les interactions avec les autres bâtiments et avec le microclimat urbain. Néanmoins, la complexité des environnements urbains rend la simulation énergétique des bâtiments à l'échelle urbaine très difficile.

Afin de surmonter cette complexité, l'objectif de ce papier est de présenter une approche simplifiée d'une modélisation intégrée dans un outil de simulation thermique dynamique des bâtiments (STD) couplé à un modèle basé sur une approche zonale pour le calcul des écoulements d'air à l'extérieur. Cette approche intégrée vise à évaluer les interactions entre le microclimat urbain et le bâtiment. Pour ce faire, un modèle thermoradiatif basé sur le facteur de Gebhart a été intégré dans un outil STD pour la modélisation du rayonnement solaire de courtes longueurs d'onde (CLO), du rayonnement thermique de grandes longueurs d'onde (GLO) dans le quartier. Par ailleurs, pour décrire de manière adéquate les champs de température et de vitesse du vent autour des bâtiments, un modèle zonal tridimensionnel d'écoulement du vent respectant la conservation de la masse a été développé sur la base de modèles empiriques existants dans la littérature. Pour évaluer la fiabilité de la modélisation développée une comparaison avec des résultats expérimentaux a été effectuée.

2. Méthode

2.1. Modèle thermoradiatif

Dans cette étude, le logiciel TRNSYS 18 a été utilisé pour la simulation thermique dynamique des bâtiments sachant qu'il n'inclut pas la modélisation physique de l'environnement extérieur. Afin de lever ce verrou, nous avons développé un nouveau modèle adapté à TRNSYS 18 permettant d'intégrer la simulation du microclimat à l'échelle d'un quartier. Dans TRNSYS 18, la méthode de la fonction de transfert de Mitalas et Stephenson est utilisée pour exprimer la conduction thermique à travers les murs. Au niveau du sol, la modélisation du transfert de chaleur est basée sur le Type 49 de TRNSYS. Ce dernier est un modèle tridimensionnel basé sur les différences finies, qui nécessite un maillage du sol couvert par le bâtiment ou le quartier (champ proche) ainsi que la zone environnante du bâtiment ou du quartier (champ lointain). Ensuite, les transferts sont évalués entre le rez-de-chaussée ou les zones de revêtement routier (dalle) et le sol [3]. En champ lointain, la température du sol, à une profondeur de 10 m, est calculée grâce au modèle de Kusuda.

Les échanges radiatifs de courte et de grande longueur d'ondes sont modélisés différemment pour les surfaces intérieures et extérieures. Bien que le modèle radiatif de TRNSYS est uniquement adapté aux zones thermiques intérieures [3], [4], nous nous sommes appuyés sur une approche développée dans des études antérieures pour le rendre également applicable à l'environnement extérieur [3], [4]. Dans ces travaux, le modèle radiatif est basé sur le facteur de Gebhart [5] pour calculer les échanges radiatifs et les inter-réflexions ainsi que les coefficients de distribution du rayonnement solaire. Plus de détails et de validations expérimentales sont disponibles dans les études [3], [4].

2.2. Modèle thermo-aéraulique zonal pour l'extérieur

Le vent est un élément prédominant à l'échelle microclimatique urbaine, son comportement est lié à plusieurs facteurs et, en particulier, à la configuration du tissu urbain. De plus, l'écoulement du vent a une influence à la fois sur le flux thermique généré par le renouvellement d'air des espaces intérieurs et sur les échanges convectifs à la surface extérieure de l'enveloppe

du bâtiment. A ce sujet, les modèles de mécanique des fluides (CFD) sont souvent utilisés pour simuler le champ d'écoulement dans les zones urbaines. Ces modèles sont très précis, mais résolvent les équations d'advection et de turbulence de manière itérative, ce qui est gourmand en calcul et en mémoire pour la plupart des applications à l'échelle urbaine. Cela ne convient pas à notre objectif de calculer les effets couplés (thermique, radiatif et aéraulique) sur une période annuelle avec des temps de calcul raisonnables.

En réponse à cette problématique, nous proposons un modèle thermo-aéraulique zonal applicable au cas d'un quartier en utilisant le langage de programmation Python, et intégrable dans TRNSYS 18 via le Type 163.

Ce modèle aéraulique, reposant sur la conservation de la masse, a été inspiré de la méthode proposée par Röckle [6]; permettant ainsi de réduire les temps de calcul. Ainsi, le champ d'écoulement du vent autour des bâtiments est d'abord initialisé à partir de modèles empiriques pour réduire le nombre d'itérations. Ensuite, uniquement l'équation d'advection est résolue à partir du champ de vent initial en considérant que la turbulence est « grossièrement résolue » par l'initialisation. La conservation de la masse est ensuite appliquée en utilisant une technique d'analyse variationnelle [7]. Celle-ci résout l'équation de Poisson pour les multiplicateurs de Lagrange λ , en utilisant la méthode de surrelaxation successive (SOR) :

$$\frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)^2 \frac{\partial^2 \lambda}{\partial z^2} = \nabla \cdot \vec{V}_0 \quad (1)$$

Où $\vec{V}_0 = u_{0,i,j,k} \cdot \vec{i} + v_{0,i,j,k} \cdot \vec{j} + w_{0,i,j,k} \cdot \vec{k}$ est la divergence du champ de vitesse initial et u , v et w sont les composantes de vitesse dans les directions x , y et z ; α_1 et α_2 sont les modules de précision gaussiens qui définissent l'importance relative des mouvements d'air horizontaux par rapport aux mouvements verticaux.

Le champ de vitesse est ensuite mis à jour en utilisant les équations d'Euler-Lagrange après la résolution de l'équation (1) :

$$u_{i,j,k} = u_{0,i,j,k} + \frac{1}{2\alpha_1^2 \Delta x} (\lambda_{i+1,j,k} - \lambda_{i,j,k}) \quad (2)$$

$$v_{i,j,k} = v_{0,i,j,k} + \frac{1}{2\alpha_1^2 \Delta y} (\lambda_{i,j+1,k} - \lambda_{i,j,k}) \quad (3)$$

$$w_{i,j,k} = w_{0,i,j,k} + \frac{1}{2\alpha_2^2 \Delta z} (\lambda_{i,j,k+1} - \lambda_{i,j,k}) \quad (4)$$

Avec Δx , Δy et Δz respectivement les espaces entre les mailles correspondant aux directions x , y et z .

Le transfert de chaleur par convection peut être modélisé de deux manières. La première consiste à fixer une valeur constante du coefficient de transfert de chaleur par convection et la seconde consiste à utiliser des corrélations spécifiques issues de la littérature. Dans cette étude, la valeur du coefficient de transfert de chaleur par convection des façades du bâtiment est supposée constante sur les surfaces intérieures du bâtiment (6,1 W/m²K pour le plafond, 1,6 W/m²K pour le plancher et 4,1 W/m²K pour les parois verticales [8]). Pour les surfaces extérieures, le coefficient de transfert de chaleur par convection a été évalué en utilisant la corrélation de Hagishima et Tanimoto [9].

La modélisation des phénomènes microclimatiques générés à l'échelle du quartier est réalisée à l'aide d'un modèle zonal. Ce modèle consiste à diviser le quartier en plusieurs zones interconnectées (Figure 1). Dans chacune de ces zones fictives, les équations de conservation de la masse et d'énergie sont utilisées pour calculer les caractéristiques thermo-aérauliques (température, pression). Pendant la simulation, le modèle aéraulique décrit précédemment est utilisé pour calculer les débits volumiques aux interfaces des zones q_{ij} . Ces débits correspondent aux intégrations du champ de vitesse moyen aux interfaces entre les zones. En guise d'exemple,

si on considère un sous-volume ijk (Figure 1), du maillage étudié entre les coordonnées x_i et x_{i+1} , y_j et y_{j+1} , z_k et z_{k+1} , les débits entre les différentes interfaces sont calculés par les équations (5), (6) et (7).

$$q_i = \int_{z_i}^{z_{i+1}} u_{i,j,k} (y_{i+1} - y_i) dz \quad (5)$$

$$q_j = \int_{z_i}^{z_{i+1}} v_{i,j,k} (x_{i+1} - x_i) dz \quad (6)$$

$$q_k = \int_{x_i}^{x_{i+1}} w_{i,j,k} (y_{i+1} - y_i) dx \quad (7)$$

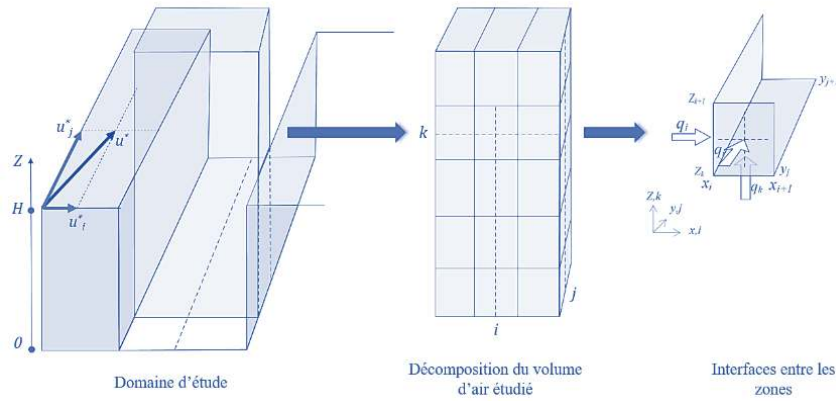


Figure 1 : Zonage du domaine d'étude [10]

Le modèle de calcul développé donne des résultats sous la forme de débits volumiques moyens horaires aux interfaces. Ces débits sont également exprimés sous la forme de débits massiques en fonction de la densité ρ_{ijk} de la cellule concernée. L'hypothèse d'isothermie, densité moyenne constante sur l'ensemble du domaine étudié, permet de définir un champ de vitesse du vent respectant la conservation de la masse, soit :

$$\sum_{k=0}^n q_{ij} = 0 \quad (8)$$

Au cours de la simulation, le modèle thermo-radiatif utilise les débits volumiques d'air calculés par Python et calcule la température de l'air de chaque cellule. Cette température est alors utilisée pour calculer la densité ρ_{ijk} de la zone considérée. Ainsi, le remplacement des densités de chaque zone par la loi des gaz parfaits ($\rho_i = \frac{P_i}{RT_i}$), conduit à un système de N équations dont les inconnues sont les températures T_i et les pressions P_i . La résolution de ces équations algébriques non linéaires couplées est obtenue à l'aide de la méthode de Newton-Raphson par Python.

3. Comparaison avec les résultats expérimentaux

3.1. Dispositif expérimental de EM2PAU

En vue d'évaluer la fiabilité et la pertinence des résultats de la modélisation proposée dans cette étude, une comparaison a été faite entre ceux-ci et ceux obtenus à partir des mesures expérimentales de la campagne de mesure EM2PAU [11]. Cette dernière représente une rue canyon à l'échelle un demi ($1/2$), constituée de deux rangées : de longueur 24 m, de largeur 3,6 m et de hauteur 5,2 m, ce qui donne un facteur d'aspect de 1,4 m. Chaque ligne est construite par un assemblage de quatre conteneurs de B=2,45 m de largeur représentant les bâtiments (Figure 2-a). L'axe de la rue forme un angle de 43° avec la direction du Nord. Quant à la détermination de la rugosité du sol, la méthode de décomposition préconisée par [11] a été utilisée (Figure 2-b); par ailleurs, la longueur de rugosité des conteneurs est de 0,01 m.



Figure 2 : (a) Campagne expérimentale EM2PAU, (b) Rugosité du sol autour des conteneurs [11]

Concernant les données météorologiques, un fichier de données horaires a été créé à partir des mesures expérimentales issues de la campagne de mesures EM2PAU pour la période du 06/04/2011 au 09/04/2011.

3.2. Analyse comparative entre les résultats numériques et expérimentaux de la température de surface des façades

En se basant sur la comparaison des mesures expérimentales de la campagne EM2PAU et des résultats numériques obtenus par l'approche intégrée développée, on observe que la température de surface de la façade Sud-Ouest est en bonne cohérence avec celle mesurée (Figure 3). L'erreur absolue moyenne entre les résultats de simulation et ceux de la campagne expérimentale est de $1,46\text{ }^{\circ}\text{C}$ et l'erreur relative moyenne est de $7,4\%$.

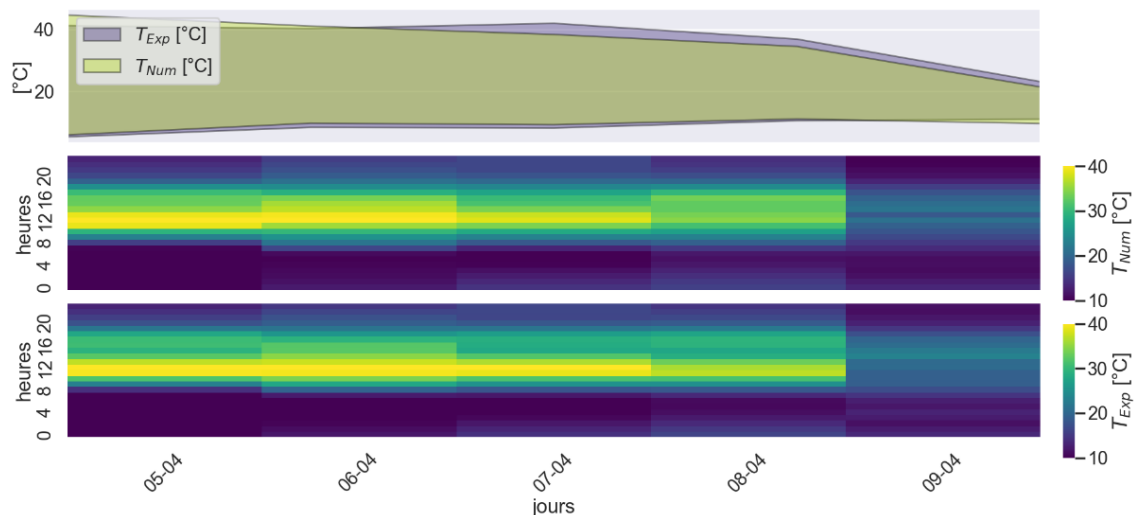


Figure 3 : Variation temporelle de la température des surfaces Sud-Ouest étudiées

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux des températures de surface Nord-Est (Figure 4) montre également une bonne cohérence. Dans ce cas, l'erreur absolue moyenne est d'environ $1,32\text{ }^{\circ}\text{C}$ et l'erreur relative moyenne est d'environ $7,35\%$.

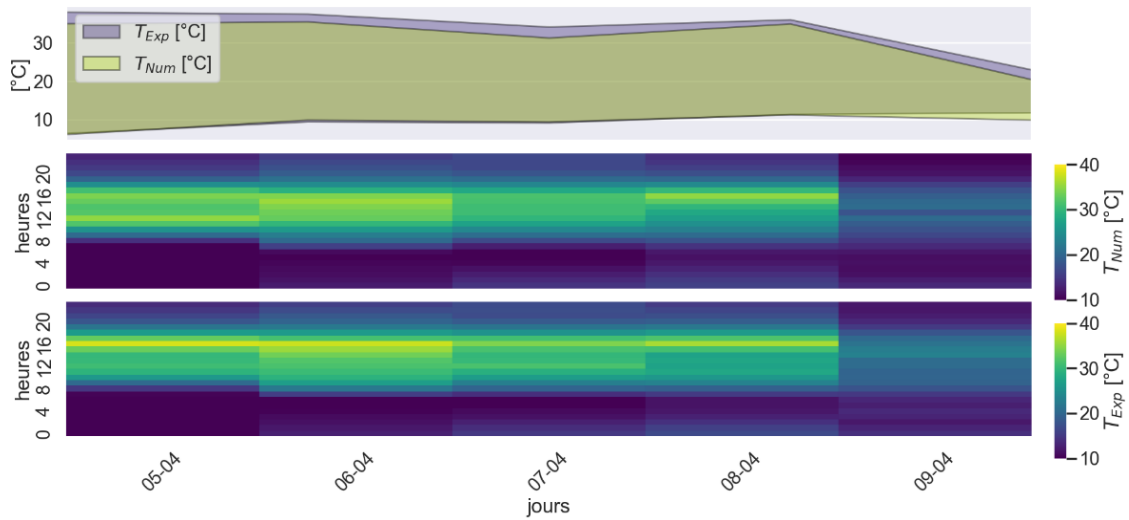


Figure 4 : Variation temporelle de la température des surfaces Nord-Est étudiées

Pour les deux façades, on observe également une légère sous-estimation des pics de midi et une surestimation des minima du matin. Ces différences peuvent être expliquées par le pas de temps horaire choisi comme condition limite d'entrée, créant un lissage des résultats qui peut expliquer les pics plus élevés. Les mêmes résultats ont été observés par Athamena et al [11].

D'autres paramètres statistiques sont recommandés dans la littérature pour l'évaluation de la précision des résultats numériques et spécifiquement pour les études microclimatiques [12] comme le biais fractionnel FB (Fractional Bias), le biais géométrique moyen GM (Geometric Mean bias), l'erreur quadratique moyenne normalisée NMSE (Normalized Mean Square Error), la variance géométrique GV (Geometric Variance) et enfin la fraction des prédictions correspondant à un facteur de deux observations (FAC2). Leurs expressions sont données respectivement par les équations suivantes :

$$FB = \frac{(\overline{C_o} - \overline{C_m})}{0.5(\overline{C_o} + \overline{C_m})} \quad (9)$$

$$GM = \exp(\ln \overline{C_o} - \ln \overline{C_m}) \quad (10)$$

$$NMSE = \frac{(\overline{C_o} - \overline{C_m})^2}{\overline{C_o} \overline{C_m}} \quad (11)$$

$$GV = \exp[(\ln \overline{C_o} - \ln \overline{C_m})^2] \quad (12)$$

$$FAC2 = 0.5 \leq \frac{\overline{C_m}}{\overline{C_o}} \leq 2.0 \quad (13)$$

Où C_o et C_m sont respectivement les valeurs expérimentales et numériques et le surlignage désigne la moyenne sur l'ensemble des données disponibles.

Les paramètres statistiques calculés pour les températures de surface des façades Nord-Est et Sud-Ouest à partir de la moyenne des résultats simulés et mesurés sont présentés dans le tableau 1.

Les résultats montrent une très bonne performance du modèle pour les températures de surface avec les indicateurs FB et NMSE pratiquement égaux à zéro, GM et GV pratiquement égaux à 1 et FAC2 égal à 0,99. Sur la base de cette étude comparative, nous pouvons considérer que le modèle microclimatique développé est capable d'estimer les températures extérieures de surface des façades. En se basant sur cette étude comparative, l'approche de modélisation intégrée développée combinant TRSNYS moyennant des modifications pour les échanges radiatifs extérieurs et une méthode aéraulique zonale a la capacité d'estimer précisément les températures extérieures de surface. Cette approche pourra donc être utilisée en tant qu'un outil pour la modélisation thermique ou énergétique des bâtiments et du microclimat urbain.

Facteurs statistiques	FB	GM	NMSE	GV	FAC2
Cible idéale	0	1	0	1	1
L'intervalle « acceptable » [12]	$-0,3 \leq FB \leq 0,3$	$0,7 \leq GM \leq 1,3$	$NMSE \leq 4$	$GV < 1,6$	$FAC2 \geq 0,5$
Surface Nord-Est	0,05	1,1	0,004	1,1	0,96
Surface Sud-Ouest	0,008	1	0,001	1	0,99

Tableau 1 : Paramètres statistiques calculés pour les températures de surface des façades (numériques et expérimentales)

3.3. Analyse comparative entre les résultats numériques et expérimentaux de la température de l'air

La figure 5 présente la comparaison entre la température de l'air simulée et mesurée dans le canyon. Nous pouvons observer que la variation de la température de l'air dans la rue du canyon issue des simulations avec notre approche intégrée tend aussi vers celle mesurée.

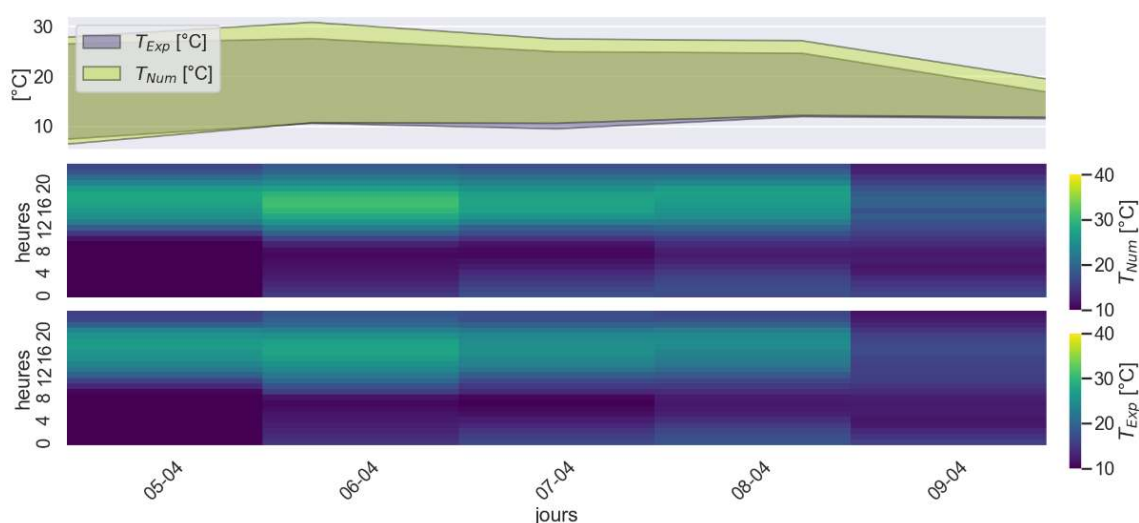


Figure 5 : Variation temporelle de la température de l'air dans la rue canyon

Selon l'analyse de corrélation, la température simulée est en accord avec les données mesurées. L'erreur absolue moyenne est d'environ $1,2^{\circ}\text{C}$ et l'erreur relative moyenne est approximativement de 7%. Par ailleurs, les résultats des paramètres statistiques de la température de l'air du canyon en question se sont révélés globalement satisfaisants (tableau 2).

Facteurs statistiques	FB	GM	NMSE	GV	FAC2
Température de canyon obtenue par notre modèle	-0,061	0,97	0,007	1,004	1,005

Tableau 2 : Paramètres statistiques calculés pour la température de l'air dans le canyon

4. Conclusion

Dans cette étude, une approche de modélisation intégrée à l'échelle du quartier combinant TRNSYS18 avec quelques modifications pour la prise en compte des échanges radiatifs d'une manière plus réaliste à l'extérieur des bâtiments et un modèle thermo-aérodynamique zonale pour l'extérieur a été développée dans le but d'évaluer l'impact de microclimat urbain sur la demande énergétique des bâtiments. Cette approche prend en considération les effets des vents dominants, l'ensoleillement et les inter-réflexions. Afin de vérifier la fiabilité du présent modèle, une étude comparative entre les résultats expérimentaux de la campagne de mesure

EM2PAU et les résultats numériques a été effectuée. Les résultats numériques obtenus sont proches des observations expérimentales avec une erreur absolue moyenne sur la température surfacique des murs extérieures de 1,3°C et une erreur relative moyenne d'environ 7 %. L'utilisation de cette méthode est intéressante pour son temps de calcul réduit par rapport à des calculs CFD tout en gardant une précision satisfaisante pour les objectifs d'évaluation thermique et énergétique des bâtiments.

Références

- [1] Y. Toparlar, B. Blocken, B. Maiheu, et G. J. F. V. Heijst, « A review on the CFD analysis of urban microclimate », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 80, p. 1613-1640, 2017, doi: <https://doi.org/10.1016/j.rser.2017.05.248>.
- [2] N. Lauzet et al., « How building energy models take the local climate into account in an urban context – A review », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 116, p. 109390, 2019, doi: [10.1016/j.rser.2019.109390](https://doi.org/10.1016/j.rser.2019.109390).
- [3] A. M'Saouri El Bat, Z. Romani, E. Bozonnet, et A. Draoui, « Integration of a practical model to assess the local urban interactions in building energy simulation with a street canyon », *J. Build. Perform. Simul.*, vol. 13, no 6, p. 720-739, nov. 2020, doi: [10.1080/19401493.2020.1818829](https://doi.org/10.1080/19401493.2020.1818829).
- [4] A. M. E. Bat, Z. Romani, E. Bozonnet, et A. Draoui, « Thermal impact of street canyon microclimate on building energy needs using TRNSYS: A case study of the city of Tangier in Morocco », *Case Stud. Therm. Eng.*, vol. 24, p. 100834, avr. 2021, doi: [10.1016/j.csite.2020.100834](https://doi.org/10.1016/j.csite.2020.100834).
- [5] B. Gebhart, « Surface temperature calculations in radiant surroundings of arbitrary complexity – for gray, diffuse radiation », *Int J Heat Mass Transf.*, vol. 3, p. 341-346, 1961.
- [6] R. Röckle, *Bestimmung der Strömungsverhältnisse im Bereich komplexer Bebauungsstrukturen*. der Technischen Hochschule Darmstadt, Germany, 1990.
- [7] B. Singh, B. S. Hansen, M. J. Brown, et E. R. Pardyjak, « Evaluation of the QUIC-URB fast response urban wind model for a cubical building array and wide building street canyon », *Environ. Fluid Mech.*, 2008, doi: [10.1007/s10652-008-9084-5](https://doi.org/10.1007/s10652-008-9084-5).
- [8] A. Rodler, S. Guernouti, M. Musy, et J. Bouyer, « Thermal behaviour of a building in its environment: Modelling, experimentation, and comparison », *Energy Build.*, vol. 168, p. 19-34, juin 2018, doi: [10.1016/j.enbuild.2018.03.008](https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2018.03.008).
- [9] A. Hagishima et J. Tanimoto, « Field measurements for estimating the convective heat transfer coefficient at building surfaces », vol. 38, p. 873-881, 2003, doi: [10.1016/S0360-1323\(03\)00033-7](https://doi.org/10.1016/S0360-1323(03)00033-7).
- [10] A. M'Saouri El Bat, « Développement d'un modèle pour l'étude de l'impact du microclimat urbain sur les performances énergétiques des bâtiments : cas des rues canyons et des cours intérieures », Theses, Université Abdelmalek Essaadi, 2020. [En ligne]. Disponible sur: <https://hal.univ-grenoble-alpes.fr/tel-03318871>
- [11] K. Athamena, J. F. Sini, J. M. Rosant, et J. Guilhot, « Numerical coupling model to compute the microclimate parameters inside a street canyon: Part I: Methodology and experimental validation of surface temperature », *Sol. Energy*, no April, p. 0-1, 2018, doi: [10.1016/j.solener.2018.04.059](https://doi.org/10.1016/j.solener.2018.04.059).
- [12] J. C. Chang et S. R. Hanna, « Air quality model performance evaluation », *Meteorol. Atmospheric Phys.*, vol. 87, no 1-3, p. 167-196, 2004.

Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet CREATIV (convention de financement N°2062C0002, ADEME « appel à Projet Bâtiments 2020 »).

Etude numérique du stockage latent d'énergie thermique pour l'amélioration de l'inertie thermique d'un réservoir d'eau chaude sanitaire

Alexis IUNG^{1,2*}, Jules Voguelin SIMO TALA², Amir BAHRANI², Mylène LAGARDERE DELEGLISE¹

¹ IMT Nord Europe, Institut Mines-Télécom, Univ. Lille, CERI Matériaux et Procédés
F-59000 Lille, France

² IMT Nord Europe, Institut Mines-Télécom, Univ. Lille, CERI Energie et Environnement
F-59000 Lille, France

*(auteur correspondant : alexis.iung@imt-nord-europe.fr)

Résumé - L'étude propose l'analyse paramétrique d'un motif géométrique composite-MCP composée d'un matériau conducteur, d'un MCP organique de type paraffine (RT55) et d'un matériau isolant. Une température uniforme est imposée du côté du matériau conducteur et la partie du matériau en contact avec l'extérieur a été supposée adiabatique. Cette analyse a permis de déterminer l'influence de la variation de la hauteur et de l'épaisseur du motif sur les temps caractéristiques de fusion du MCP et par conséquent sur le temps de charge du motif. Les résultats sont présentés en utilisant les nombres adimensionnels tels que le nombre de Rayleigh Ra , le nombre de Fourier Fo et le facteur de forme FF de la cellule dans le but de construire une corrélation thermique pour ce motif.

Mots clés : Réservoir d'eau chaude, changement de phase, MCP, CFD, corrélation thermique

Nomenclature

a	Diffusivité thermique, m^2/s	ν	Viscosité cinématique, m^2/s
C_p	Chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
C_{mush}	Constante de la mushy zone, -	<i>Indices et exposants</i>	
$h_{s/l}$	Enthalpie de changement d'état, $kJ.kg^{-1}$	p	Paroi
f	Fraction liquide, -	ch	Charge
FF	Rapport de forme, -	fus	Fusion
Fo	Nombre de Fourier, -	moy	Moyenne
Ra	Nombre de Rayleigh, -	S	Solidus
Ste	Nombre de Stefan, -	L	Liquidus
H	Hauteur, m	s	Solide
L	Largeur, m	l	Liquide
T	Température, K	<i>Abréviations</i>	
t	Temps caractéristique, s	MCP	Matériau à changement de phase
<i>Symboles grecs</i>		CFD	Computational fluid dynamics
β	Coefficient d'expansion thermique, K^{-1}	FV	Fibre de verre
λ	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	PP	Polypropylène
μ	Viscosité dynamique, Pa.s		

1. Introduction

Dans un contexte de sobriété énergétique, la chaire industrielle ANR Corenstock propose d'augmenter l'inertie thermique d'un élément de stockage d'eau chaude sanitaire par l'intégration de matériaux à changement de phase MCP. Utilisés pour gérer les variations de température des systèmes de stockage d'énergie thermique, les matériaux à changement de phase sont des

matériaux capables de stocker ou de restituer une certaine quantité de chaleur pendant leur changement de phase [1]. Il existe de nombreux types de MCP. Cette étude se limitera aux MCP solide-liquide, nécessitant un plus faible volume de stockage, en particulier les paraffines pour leur non-toxicité, leur faible corrosivité (adapté à des contenants métalliques), leur grande disponibilité et leur faible coût. Pour un MCP solide-liquide, le matériau va stocker de l'énergie pendant la phase de fusion et la restituer pendant la solidification. Ces MCP possèdent cependant deux inconvénients majeurs : une faible conductivité thermique et une expansion volumique élevée [1, 2].

La question d'améliorer la conductivité thermique des MCP n'est pas forcément primordiale dans cette étude car l'objectif est d'augmenter l'inertie thermique d'un ballon d'eau chaude. Des études ont déjà montré l'impact que pouvait avoir l'ajout de MCP dans un réservoir d'eau chaude. Mehling et al. [3] ont par exemple mis en place un module de MCP représentant 1/16 du volume total du ballon à l'intérieur du réservoir. Ce module a permis de réchauffer et de maintenir à une température de consigne 3/16 de l'eau contenue dans le ballon et ce, quatre fois plus longtemps. Cabeza et al. [4] ont développé une expérience consistant à ajouter un module de MCP en haut du ballon d'eau chaude afin d'avoir plus de densité thermique dans cette partie. Ils ont aussi fait varier la quantité de MCP dans le ballon. Ainsi pour deux modules de MCP (environ 2 % du volume total du réservoir), la densité énergétique a augmenté de 40% pour une différence de température de 1° contre 6% pour une différence de température de 8°. Pour six modules de MCP (environ 6 % du volume total), cette augmentation était de 67% et 16% respectivement. Bien que l'utilisation du MCP dans un ballon diminue généralement la taille du réservoir [5], le MCP a tendance à dégrader la stratification de l'eau du réservoir : lors du refroidissement du MCP, celui-ci va homogénéiser la température de l'eau du réservoir à la température de changement d'état du MCP. [6]

La présente étude va donc consister à développer le modèle d'une coque composite contenant des MCP afin de pouvoir stocker de l'énergie dans toute l'enveloppe du ballon. Pour cela, une étude numérique via le logiciel CFD Star-CCM+ a été réalisée afin d'évaluer les performances d'un motif de coque dans un cycle complet de charge / décharge et enfin étudier sa réponse thermique en fonction d'une condition aux limites imposée. Cette étude mettra aussi en place des corrélations en fonction du nombre de Fourier, du nombre de Rayleigh, du nombre de Stefan et du facteur de forme.

2. Développement d'un modèle mésoscopique d'un réservoir d'eau chaude avec stockage latent

L'objectif est d'étudier l'enveloppe d'un réservoir d'eau modifiée et compartimentée en motifs annulaires élémentaires afin de déterminer l'effet des dimensions de celles-ci sur la cinétique de fusion-solidification du matériau à changement de phase.

2.1. Formulation physique et domaine d'étude

Le motif composite (fig. 1) est défini au sens MCP, il est constitué d'un élément conducteur (inox) en forme de U allongé, rempli d'un MCP (RT 55, une paraffine de chez Rubitherm [7]) et d'un isolant (ensemble liner / composite afin d'assurer l'étanchéité du système). Les propriétés thermiques de ces matériaux sont résumées dans le tableau 1. Le composite est constitué de 60% de fibre de verre (FV) et de 40% de polypropylène (PP).

Le problème est résolu en 2D axisymétrie et grâce à la méthode enthalpique [8] via le logiciel StarCCM+ [9]. Le phénomène de fusion est gouverné par les équations :

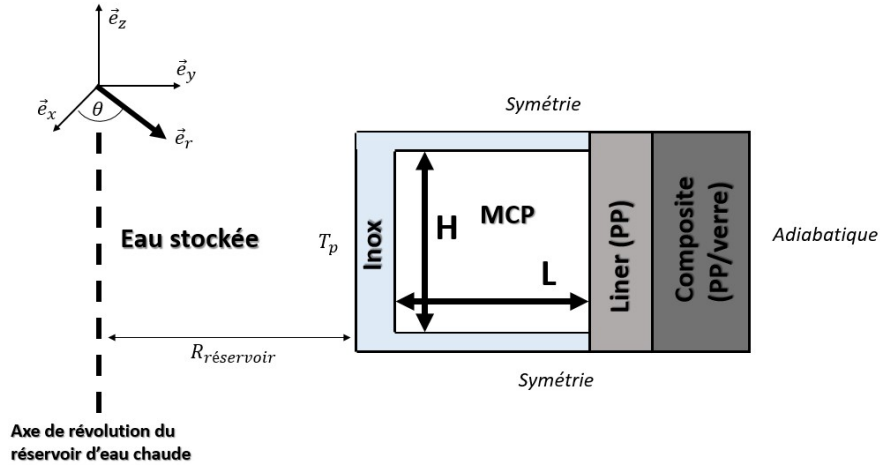


Figure 1 : Schématisation du motif composite

Propriétés		Inox	PP	FV	Composite	RT55
ρ_s	kg.m^{-3}	8055	940	2520	1888	880
ρ_l	kg.m^{-3}	-	-	-	-	770
T_S	°	-	-	-	-	51
T_L	°	-	-	-	-	57
C_p	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	480	1700	787	1152.2	2000
$h_{s/l}$	kJ.kg^{-1}	-	-	-	-	170
λ	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	15.1	0.2	1.1	0.39	0.2
β	K^{-1}	-	-	-	-	1.1×10^{-4}
μ	Pa.s	-	-	-	-	0.03
C_{mush}	-	-	-	-	-	10^5

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques des matériaux de la cellule [7, 10]

- Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

- Equation de la quantité de mouvement avec approximation de Boussinesq :

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + (\rho \vec{v} \bullet \nabla) \vec{v} = -\nabla P + \mu \Delta(\vec{v}) + \rho_l \vec{g} \beta (T_L - T) + C_{mush} \frac{(1-f)^2}{f^3 + q} \vec{v} \quad (2)$$

- Equation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho h \vec{v}) = \lambda \Delta T \quad (3)$$

Où h est l'enthalpie totale du système tel que :

$$h = h_{sensible} + f h_{s/l} \quad (4)$$

La fraction liquide est quant à elle définie par :

$$f = \begin{cases} 0 & \text{si } T < T_S \\ f(T) & \text{si } T_S \leq T \leq T_L \\ 1 & \text{si } T \geq T_L \end{cases} \quad (5)$$

Initialement, la cellule est à une température de 48° et une température source de 60° est appliquée sur la paroi de l'inox en contact avec l'eau. Ce choix a été motivé par la volonté d'avoir une part sensible lors du transfert thermique mais aussi d'avoir une symétrie de la température en dessous du solidus et au dessus du liquidus. Le motif étant supposé suffisamment isolé, une condition d'adiabaticité est appliquée sur la frontière composite / air. Une condition de symétrie est enfin appliquée sur les parties hautes et basses de la cellule.

Une série de simulations est lancée où seule la hauteur et la largeur de la partie MCP vont varier. Les épaisseurs de l'inox, du liner et du composite sont constantes. Seules la hauteur et la largeur du motif varieront pour s'adapter aux dimensions du MCP. La hauteur et la largeur du MCP varient de 5 mm à 100 mm. Huit valeurs de hauteur et au moins quatre valeur de largeur ont été retenues comme paramètres. Un total de 41 simulations a été lancées. Le domaine de validité de cette étude est donc $H = [5, 100]$ mm et $L = [5, 100]$ mm pour une température initiale de cellule de 48° et une température de paroi de 60° . En deçà de ses plages de validités, les temps caractéristiques seraient très faible et donc incohérent pour une utilisation dans un réservoir d'eau chaude. Au delà, c'est l'intégrité structurelle de l'enveloppe qui serait touchée avec un risque de détérioration plus rapide du réservoir.

2.2. Procédure numérique et validation du code de calcul utilisé

Le code de calcul Star-CCM+ a été validé à partir du benchmark de Hannoun et al [11]. Celui-ci consiste à étudier la fusion de l'étain dans une cavité carrée soumise à une différence de température de part et d'autre de la cavité. Les cartographies du front de fusion ainsi que le nombre et la forme des cellules de Rayleigh obtenues correspondent à celles obtenues dans le benchmark aux mêmes instants (fig.2). Une étude comparative entre les fractions liquides (part de liquide par rapport au solide) a aussi été menée. Une erreur de moins de 1 % a ainsi pu être observée. D'autres comparaisons comme les vitesses d'écoulement de la partie liquide ont mené aux mêmes résultats.

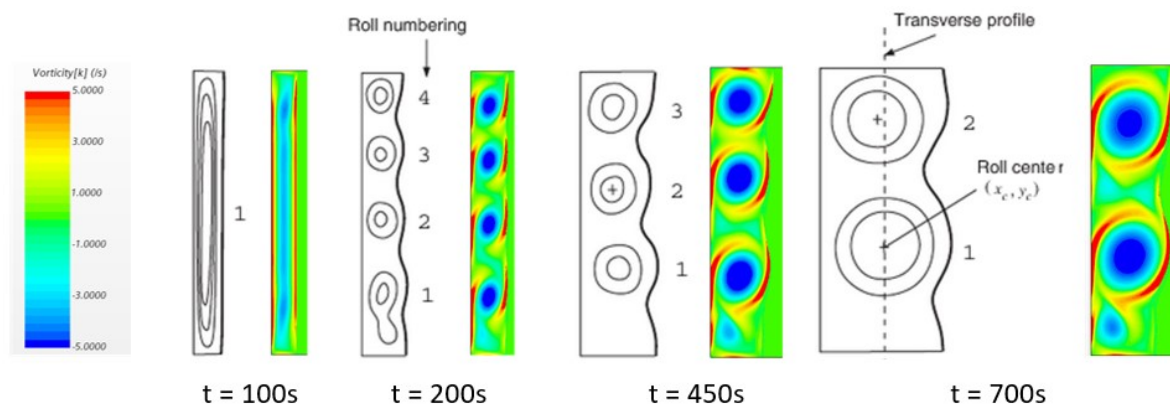


Figure 2 : Comparaison entre les cellules de Rayleigh obtenues par le benchmark [11] (gauche) et le code Star-CCM + (droite)

2.3. Étude de la sensibilité du maillage et du pas de temps

La procédure numérique utilisée lors de la validation du code a été adaptée à cette présente étude en remplaçant l'étain par un MCP de la société Rubitherm : RT 55. La géométrie, la résolution axisymétrique ainsi que les conditions aux limites et initiales de la partie 2.1 ont

ensuite été considérées. L'étude de sensibilité du maillage et du pas de temps ont été réalisées pour un motif dont la hauteur de MCP vaut 20 mm et sa largeur 20 mm.

taille maillage	flux thermique		fraction liquide	
	erreur max début simulation	erreur max fin fusion	erreur max début simulation	erreur max fin fusion
12718	4.2 %	15.9 %	14.1 %	0.6 %
47879	3.5 %	5.7 %	3.7 %	0.2 %
85558	4 %	3 %	1.4 %	0.1 %
120888	1.2 %	0.9 %	0.8 %	< 0.1 %
188052	référence	référence	référence	référence

Tableau 2 : Sensibilité au maillage

taille maillage	flux thermique		fraction liquide	
	erreur max début simulation	erreur max fin fusion	erreur max début simulation	erreur max fin fusion
0.05 s	référence	référence	référence	référence
0.1 s	0.48 %	0.1 %	0.07 %	< 0.05 %
0.25 s	14.4 %	0.2 %	0.74 %	< 0.05 %
0.5 s	63.6 %	0.6 %	4.2 %	< 0.05 %
1 s	238 %	1.5 %	12.7 %	< 0.05 %

Tableau 3 : Sensibilité au pas de temps

Pour l'étude de sensibilité au maillage, cinq maillages différents ont été considérés allant d'un maillage grossier comportant 12178 éléments hexaédriques à un maillage très fin comportant 188052 éléments hexaédriques (tab. 2). C'est ce maillage qui a été pris comme référence pour l'étude de sensibilité au maillage afin de comparer la fraction liquide du MCP et le flux thermique à l'intérieur du motif pour chaque maillage. Pour la fraction liquide, l'erreur entre le maillage de référence est globalement inférieure à 1 % pendant toute la simulation. Cependant au début de la simulation, de grandes différences peuvent être observées. Elles sont liées aux grands gradients de température qui ont lieu au début de la simulation. Les mêmes remarques sont faites pour le flux thermique. Un pic d'erreur est cependant visible vers 5200 secondes correspondant à la fin de la fusion du MCP. Il y a donc encore une brusque montée de température à cet instant. Cette erreur peut atteindre 16 % pour le maillage grossier comportant 12 178 éléments. Comme le temps de fusion variera en fonction de la quantité de MCP dans la cellule, il n'est pas possible de contrôler le pas de temps à cet endroit. C'est donc le maillage comportant 120 888 qui a été retenu car l'erreur à cet instant est inférieure à 1 %.

Afin de choisir un pas de temps optimal pour les simulations, une étude de sensibilité au pas de temps a aussi été menée (tab. 3). Lorsque le pas de temps est très faible (0.05 s), les erreurs du début diminuent. Il n'a ensuite plus d'incidence sur le reste de la simulation. Ainsi, afin de mieux tenir compte des forts gradients de température du début de simulation, un pas de temps adaptatif a été considéré les treize premières secondes de la simulation :

$$\text{Pas de temps} = \begin{cases} 0.05s & \text{si } 0 < t < 1 \\ 0.1s & \text{si } 1 \leq t < 13 \\ 0.5s & \text{si } t \geq 13 \end{cases} \quad (6)$$

Ces choix concernant le maillage et le pas de temps ont enfin été motivés pour allier précision et temps de calcul.

3. Résultats et analyses

3.1. Exploitation des "sorties" du code Star-CCM+

A l'issue des simulations de Star-CCM+ sont obtenus la fraction liquide du MCP et le flux thermique à l'interface eau / inox en fonction du temps. Il est ensuite possible de déterminer les temps caractéristiques de fin de fusion à partir de ces courbes. Le temps de fusion t_{fus} du MCP est obtenu quand la fraction liquide atteint 1 c'est-à-dire lorsque celui-ci est devenu totalement liquide. Le temps de charge t_{ch} est obtenu quand le flux entrant atteint 99% de sa valeur finale. Le motif sera alors considéré comme totalement chargé.

3.2. Mise en place de corrélations

La résolution analytique d'un problème de changement de phase tenant compte de la convection naturelle est complexe. Recourir à des nombres adimensionnels permet ainsi de comparer les motifs plus facilement.

La corrélation ainsi mise en place consiste à définir le nombre de Fourier en fonction du nombre de Rayleigh et du facteur de forme. Pour cette étude seuls les nombres de Rayleigh Ra , de Fourier Fo , de Stefan Ste et le facteur de forme FF ont été considérés. Chacun de ces nombres adimensionnels est défini dans la suite de l'article. Le nombre de Stefan est constant pour cette étude.

$$Ra = \frac{g \beta (T_p - T_{moy}) H^3}{a \nu} \quad (7)$$

$$Fo = \frac{a t_{carac}}{L^2} \quad (8)$$

$$Ste = \frac{C_P (T_p - T_{moy})}{\Delta h} \quad (9)$$

$$FF = \frac{H}{L} \quad (10)$$

Avec T_{moy} , la température moyenne de changement d'état défini par :

$$T_{moy} = \frac{T_L + T_S}{2} \quad (11)$$

Augmenter la hauteur du MCP revient à augmenter le nombre de Rayleigh et donc augmenter la convection naturelle lors de la fusion de celui-ci. Alors qu'augmenter la largeur du MCP revient à diminuer le facteur de forme.

Deux corrélations vont alors être mises en place : la première consistant à étudier la fusion du MCP et la seconde à étudier la charge de la cellule. Le nombre de Fourier pour le cas fusion Fo_{fus} sera calculé grâce au temps de fusion précédemment défini. Il en sera de même pour le nombre de Fourier pour le cas de la charge Fo_{ch} .

3.3. Résultats

3.3.1. Analyse locale du processus de fusion dans le motif

La figure 3 représente l'influence de la hauteur du motif sur la forme du front de fusion du MCP dans ce motif. Dans cette figure, les deux motifs ont exactement la même épaisseur L . Seule la hauteur H du motif varie et par conséquent, son nombre de Rayleigh. Pour un Rayleigh faible (motif de gauche, $Ra \approx 1200$), le front de fusion est symétrique par rapport au plan médian transversal du motif alors que pour un Rayleigh très élevé (motif de droite, $Ra \approx 1200000$), le front de fusion devient asymétrique par rapport au plan médian transversal du motif. Ainsi, pour un nombre de Rayleigh inférieur à un Rayleigh critique, le front de fusion est symétrique, le transfert thermique prédominant est considéré comme purement conductif. Pour un nombre de Rayleigh supérieur à un Rayleigh critique, le front de fusion devient asymétrique, le transfert thermique prédominant est alors considéré comme purement convectif. Pour la suite de l'étude, le Rayleigh critique vaut $Ra_c = 1700$, correspondant à la valeur de transition du régime conducto-convectif pour un un fluide en configuration de Rayleigh-Bénard [12]

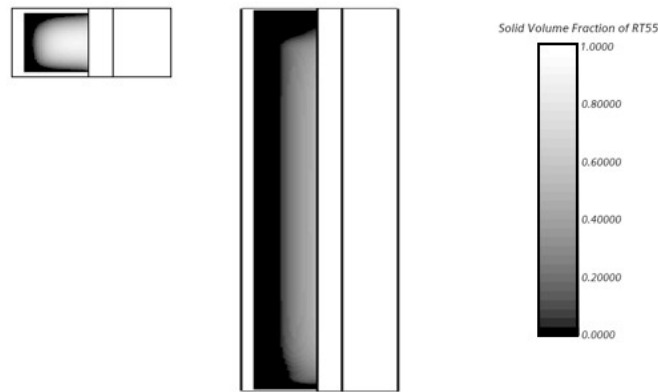


Figure 3 : Cartographie du front de fusion pour un motif où la conduction prédomine (gauche) et pour un motif où la convection prédomine (droite)

3.3.2. Mise en place d'une corrélation caractérisant la fusion du MCP

Les données obtenues via le code de simulation Star-CCM+ ainsi que les corrélations pour le cas de la fusion du MCP sont résumées dans la figure 4. Le nombre de Fourier obtenu via les simulations Star-CCM+ a tout d'abord été tracé en fonction du facteur de forme pour chaque nombre de Rayleigh considéré. Chacune de ses courbes a ensuite été interpolée grâce au logiciel Matlab en considérant différents paramètres d'interpolation. Ces paramètres ont par la suite été tracés en fonction du nombre de Rayleigh et eux aussi interpolés. Le nombre de Fourier pour le cas de la fusion du MCP peut ainsi être corrélé grâce au nombre de Rayleigh et au facteur de forme avec l'expression :

$$F_{ofus} = \begin{cases} (3.266 - Ra^{0.1385}) FF^2 + (Ra^{0.07341} - 1.153) FF + 1.058 (Ra^{0.07819} - 1) & \text{si } Ra \leq 1700 \\ (6041 Ra^{-0.6532} + 9.549) (1 - \exp((4.93 Ra^{-0.4603} - 0.1553) FF)) & \text{si } Ra \geq 1700 \end{cases} \quad (12)$$

3.3.3. Mise en place d'une corrélation de charge complète du motif

Les données obtenues via le code de simulation Star-CCM+ ainsi que les corrélations pour le cas de la charge complète du motif sont résumées dans la figure 5. Le même procédé de découplage du nombre de Rayleigh et du facteur de forme que dans le cas de la fusion a été utilisé. Ainsi le nombre de Fourier pour le cas de la charge du motif a été corrélé grâce au nombre de Rayleigh et au facteur de forme avec l'expression :

$$Fo_{ch} = \begin{cases} (9.263 - Ra^{0.2848}) FF^2 + (Ra^{0.1169} - 1.482) FF + 0.2461 Ra^{0.1967} & \text{si } Ra \leq 1700 \\ (18.97Ra^{-0.1312} - 1.915) FF + (0.0186Ra^{0.3478} - 1.126) & \text{si } Ra \geq 1700 \end{cases} \quad (13)$$

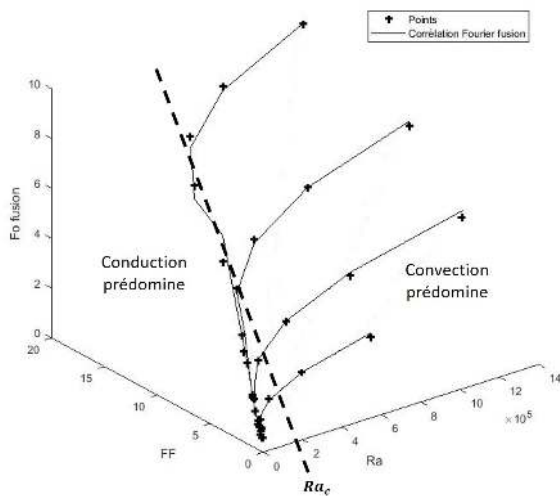


Figure 4 : Corrélation du nombre de Fourier de fusion en fonction du nombre de Rayleigh et du facteur de forme

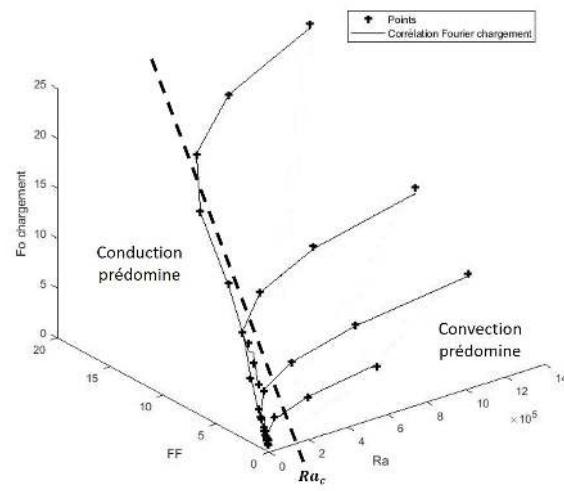


Figure 5 : Corrélation du nombre de Fourier de charge en fonction du nombre de Rayleigh et du facteur de forme

3.3.4. Discussion sur la validité du modèle

Globalement, le nombre de Fourier augmente avec le facteur de forme et le nombre de Rayleigh. Ce qui paraît cohérent car la quantité de MCP augmente. Il faudra donc plus de temps pour faire fondre le MCP ou charger la cellule.

Pour les corrélations, deux zones peuvent être observées : une où la conduction prédomine et une autre où la convection naturelle prédomine. Dans le cas où la conduction prédomine, la corrélation est un polynôme d'ordre 2 selon le facteur de forme. Ce qui est similaire à la solution analytique obtenue par Goodman [13, 14] dans le cadre d'une résolution analytique pour un cas conductif pur ($Ra = 0$). Pour le cas où la convection naturelle prédomine, un palier est observé pour un nombre de Rayleigh très grand. Cela montre qu'il existe un facteur géométrique à partir duquel le nombre de Fourier devient constant. Ainsi pour une épaisseur de MCP donnée, il existe une hauteur critique à partir de laquelle les temps caractéristiques n'évolueront plus.

L'écart maximal entre les jeux de données issues de simulations 2D fines et les corrélations est inférieur à 5 % pour les cas de conduction et la convection avec un Rayleigh élevé ($Ra \geq 80000$). Cet écart peut même être inférieur à 2 % pour les Rayleigh très grands ($Ra \approx 1000000$). Des écarts plus élevés (10 - 20 %) ont cependant été observés dans la zone de début de convection avec un Rayleigh plus faible ($Ra \approx 10000$). Comme ces deux situations ne tiennent compte

que des cas où la conduction prédomine et où la convection naturelle prédomine, la présence de ces écarts élevés peut montrer la présence d'une zone de transition permettant de passer d'un transfert thermique purement conductif à un transfert thermique purement convectif naturel. En estimant ainsi toutes ces hypothèses les modèles peuvent être considérés comme valides avec les conditions initiales et aux limites précédemment définies pour un cas purement conductif et un cas purement convectif naturelle ($Ra \geq 80000$).

Enfin, une dernière remarque concernant la corrélation du Fourier de fusion peut être effectuée : la présence d'un nombre de Fourier critique de fusion valant dans cette expression 9,549. Ce paramètre correspond bien à la limite pour un Rayleigh grand dans le jeu de données avec une erreur de 1%. Il pourra ainsi être essentiel à la conception du réservoir d'eau en aidant au dimensionnement de la cellule.

4. Conclusion

Dans cet article, deux corrélations thermiques ont été mises en place sur une plage de nombre de Rayleigh à partir de CFD fines. Elles ont ainsi montré la présence d'un palier pour le cas de la fusion pour un nombre de Rayleigh et un facteur de forme très élevés. Ce palier a ainsi permis de mettre en évidence la présence d'un nombre de Fourier critique (9.549 ici). Ce paramètre montre donc qu'il existe un facteur de forme adéquate à la taille du motif à partir duquel le temps de fusion devient constant. Ces corrélations pourront alors aider au dimensionnement du réservoir d'eau chaude en déterminant les dimensions adéquates de la cellule afin d'augmenter au maximum l'inertie du réservoir.

Plusieurs perspectives sont envisagées par la suite : étudier et définir des corrélations sur les phénomènes de solidification et de décharge, exprimer les corrélations en fonction du nombre de Stefan afin de tenir compte de la stratification dans le réservoir d'eau chaude et enfin faire varier les paramètres thermophysiques de la cellule : choix d'un MCP avec une autre plage de température de changement d'état et des matériaux de l'enveloppe.

Références

- [1] A. Sharma, R. Chauhan, M. A. Kallioglu, V. Chinnasamy, A review of phase change materials (PCMs) for thermal storage in solar air heating systems, *Materials Today : Processings*, (2021) 4357-4363.
- [2] A. Sharma, V. V Tyagi, C. R. Chen, D. Buddhi, Review on thermal energy storage with phase change materials and applications, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, (2009) 318-345.
- [3] H. Mehling, L. F. Cabeza, S. Hippeli, S. Hiebler, PCM-module to improve hot water heat stores with stratification, *Renewable Energy*, (2003), 699-711.
- [4] L. F. Cabeza, M. Ibanez, C. Solé, J. Roca, M. Nogués, Experimentation with a water tank including a PCM module, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, (2006), 1273-1282.
- [5] M. Ibanez, L. F. Cabeza, C. Solé, J. Roca, M. Nogués, Modelization of a water tank including a PCM module, *Applied Thermal Engineering*, (2006), 1328-1333.
- [6] G. Senthil Kumar, D. Nagarajan, L.A. Chidambaram, V. Kumaresan, Y. Ding, R. Velraj, Role of PCM addition on stratification behaviour in a thermal storage tank – An experimental study, *Energy*, (2016), 1168-1178.
- [7] RT55, data sheet.
- [8] V. R. Voller, An enthalpy method for convection/diffusion phase change, *International Journal for numerical methods in engineering*, (1987), 271-284
- [9] StarCCM + v15, user's guide, (2020).
- [10] S. Tiari, A. Hockins, M. Mahdavi, Numerical study of a latent heat thermal energy storage system enhanced by varying fin configurations, *Case Studies in Thermal Engineering*, (2021), article 100999.
- [11] H. Noureddine, V. Alexiades, T. Mai, A reference solution for phase change with convection, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, (2005), 1283-1308

- [12] B. Favier, J. Purseed, L. Duchemin, Rayleigh-Bénard convection with a melting boundary, *Journal of Fluid Mechanics* 858, (2019), 437-473.
- [13] A. Bricard, D. Gobin, Transferts de chaleur avec changement d'état solide-liquide, *Techniques de l'ingénieur*, (2001).
- [14] T. R. Goodman, Application of integral methods to transient non-linear heat transfer, *Advances in Heat Mass Transfer*, (1964), 51-122.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la chaire industrielle Corenstock ANR-20-CHIN-0004-01 (HAL 51 626) financée par l'Agence Nationale de la Recherche et elm.leblanc.

Influence du taux d'humidité dans les isolants thermiques en fibre de bois et méthodologie de mesure

Alain KOENEN¹, Damien MARQUIS^{1*}

¹Laboratoire national de métrologie et d'essai (LNE), 29 avenue Roger Hennequin, 78197 Trappes Cedex

Résumé - L'humidité contenue dans les matériaux hygroscopiques a un effet sur la mesure de la conductivité thermique. L'étude présentée porte sur plusieurs matériaux en fibre de bois conditionnés à 23 °C à plusieurs taux d'humidité. Les mesures ont été réalisées à l'aide d'une plaque chaude gardée de référence métrologique à une température moyenne de 10 °C avec plusieurs gradients de température compris entre 5°C et 30 °C. L'importance de la migration de l'eau des zones chaudes vers les zones froides est corrélée avec la conductivité thermique apparente mesurée et au gradient de température appliqué. Des critères de mesure ont été proposés pour réduire la migration de l'humidité afin d'obtenir des résultats plus fiables. Les résultats de ces travaux devraient être intégrés dans la prochaine révision des normes EN 12667 et EN 12664.

Nomenclature

d	épaisseur, mm	$\lambda_{23/50}$	conductivité thermique après conditionnement à 23°C et 50 %HR, $W.m^{-1}.K^{-1}$
T	température, °C	$\lambda_{10,sec}$	conductivité thermique à l'état sec mesuré à 10°C, $W.m^{-1}.K^{-1}$
F_m	facteur de correction de l'humidité	f_ψ	coefficient de conversion d'humidité volumique, %
<i>Symboles grecs</i>		ψ_i	teneur en humidité en volume, %
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$		
ΔT	écart de température entre les plaques, °C		

1. Introduction

La mesure de la conductivité thermique des matériaux hygroscopique est complexe notamment parce qu'elle combine deux phénomènes couplés le transfert de chaleur et de masse. Les mesures de conductivité sont effectuées avec une plaque chaude gardée ou un appareil à fluxmètre dont le principe est d'imposer un flux de chaleur entre 2 plaques à deux températures différentes. Lors de la mesure, l'humidité peut migrer de la plaque chaude vers la plaque froide de l'équipement de mesure. On constate que l'effet de l'humidité sur les valeurs de conductivité thermique apparentes peut atteindre plusieurs pourcents et qu'il dépend du flux de chaleur. Ces transferts ont été étudiés par plusieurs auteurs, notamment Philip et De Vries [1], Krischer [2].

En Europe, le marquage CE des produits isolants thermiques du bâtiment qui permet de mettre les produits sur le marché et de comparer les produits doit être déterminé à 10 °C sur un produit conditionné à 23 °C et 50 % HR. Il est ainsi important que des critères de mesures soient clairement définis afin d'éviter de mesurer des valeurs trop différentes d'un laboratoire à l'autre.

Aujourd'hui sur le marché, les produits hygroscopiques les plus utilisés sont la fibre de bois produite à partir de pins et la ouate de cellulose produite à partir de papier recyclé.

Cet article propose d'étudier la relation entre la conductivité thermique apparente et la teneur en humidité sur les produits en fibre de bois et comment l'humidité migre dans le produit pendant la mesure.

2. Equipement d'essai et méthodologie d'essai

La méthode de la plaque chaude gardée (EN 12667 [3]) détermine les propriétés de transmission thermique en régime permanent de produits ayant une faible conductivité thermique. La méthode d'essai standard pour la plaque chaude gardée (PCG) utilise l'équation de conductivité thermique unidimensionnelle en régime permanent pour la détermination de la conductivité thermique. Dans le cas présent, les mesures ont été réalisées à l'aide d'une PCG de référence métrologique à deux éprouvettes de 600 mm de côté (figure 1) et dont la zone de mesure est de 300mm de côté. L'incertitude globale de cet équipement sur des matériaux non hygroscopiques est de l'ordre de 1%. Ici, on prendra 1 % pour l'erreur de justesse à laquelle il faut ajouter l'erreur de fidélité.

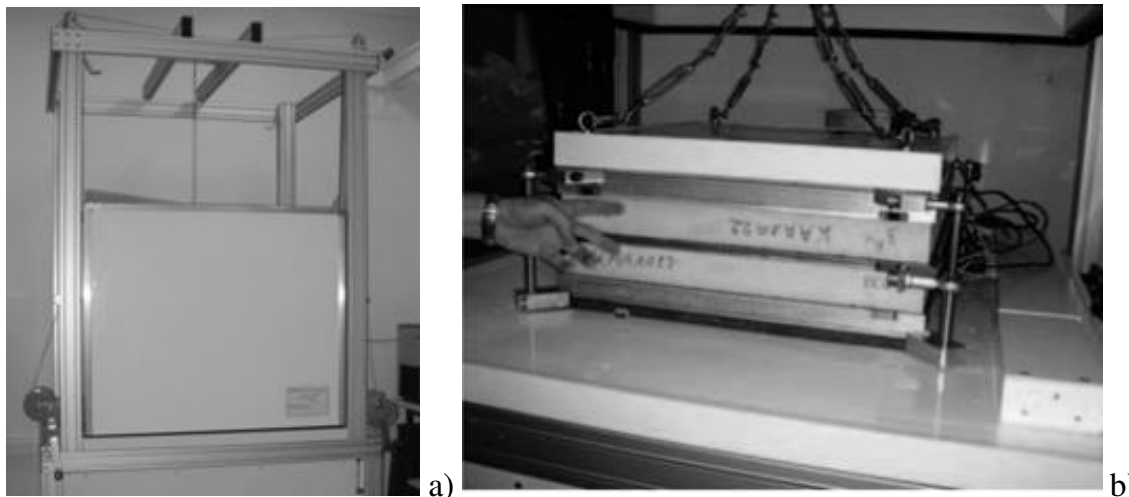


Figure 1 : Image de la PCG vu de l'extérieur (a), Intérieur 2 échantillons positionne entre la plaque chaude et les 2 plaques froides (b)

3. Description des échantillons d'essai

Les isolants en fibre de bois (WF [4]) sont produits à partir de pins d'Europe. Pour les tests présentés ici, les fibres de bois ont été produites par 4 fabricants différents. La gamme de densité est comprise entre 50 et 190 kg/m³. En dessous de 60 kg/m³, le matériau est souple et s'utilise en toiture ou en mur entre ossature en bois. Pour des densités supérieures à 130 kg/m³, le matériau n'est pas compressible et peut supporter des charges. Le tableau 1 résume les différents matériaux utilisés pour les mesures.

Désignation	Fabricant	Description	Densité	Epaisseur
			kg/m ³	mm
WF1a - WF1f	A	Basse densité WF	60	40 - 140
WF2a - WF2d	B	Haute densité WF	130 - 190	100
WF3	A	Moyenne densité WF	90	100
WF4	C	Haute densité WF	150	100
WF5	A	Haute densité WF	130	50

Tableau 1 : produits testés

4. Effet de l'humidité sur la conductivité thermique apparente du matériau d'isolation thermique

La conductivité thermique apparente des panneaux de fibres de bois augmente avec la teneur en humidité. La norme EN ISO 10456 [5] propose une méthode de conversion des valeurs thermiques d'un ensemble de conditions, par exemple séché, à un autre ensemble de conditions, par exemple humide à 23 °C et 50 % HR. L'effet de l'humidité sur la conductivité thermique apparente est supposé suivre l'équation suivante :

$$\lambda_{humide} = \lambda_{sec} \cdot F_m$$

F_m est le facteur de correction de l'humidité en en volume par volume

$$F_m = e^{f_\psi(\psi_2 - \psi_1)}$$

_ f_ψ est le coefficient de conversion d'humidité volumique

_ ψ_1 est la teneur en humidité en volume du premier ensemble de condition

_ ψ_2 est la teneur en humidité en volume du deuxième ensemble de conditions

Par ailleurs, pour les fibres de bois, la norme européenne EN 13171 précise que la conductivité thermique apparente doit être déclarée à une température moyenne de 10 °C après conditionnement dans une atmosphère à (23 ± 2) °C et (50 ± 5) % d'humidité relative. Ceci permet d'utiliser la mesure de la conductivité thermique apparente sur produit sec pour déterminer la conductivité thermique apparente correspondant à une atmosphère de conditionnement de (23 ± 2) °C et (50 ± 5) %HR. Ainsi la conductivité thermique à 10 °C d'un produit conditionné à 23°C et 50%HR se calculerait à partir de la conductivité à 10°C d'un produit séché de la façon suivante :

$$\lambda_{10,23/50} = \lambda_{10,sec} e^{f_\psi(\psi_{23,50})} \quad (1)$$

_ $\lambda_{10,sec}$ est la conductivité thermique mesurée selon l'EN 12667 après conditionnement à l'état sec de référence (éprouvettes stockées pendant 72 h à (70 ± 3) °C dans une étuve jusqu'à stabilisation en masse) ;

_ $\psi_{23,50}$ est la teneur en humidité de l'éprouvette après stockage à (23 ± 2) °C et (50 ± 5) %HR jusqu'à stabilisation en masse ;

5. Protocole

Trois séries de tests ont été effectués sur la fibre de bois pour évaluer l'effet de l'humidité sur la mesure de la conductivité thermique apparente. Dans le cas présent les mesures ont été réalisées pour évaluer l'effet de la teneur en humidité dans le matériau, l'influence du gradient de température pendant la mesure et les phénomènes de la migration de l'humidité pendant la mesure.

5.1. 1ere étape : effet du taux d'humidité

La conductivité thermique apparente de la fibre de bois a été mesurée avec différentes teneurs en humidité, sèche, après conditionnement à 23°C - 50 %RH (noté par la suite 23/50), et état humide après conditionnement 23°C - 85 %RH (noté 23/85).

Pour l'état sec, les échantillons ont été séchés à 70 °C dans une étuve ventilée et régulée à (70 ± 3) °C jusqu'à ce qu'un écart inférieur à 0,1 % en poids soit observé entre 3 pesées espacées de 24 heures conformément à l'EN ISO 12570 [6].

Pour les états humides à 23/50 et 23/85 les éprouvettes sont conditionnées respectivement dans une atmosphère à (23 ± 2) °C et (50 ± 5) %HR ou à (23 ± 2) °C et (85 ± 5) %HR pendant au moins une semaine jusqu'à l'obtention d'un écart de poids inférieur à 0,05 % entre 2 pesées effectuées à 24 heures d'intervalle.

5.2. Deuxième étape : effet du gradient thermique

Au cours de cette étape, les conductivités thermiques mesurées ont été réalisées avec plusieurs écarts de température (ΔT) entre la plaque froide et la plaque chaude de 10 à 30 K. Il est à noter que les mesures ont été effectuées sur des éprouvettes non tranchés.

5.3. Troisième étape : effet de la migration d'eau pendant la mesure

La dernière étape a été réalisée sur des échantillons tranchés. Deux configurations ont été testées.

Sur la première configuration chaque tranche a été pesée avant et après mesure pour évaluer la migration de l'eau pendant la mesure. Pendant la mesure, les échantillons ont été emballés dans un sac en plastique hermétique pour éviter les échanges d'humidité avec l'air extérieur. Dans cette configuration, l'eau peut migrer de la plaque chaude vers la plaque froide (Figure 3 a).

Sur la deuxième configuration, un film de polyéthylène (PE) a été placé entre chaque tranche pour éviter la migration de l'eau de la plaque chaude vers la plaque froide. Chaque tranche a été pesée avant et après la mesure (Figure 3 b).

Le tableau 2 donne un aperçu des différentes conditions d'essais qui ont été réalisées.

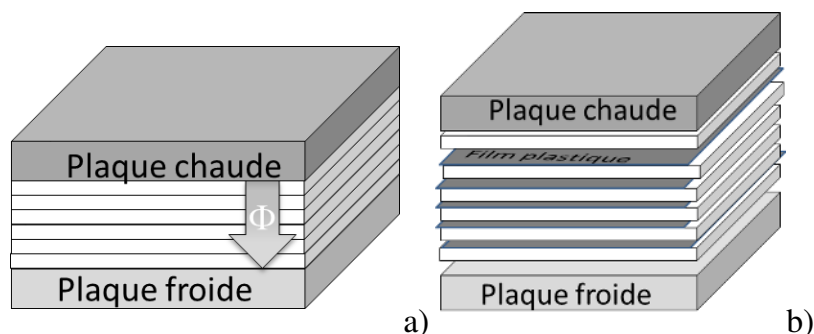


Figure 2 : . a) mesure avec éprouvettes tranchée sans film de PE entre les tranches et b) avec film de PE en les tranches

n°	Etape	Désignation	d mm	ρ kg/m ³	ΔT °C	Conditionnement °C/%RH
1	Influence du taux d'humidité	WF1a à WF1f et WF5	40–140	60	10	sec, 23/50, 23/85
2	Influence du ΔT	WF2a à WF2d	50	130	de 5 à 30	sec, 23/50, 23/85
3	effet de la migration de l'eau	WF3 WF4	100	130 – 190	15	sec, 23/50

Tableau 2 : liste des différentes configurations testées

6. Résultats et analyses

6.1. première étape : effet du taux d'humidité

Deux matériaux de densité différentes, 60 et 140 kg/m³, ont été testés. Avant la mesure de la conductivité thermique à l'état sec, tous les échantillons WF1a à 1f ont été stockés à 70 °C jusqu'à ce qu'ils atteignent la stabilité de masse. Ils ont été pesés puis mesurés en PCG. Après la mesure, ils ont été de nouveau conditionnés à 23/50 dans une enceinte climatique puis pesés et mesurés. La même procédure a été suivie pour le climat à 23/85.

La masse de l'échantillon augmente d'environ 6% après un conditionnement à 23/50 et entre 16 et 18% après le conditionnement à 23/85 (Figure 4 a). En volume, l'humidité représente environ 0,4 % à 23/50 et 1 % à 23/85 (Figure 4 b). Il n'y a pas d'influence claire de l'épaisseur sur la teneur en humidité en masse.

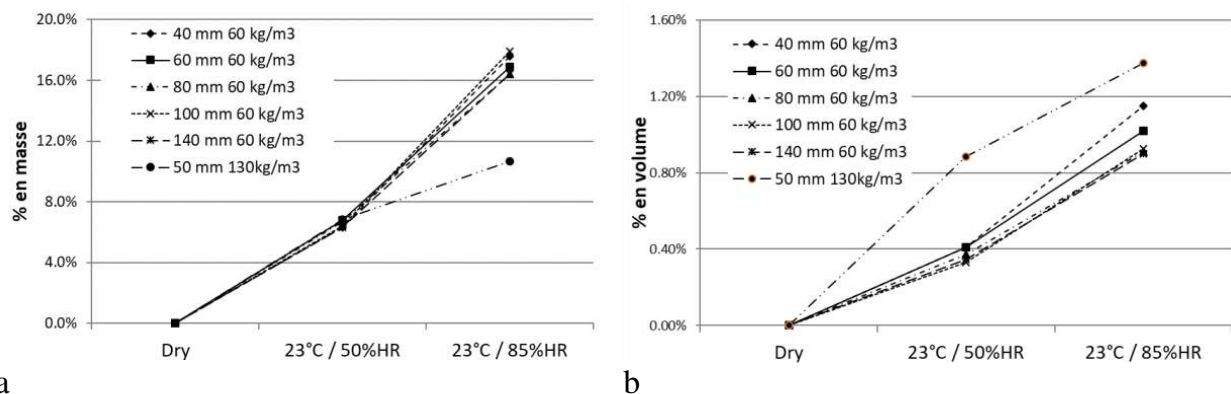


Figure 3 : taux d'humidité dans le produit en fibre de bois WF 1a - 1f à différentes conditions a) en masse b) en volume

La conductivité thermique apparente augmente de 1 à 2 % entre l'état sec et l'état humide 23/50 et de 6 à 10 % entre l'état sec et l'état humide 23/85 (Figure 5a). Pour chaque configuration le f_{ψ} a été calculé (figure 5b). La tendance est à une augmentation de sa valeur avec la quantité d'humidité contenue dans le produit.

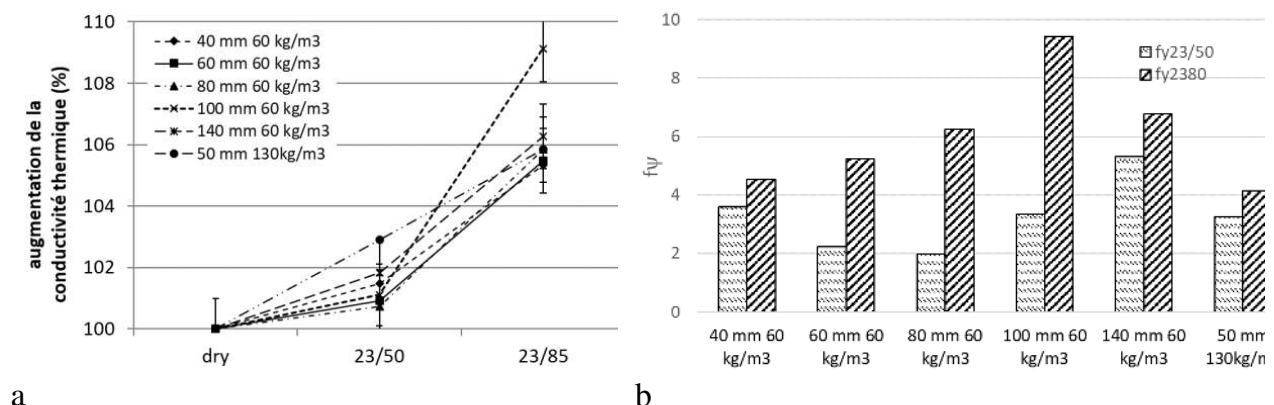


Figure 4 : a) Evolution de la conductivité thermique apparente des produits WF 1a - 1f à différentes conditions, b) f_{ψ} de chaque produit

6.2. Deuxième étape : effet du gradient thermique

Les conductivités thermiques apparentes des 4 échantillons WF2a–2d de densités différentes et en équilibre avec une atmosphère à 23/50 ont été mesurées. Chaque échantillon a été placé dans la PCG. Sur les produits non hygroscopiques tels que les plastiques alvéolaires ou les laines minérales, lorsque le ΔT est compris entre 5 et 30 K, il n'induit aucune influence sur le résultat de la mesure. Ici, sur la fibre de bois, le ΔT a une grande influence sur la conductivité thermique apparente où les plus faibles ont été mesurées avec le ΔT le plus faible. La conductivité thermique apparente est liée à l'écart de température entre la plaque chaude et les plaques froides. Il ressort également que les résultats dépendent fortement de la masse volumique apparente. La conductivité peut varier jusqu'à 10% pour le produit à 132 kg/m³ (Figure 6). L'effet du gradient thermique devient plus significatif lorsque la masse volumique augmente.

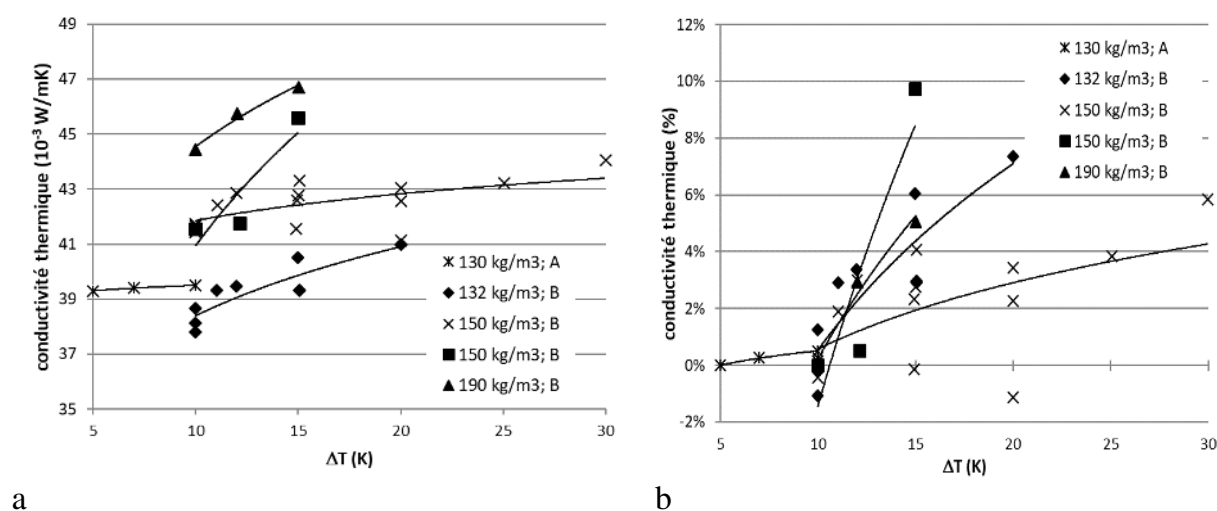


Figure 6 : Evolution de la conductivité thermique apparente des produits WF 2a - 2d et WF5 avec le ΔT a) valeurs en 10^{-3} W/(m.K) b) valeurs en pourcent.

6.3. Troisième étape : effet de la migration d'humidité durant la mesure

Cette partie étudie, la migration de l'humidité pendant la mesure.

Le premier essai a été mené sur le produit WF3. Le produit a été tranché dans l'épaisseur en 5 couches. La masse de chaque couche de l'échantillon tranché a été mesurée à l'état sec, après conditionnement à 23/50 et après la mesure de conductivité thermique à la PCG. De l'état sec à l'état humide, chaque couche absorbe 7 % d'humidité. La conductivité thermique apparente a été mesurée à $36,6 \cdot 10^{-3} \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à l'état sec et à $37,2 \cdot 10^{-3} \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à l'état humide. L'humidité augmente la conductivité thermique apparente d'environ 2 %, ce qui est proche du niveau que nous avons observé lors de la première étape.

La masse de chaque couche a été mesurée après la mesure de conductivité thermique. Il apparaît que les couches proches de la plaque chaude perdent entre 4 et 5 grammes du fait de la migration de l'humidité et les couches proches des plaques froides gagnent, quant à elles, entre 5 et 6 grammes pour la même raison (figure 7).

Le second test a été mené sur le produit WF4 en intercalant des films en PE entre chaque couche pour empêcher la migration de l'humidité lors de la mesure thermique. Ce processus permet de déterminer l'influence de l'humidité indépendamment de sa migration sur les valeurs de la conductivité thermique.

De l'état sec à l'état humide, le produit gagne 7% en masse d'humidité. La première série de mesure a été réalisée en plaçant des films en polyéthylène entre chaque couche de fibres de bois afin d'éviter la migration de l'humidité. Ensuite, les films ont été retirés pour la seconde série de mesure pour permettre à l'eau de migrer librement de la plaque chaude vers la plaque froide. Comme sur les produits WF3 la migration représente 1% de la masse (Figure 8 et Figure 9).

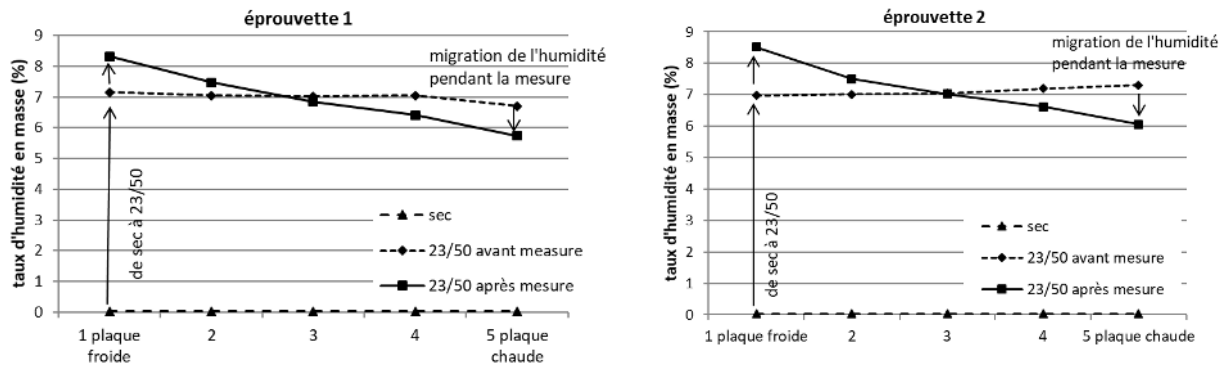


Figure 7 : Variation en pourcentage de la masse de chaque couche du produit WF3 due à l'humidité et à sa migration pendant la mesure

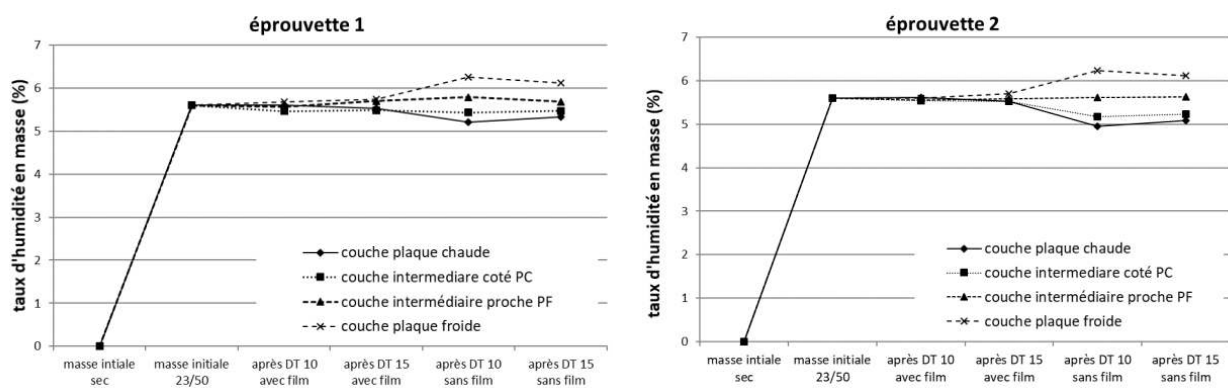


Figure 8 : Variation de la masse de chaque couche en pourcent du produit WF4 due à l'humidité et à sa migration pendant la mesure

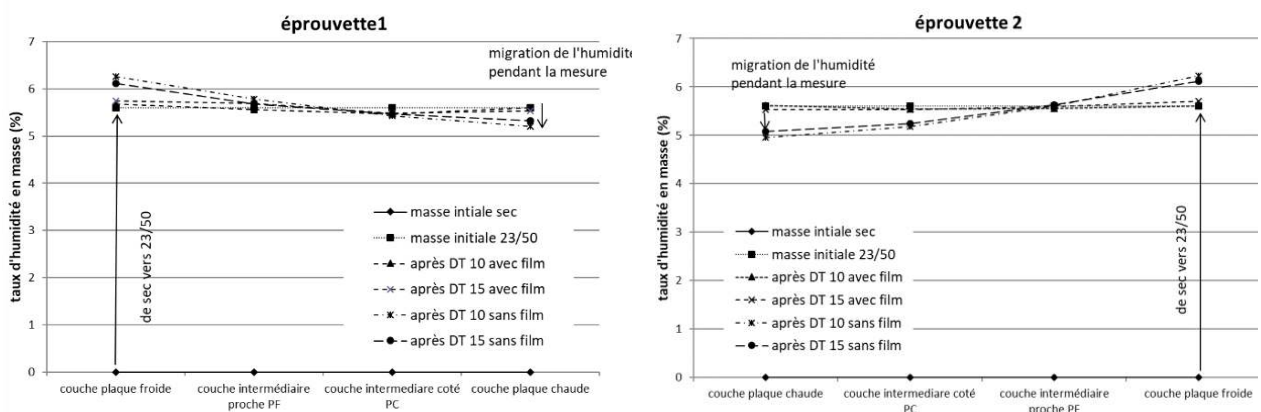


Figure 9 : Variation en pourcent de la masse de chaque couche du produit WF4 due à l'humidité et sa migration pendant la mesure

L'humidité augmente la conductivité thermique apparente de 2% à partir de l'état sec, 1 % est attribué à la migration de l'eau (Figure 10).

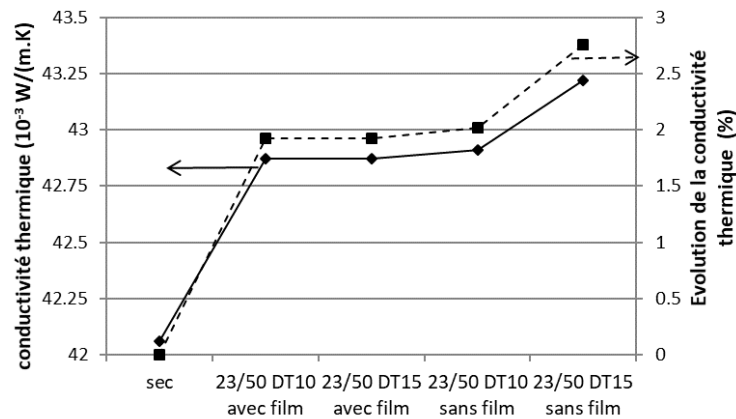


Figure 10 : Conductivité thermique apparente du produit WF4 selon les configurations

7. Conclusion

Cet article s'est concentré sur l'effet des propriétés hygrothermiques de certains matériaux d'isolation thermique en fibre de bois et sur leur influence sur les résultats de mesures de la conductivité thermique. L'étude a montré une augmentation de la conductivité thermique apparente avec la teneur en eau au sein des matériaux. Une partie de l'augmentation de la conductivité thermique apparente est due à la quantité d'humidité dans le produit et une partie est due à sa migration lors de la mesure. La migration de l'humidité est due à la différence de température entre la plaque chaude et la plaque froide de l'instrument de mesure. Plus l'écart de température est important, plus la migration de l'humidité est importante. L'effet de la migration peut être réduit en réduisant la différence de température entre les deux faces du produit ou en évitant la migration avec une technique présentée dans cet article ce qui réduit les valeurs mesurées. Un écart de température de 10 °C maximal entre les plaques semble être un bon compromis entre les incertitudes qui sont de l'ordre de 1,0 % et l'influence de l'humidité qui est de l'ordre de 2%.

Références

- [1] G Philip, J. R. and De Vries, D. A., "Moisture Movement in Porous Materials Under Temperature Gradient," *EOS Trans.Am. Geophys. Union*, Vol. 38, No. 2, 1957, pp. 222–232.
- [2] Krisher, O. and Mahler, K., "Über die Bestimmung des Diffusionswiderstandes und der Kapillaren Flüssigkeits Leitzahl aus Stationären und Instationären Vorgängen," V.D.I. Forschungsheft, Düsseldorf, VDI-Verlag, 1959, p. 473.
- [3] EN 12667:2001 Thermal performance of building materials and products Determination of thermal resistance by means of guarded hot plate and heat flow meter methods - Products of high and medium thermal resistance
- [4] EN 13171, Produits isolants thermiques pour le bâtiment - Produits manufacturés en fibres de bois (WF) - Spécification
- [5] EN ISO 10456 Building materials and products - Hygrothermal properties - Tabulated design values and procedures for determining declared and design thermal values
- [6] EN ISO 12570 Hygrothermal performance of building materials and products - Determination of moisture content by drying at elevated temperature

Transient Modelling and Simulation for Optimal Future Management of a District Heating Network.

Olamilekan E. TIJANI ^{1*}, Sylvain SERRA¹, Sabine SOCHARD¹, Hugo VIOT², Aurélien HENON², Rachid MALTI³, Patrick LANUSSE³, Jean-Michel RENEAUME¹.

¹Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, LaTEP, Pau, France.

²Nobatek/INEF4, 67 rue de Mirambeau, F-64600 Anglet, France.

³Univ. Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, IMS, UMR 5218, F-33400 Talence, France.

**(Corresponding author: tijani.oe@etud.univ-pau.fr)*

Abstract - The share of fossil fuel in some District Heating Networks (DHN) makes Dynamic Real-Time Optimisation (DRTO) techniques paramount in improving the energy efficiency of such networks. This research project is a fraction of the RESEAUDATA project, which aims to improve the heat network management technique through machine learning and dynamic optimisation approaches. This paper then focuses on simulating the DHN to accomplish the optimal planning phase for the DRTO and to generate the Big Data to form and train the machine learning model. The procedures for designing a Blackbox model generator are also established in this paper.

Index and exponent

k- instance or observation, $k = 1, 2, \dots, n_inst$

n_inst- number of instances

ot- an output variable,

in- an input feature variable

inp- total number of input feature variable

outp- total number of output variables

1 Introduction

1.1 Background Information

50% of the world's energy consumption is used for heating, representing 40% of the global CO₂ emission[1]. These statistics show the need and the effects of heat generation. According to [1], 50% of this thermal energy is used in the industry. The other 50% is used for space heating, heating buildings, hot water supplies in buildings, and in the agricultural sector. A district heating system can efficiently generate and distribute thermal (heat) energy from the energy generation source to various end users. An inefficient DHN would require the excess generation of energy to meet up the power demands of the consumers, which will increase the cost of energy generation, reduce the life span of the generation components, and increase CO₂ and other greenhouse gases emission (if fossil fuel resources are the energy sources). This illustrates the necessity of an effective district heating distribution and production system and gives a solid backup for optimising such a system. Therefore, this research focuses on the Dynamic Real-Time Optimisation (DRTO) of a district heating system because it allows real-time control and operation for design or operation improvement purposes.

The algorithm of the dynamic real-time optimisation of any system relies on swift computational time for model resolution. The models that can be developed to simulate any process parameter in a district heating network can only be achieved using the knowledge-based energy and mass balance general principles. However, the simulation of these models requires high computational time and supercomputers for large-scale district heating systems [2]. The simulation time of these models can be drastically decreased by finding the equivalent Machine Learning (ML) models, which can be integrated into the dynamic real-time optimisation algorithms. Also, the lack of sufficient data as a ML model training challenge can be abridged thanks to the availability of big data from an industrial partner of this research.

1.2 Objectives of the RESEAUDATA Project

As a branch of the RESEAUDATA Project, this research paper considers the first two sections of the outlined pathways shown in Figure 1; model development and simulation of DHN and the preliminary steps in designing a Blackbox Model Generator explained in section 2 and section 3, respectively. This technique can also be applied to other energy generation and distribution sectors.

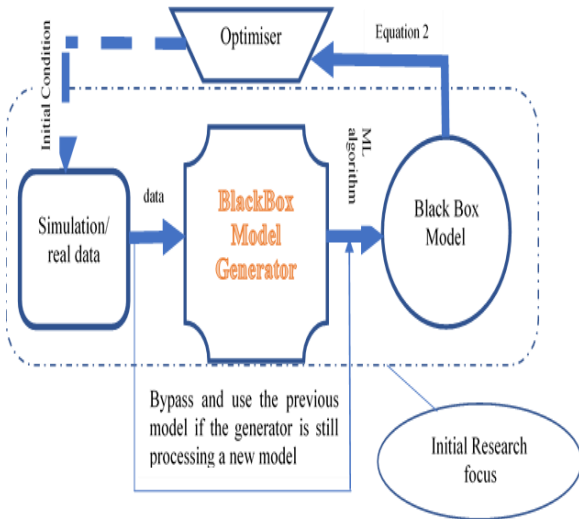


Figure 1: pathways for the optimal management of a District Heating Network (DHN) considering real-time optimisation.

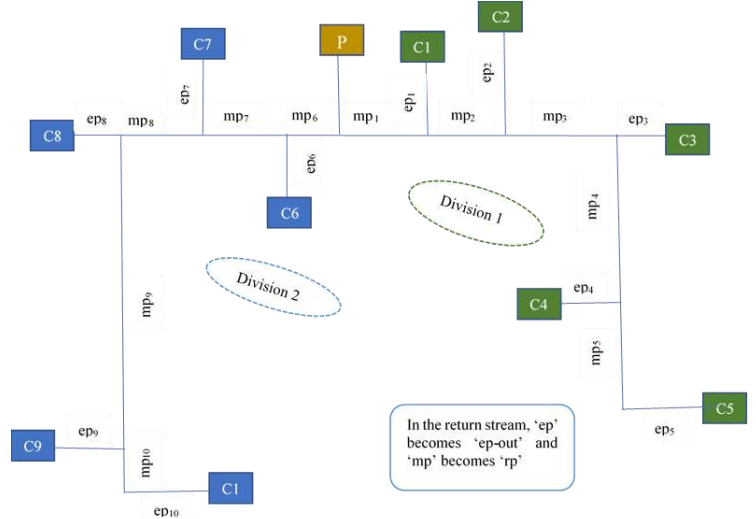


Figure 2: A DHN network of 10 consumers.

Several researchers have worked vastly on the thermal and hydraulic models of DHNs [2], [3] and [4], so the models are pretty classical. The developed models are based on the general mass and energy balance principles around the nodes (splitter and mixer), heat transfer fluid (HTF) transporting pipes, consumer's substations and around the thermal energy generation station, and they are therefore adapted to simulate the case study presented in Figure 2. The simulation results are shown in section 2.

2 Result Analysis

The result analysis is based on the given data and the analysis of the simulated result

2.1 Given Data

The given data for the DHN simulation are the pipe dimensions shown in Table 1, the meteorological data (ground surface temperature), the consumers' power demand shown in Figure 3, and the thermophysical properties of the heat transfer fluid (water) and that of the pipe materials.

Based on the assumptions made by previous researchers in modelling DHNs, the thermophysical properties of water and that of the insulation and protective material are assumed to be constant within the range of operation of the district heating Network. The property values include: specific heat capacity, density, and dynamic viscosity of water are 4187 J/(kg.K), 965.3 (kg/m³) and 0.000315 kg/(m.s) respectively, the thermal conductivity of water, pipe, insulation material and soil are 0.65, 54,0.024, and 1.2 W/(m.K), and the depth of buried pipes in the ground is 1m.

2.2 Supply Temperature and Mass flow rates

In an adiabatic DHN, these values of supply temperature should be equal to the outlet temperature of the combined thermal generation plant $T_{0,pmp(t)} = 90^{\circ}\text{C}$. However, due to heat losses along the pipe length in the time domain, Figure 4 and Figure 5 depict that the supply temperature at each of the consumers reduces as a function of the overall heat transfer coefficient, which is dependent on the pipe diameter, the insulation thickness and the thermal conductivity of the insulation material. The supply temperatures also vary with time as the ground surface temperatures and the mass flow rates (function of the power demands) vary. Therefore, the trajectories of the supply temperatures in the DHN reflect the changes in the power demand, meteorological conditions and the thermophysical properties of the heat transfer fluid and the pipe material.

The mass flow rate in each extended pipe of a consumer is a function of the power demand of the consumer. Therefore, its trajectory varies in the same manner as the power demand, as shown in

Figure 6. This is quite reasonable in the explanatory physics of the DHN. Suppose the supply temperatures dynamically change based on the weather condition and power demand. In that case, the changes in the mass flow rates should be proportional to that of the power demands to ensure the power demands of each consumer are met.

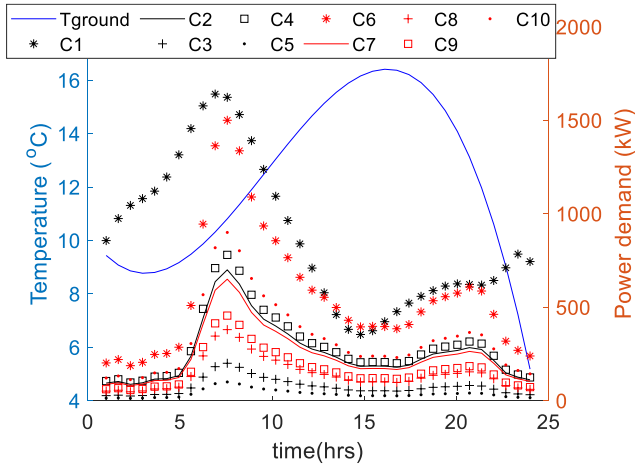


Figure 3: Power demands and surface ground temperature

Consumer	Φ_{mp} (in)	L_{mp} (m)	Φ_{ep} (in)	L_{ep} (m)
C1	8.00	279.93	5.00	95.21
C2	6.00	720.07	4.00	150.00
C3	5.00	176.46	2.00	40.00
C4	5.00	124.69	3.50	30.00
C5	1.50	397.32	1.50	100.00
C6	10.00	190.01	5.00	25.00
C7	8.00	97.04	3.50	10.00
C8	6.00	268.79	3.00	90.20
C9	5.00	1280.60	3.00	200.00
C10	5.00	198.28	4.00	50.00
P1-10	12.00	200.00		

Table 1: pipe dimensions with thickness and insulation thickness of 0.01m and 0.053m, respectively

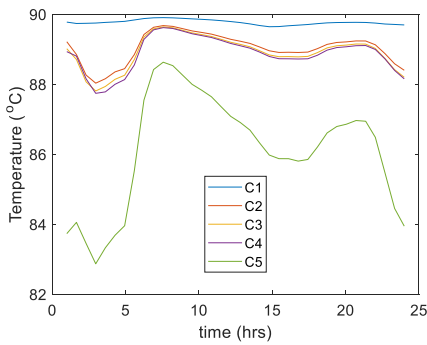


Figure 4: supply temperatures in division 1

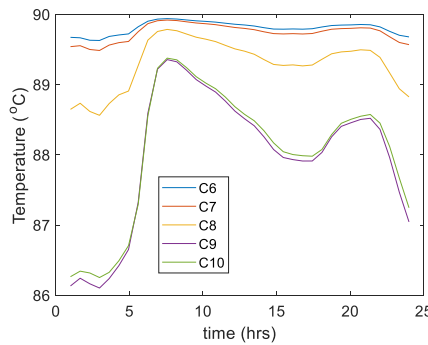


Figure 5: supply temperatures in division 2

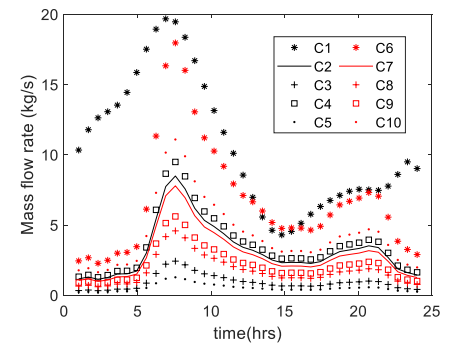


Figure 6: Supply Mass flow rates to the consumers

2.3 Overall Network temperature during the forward and return flow distribution

Figure 7 and Figure 8 represent the dynamic spatial temperature distribution through the main and return pipes, excluding the production pipes during the forward and return flow distribution, respectively. The configuration of these network temperature plots is similar to the main and return pipes arrangement in Figure 2. The maximum temperature in Figure 7 illustrates the outlet temperature of the heat transfer fluid from the production pipe. The temperature decreases towards the positive and negative x-axis. This implies that the longer the network, the more heat losses to the surroundings. However, concluding the temperature chronology during the return flow distribution is quite complex. Due to the mixing of the heat transfer fluid from a preceding consumer with the heat transfer fluid from the extended-out pipe of this consumer (the outlet temperature of each consumer's substation is assumed to be 70°C), a decrease or an increase in the fluid temperature can be observed. This explains the non-uniform temperature distribution along the network length during the return flow distribution.

2.4 Power Generation and the Overall Return Temperature

The dynamic power demands of each consumer can be theoretically validated using the time profile supply mass flow rates values in Figure 6, and the transient supply temperature values in Figure 4 and Figure 5. The question that might catch up with this study is what amount of power must be generated in the combined thermal plant to meet up the total demand of the network. The total generated power during the simulation of the DHN is always greater than the total power demand due

to the overall network heat losses that must be compensated for, as shown in Figure 9. The variation of the overall return temperature is also affected by the same parameters that change the supply temperatures. Therefore, the dynamic of the overall return temperature of the network is majorly influenced by meteorological conditions and power demands.

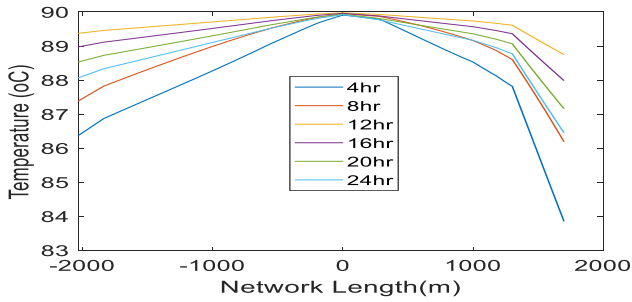


Figure 7: forward flow transient temperature variation along network length.

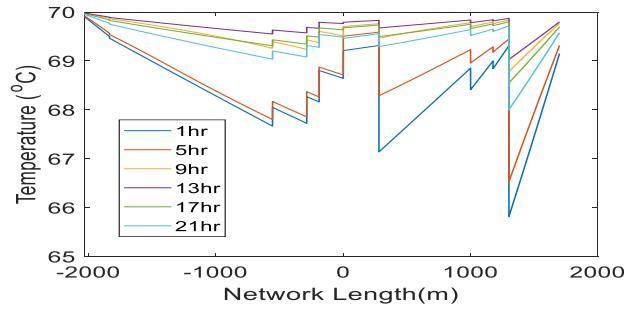


Figure 8: return flow transient temperature variation along network length.

2.5 Hydraulic Result Analysis

The primary purpose of the hydraulic analysis is to determine the dynamic variation of the pumping power required in divisions, which depends on the pressure drop in the divisions. One of the independent parameters of the pressure drop calculation is the transient fluid velocity, and its constraints must be respected to prevent pipe erosion [2], [4].

Although a single pump or pump based on the number of divisions can be used in a DHN, this research considers two pumps based on the number of divisions in the case study.

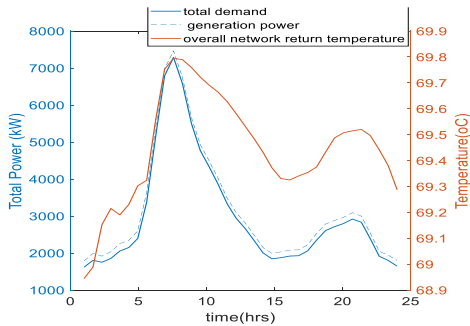


Figure 9: total generated power, total demand and the overall network return temperature

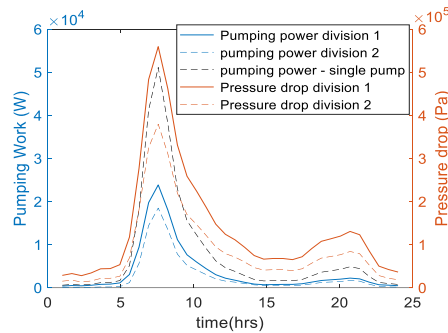


Figure 10: Pressure drop and pumping power of the pumps

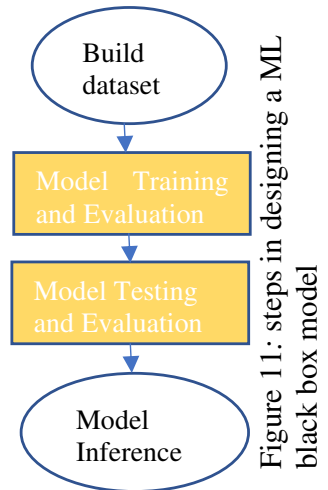


Figure 11: steps in designing a ML black box model

Figure 10 depicts the variation of the pressure drops and pumping powers with time, the pumping powers and pressure drops majorly depend on the mass flow rate profiles. Therefore, their time profiles will be similar in shape to that of the total power demand in each division. Thus, increasing demand for all the consumers will increase the mass flow rates, leading to high pressure drop in the division and thereby requiring pumps with huge pumping powers to compensate for the pressure drop in the system.

3 Designing a Blackbox Model Generator

The aim of designing a Blackbox Model Generator is to formulate a reduced and fast computing model that can predict the output variables (supply temperatures and mass flow rates, final network return temperature, spatial overall network temperatures, pressure drops and pumping powers), using the input feature variables which include the time series features (power demands, outlet generation temperature, outlet substation temperatures), meteorological conditions (ambient or soil temperature) and physical network parameters (pipe dimensions, thermophysical properties of network heat transfer fluid and pipes). The simulation of the case study DHN over 24 hours took more than an hour using a Windows 10 DELL PC, 32Gb RAM, 12th Gen Intel(R) Core (TM) i7-12700H, 2.30 GHz

Processing speed, the Blackbox model to be generated must simulate the case study DHN in seconds if possible, for efficient DRTO of the network.

The steps in developing a model for resolving any Machine Learning Problem are similar and can be presented in Figure 11.

3.1 Definition of feature variables and problem analysis

Indeed, this research has developed thermal and hydraulic models for predicting the output variables. Therefore, it is easy to build the dataset for training the Blackbox Model generator. This kind of dataset has output variables for all the input feature variables. In machine learning techniques, the best ML channel for solving such a problem is the *Supervised Learning technique* due to the presence of labels (output results) for all data input. Since the datasets are continuous, the ML techniques with *Regression Analysis* will be considered [4]. This is in contrast to the other ML channel counterparts, Non-supervised learning; there is no available output label for the input feature variables, and it encourages methods such as clustering for dataset grouping [4] and Reinforcement Learning, where a ML agent learns based on experience. Its learning algorithm encourages maximising total cumulative rewards [4].

3.2 Generating Dataset

Building the dataset involves collating results from simulating a DHN of different values of the feature variables to generate as many observations (k) as possible. A typical form of the compiled dataset can be visualised in Table 2.

3.3 Model Training

This is the main section for developing a Blackbox model where the entire dataset is initially split into the training and test datasets. Before diving into the details, let us analyse the model relationship based on the dataset.

$$y_k^{ot} = f(x_k^1, x_k^2, \dots, x_k^{inp}, c) \quad \forall ot = 1, 2, \dots, out \quad (1)$$

Equation (1) shows the generic form of the Blackbox model that must be developed, c - vector of constants that must be obtained during the training algorithm.

In developing a Blackbox model, the selection of essential feature variables and the training algorithm are the two important characteristics that must be carefully analysed [5] – [7]. For this reason, this research section will review previous literature to examine the best ML training algorithm and the principle of essential feature variable selection. Considering all the feature variables might increase the computational time in some training algorithms [6], which might nullify the importance of using ML models, so it is imperative to select the essential feature variables if possible.

As the dataset is regressive and the machine learning task is supervised, the ML algorithms that can be employed include Linear Regression (LR) or Multiple Linear Regression (MLR), Support Vector Regression (SVR), Artificial Neural Network (ANN), Recurrent Neural Network (RNN) or (Long Short-Term Memory (LSTM) network), Random Regression Forest (RF), Gradient Boosting or Extreme gradient boosting (XGBoost), and ensemble models [5] – [7]. Table 2 gives the operational principle of each algorithm, their validated research inferences and limitations. To the test of our knowledge, no research paper has been published on designing a Blackbox model generator for the DRTO of a DHN to eliminate the impractical ML techniques based on the validated results of the past study. Nevertheless, the non-linearity of a DHN thermal and hydraulic model depicts that using LR or MLR algorithm is impossible.

A grey box model based on optimal parametric identification can also be considered along with the Blackbox ML Algorithms.

3.4 Model Evaluation Metrics

Model Evaluation is a process of validating model performance. Some ML experts consider using the training dataset for the model evaluation to check the effectiveness of both the model and the training phase. However, [7] considered splitting the dataset into three (3) sections rather than the traditional two divisions, which include 60%, 20% and 20% for training, evaluation and testing. The work of [7] intended to choose the best model through cross-validation using the evaluation dataset before testing the model with the test dataset.

According to [5] – [7], the evaluation metrics for the regression supervised learning technique include Mean Absolute Error (MAE), Mean Squared Error (MSE), Root Mean Squared (RMSE), Mean Absolute Percentage Error (MAPE), Coefficient of determination (R^2) and Coefficient of Variation (CV). In developing a Blackbox model, several training algorithm models can be obtained and compared with one another, the model with the least cumulative error will be considered the optimum Blackbox model [7] for the model generator.

3.5 Model Testing

The obtained models can then be tested with the test dataset to be considered for further analysis or can be tested after a cross-validation analysis. The model algorithm with the lowest bias and variance is the best algorithm to generate the black box model. It should be noted that evaluation metrics are also employed to evaluate the model effectiveness or variance based on the test dataset.

3.6 Model Inference

The obtained model (1), with the estimated parameters, is then used to predict each output variable at instance k.

$$y_k^{ot} = f(x_k^1, x_k^2, \dots, x_k^{inp}) \quad \forall ot = 1, 2, \dots, out \quad (2)$$

Equation (2) can predict each output variable at instance k given values of the input variables at instance k. It can then be considered as the generated **Blackbox model** by the **Model generator**.

	x_k^{in} (input feature variables)				y_k^{ot} (output variables)			
k	$P_{demand(t)_i}$	$T_{0,sp_out_i(t)}$	$T_{0,pmp(t)}$	T_{mn}	dimensions & thermo-ppts	$\dot{m}_{(t)_{sp_i}}$	$T_{n,sp_i(t)}$	W_{pump_DHN} others

Table 2: a sample of the Generated dataset for building the Blackbox Model Generator.

Algorithm	Principle	Validated Inferences	Limitations
LR or MLR	<ul style="list-style-type: none"> used to find a linear relationship between each output variable and several predictor input variables 	<ul style="list-style-type: none"> simple and quick during model inference[6], [7]. quite good for weather prediction 	<ul style="list-style-type: none"> high bias and high variance when predicting nonlinear relationships low precision [6]
SVR	<ul style="list-style-type: none"> it employs kernel functions to change the dimensional space of the instances to a new space where LR can be employed [5]–[7]. 	<ul style="list-style-type: none"> reasonably low bias and variance when predicting nonlinear relationships [6]. Owing to its accuracy, it is recommended for Short Time Load Forecast (STLF) [6], [8]. 	<ul style="list-style-type: none"> Better predicting aggregated energy consumption than individual building energy consumption with reasonably low bias and variance when predicting nonlinear relationships [6], [9].
ANN	<ul style="list-style-type: none"> Based on human learning techniques to train a machine learning agent. 	<ul style="list-style-type: none"> Owing to the intensive mathematical mapping of information among very 	<ul style="list-style-type: none"> It is computationally intensive when all the

RNN or LSTM	<ul style="list-style-type: none"> • LSTM uses backpropagation to work on sequential data, as it also combines traditional neural networks [6] 	<ul style="list-style-type: none"> • LSTM makes better predictions than RF, SVR, XGBoost and LR during STLTF [6]. 	<ul style="list-style-type: none"> • Inefficient in a Long time load forecasting [6].
RF	<ul style="list-style-type: none"> • Based on repetitive bagging of the dataset and creation of decision trees [6], [7]. In contrast to the random forest, the regressive random forest uses a range of data to classify decision tree leaves. • The depth of the trees influences model performance [7]. 	<p>Advantages</p> <ul style="list-style-type: none"> • Owing to its ability to randomly bootstrap datasets and develop multiple trees, it has resistance to overfit and is insensitive to outliers [6], [7] • It produces the lowest error when compared to the non-linear autoregressive model (NARM) and linear model stepwise regression (LMSR) during energy prediction[6], [10]. • It can be employed for essential feature selection [5], [6]. <p>Disadvantage</p> <ul style="list-style-type: none"> • Suffers tremendously from covariate shift [11]. • Ineffective in real-time prediction at large tree numbers [11] 	
XGBoost	<ul style="list-style-type: none"> • In contrast to RF, which builds multiple trees in parallel, it makes trees sequentially [7]. • An ensemble algorithm that is based on gradient boosting to convert ineffective ML agents to effective learned ML agents [6], [7] • The depth of the trees influences the model performance. Therefore, stepwise searching technique can be used to determine the best tree depth [7]. 	<p>Advantages</p> <ul style="list-style-type: none"> • High prediction accuracy and speed [6]. • Has excellent resistance to overfitting due to the integrated regularisation technique [6]. • It outperformed SVM, RF and LSTM during energy prediction [6], [7]. • It can handle energy prediction in HVAC systems [6]. <p>Disadvantages</p> <ul style="list-style-type: none"> • XGBoost with deeper trees can have high variability [12]. 	
Ensemble Model	<ul style="list-style-type: none"> • Combination of several algorithms [5], [6] 	<p>Advantages</p> <p>High prediction accuracy by leveraging the accuracy of each algorithm [6]</p>	

 Table 3: *ML Algorithms for formulating a data-driven model*

4 Conclusion

This research focused on the pathway for the Dynamic Real-Time Optimisation of District Heating Networks for their efficient management in real-time operation.

A case study simulation of a ten (10) consumer District Heating Network was initially considered, and the MATLAB simulation algorithm ran for more than 1hour on a standard *Dell* laptop. Practical DRTO approaches require such simulation to run within seconds because the input parameter of the model (meteorological conditions and consumer power demands) changes as such. To achieve this objective of the optimal operation of DHN, this research primarily simulated DHN with a combined generation station. Then it proposed the method for building big datasets from the simulation results to train an equivalent ML model.

Having confirmed the Supervised Regression learning technique as the best ML channel for designing a Blackbox model generator to facilitate the optimal operation of DHNs, this research reviewed the principle, validated inferences and limitations of LR or MLR, SVR, ANN, RNN or LSTM, RF, XGBoost, and ensemble models as the possible ML algorithms for the training phase. MAE, MSE, RMSE, MAPE, R^2 and CV were reviewed as the evaluation metrics for comparing the ML algorithms.

Reference

- [1] IEA Report, “International Energy Agency, Renewables 2019,” 2019, Accessed: Aug. 18, 2022. [Online]. Available: www.iea.org/renewables2019
- [2] M. Betancourt Schwarz, B. Lacarrière, C. Santos Silva, P. Alexandre Haurant, P. Haurant, and M. Tahar Mabrouk, “Dynamic Modeling of Heat Transport in District Heating Networks,” 2018. [Online]. Available: <https://www.researchgate.net/publication/333774780>
- [3] M. Vallée, L. Giraud, R. Bavière, C. Paulus, and J.-F. Robin, “Dynamic Modelling, Experimental Validation and Simulation of a Virtual,” 2015. [Online]. Available: <https://www.researchgate.net/publication/277007243>
- [4] S. Dridi, “Supervised Learning-A Systematic Literature Review SUPERVISED LEARNING-A SYSTEMATIC LITERATURE REVIEW A PREPRINT Supervised Learning-A Systematic Literature Review A PREPRINT,” 2021, doi: 10.13140/RG.2.2.34445.67049.
- [5] Y. Sun, F. Haghghat, and B. C. M. Fung, “A review of the-state-of-the-art in data-driven approaches for building energy prediction,” *Energy and Buildings*, vol. 221. Elsevier Ltd, Aug. 15, 2020. doi: 10.1016/j.enbuild.2020.110022.
- [6] Y. Chen, M. Guo, Z. Chen, Z. Chen, and Y. Ji, “Physical energy and data-driven models in building energy prediction: A review,” *Energy Reports*, vol. 8. Elsevier Ltd, pp. 2656–2671, Nov. 01, 2022. doi: 10.1016/j.egyr.2022.01.162.
- [7] A. A. Ahmed Gassar, G. Y. Yun, and S. Kim, “Data-driven approach to prediction of residential energy consumption at urban scales in London,” *Energy*, vol. 187, Nov. 2019, doi: 10.1016/j.energy.2019.115973.
- [8] Y. Yang, J. Che, C. Deng, and L. Li, “Sequential grid approach based support vector regression for short-term electric load forecasting,” *Appl Energy*, vol. 238, pp. 1010–1021, Mar. 2019, doi: 10.1016/j.apenergy.2019.01.127.
- [9] P. Vrabecová, A. Bou Ezzeddine, V. Rozinajová, S. Šárik, and A. K. Sangaiah, “Smart grid load forecasting using online support vector regression,” *Computers and Electrical Engineering*, vol. 65, pp. 102–117, Jan. 2018, doi: 10.1016/j.compeleceng.2017.07.006.
- [10] T. Ahmad and H. Chen, “Nonlinear autoregressive and random forest approaches to forecasting electricity load for utility energy management systems,” *Sustain Cities Soc*, vol. 45, pp. 460–473, Feb. 2019, doi: 10.1016/j.scs.2018.12.013.
- [11] “A limitation of Random Forest Regression | by Ben Thompson | Towards Data Science.” <https://towardsdatascience.com/a-limitation-of-random-forest-regression-db8ed7419e9f> (accessed Feb. 14, 2023).

Acknowledgement

This research was performed within the framework of the RESEAUDATA project, which was funded by the Regional Council of Nouvelle Aquitaine in France.

Comparaison d'indicateurs dans l'analyse du confort intérieur d'un bâtiment industriel équipé d'un système de rafraîchissement adiabatique direct

Antoine BRETEAU^{1,2*}, Patrick SALAGNAC¹, Emmanuel BOZONNET¹, Mathieu CARAGE², Jean-Marie CAOUS²

¹LaSIE (UMR CNRS 7356), La Rochelle Université, Av. M. Crépeau, 17042 La Rochelle, France

²BLUETEK, ZI Nord les Pins, 37230 Luynes, France

*(auteur correspondant : abreteau@bluetek.fr)

Résumé - Cet article propose une comparaison d'indicateurs pour l'analyse du confort intérieur d'un bâtiment industriel équipé d'un système de rafraîchissement adiabatique direct. Le système étudié est une solution simple permettant de rafraîchir une ambiance de façon isenthalpique. Dans cette étude, un modèle numérique du système est développé et couplé à un bâtiment. Le confort intérieur du bâtiment est étudié au travers de différents indicateurs de confort. Cette étude montre les limites de l'utilisation de certains indicateurs dans l'analyse du confort intérieur d'un bâtiment équipé de système de rafraîchissement adiabatique direct.

Nomenclature

<i>DH</i>	degrés-heures, °C.h
<i>ET</i>	température effective, °C
<i>ET*</i>	température effective normale, °C
<i>HR</i>	humidité relative, %
<i>PMV</i>	vote prédit moyen
<i>PPD</i>	pourcentage d'insatisfaits prédit, %
<i>SET*</i>	température effective standard, °C
<i>T</i>	température de l'air, °C
<i>q</i>	débit d'eau évaporé, kg/h
<i>v_a</i>	vitesse d'air, m/s
<i>w</i>	humidité absolue, kg _{eau} /kg _{airsec}
<i>WBGT</i>	température au thermomètre-globe mouillé, °C

Symboles grecs

ε efficacité de saturation du média, %

Indices et exposants

<i>AI</i>	air intérieur
<i>AN</i>	air neuf
<i>AS</i>	air soufflé
<i>ASH</i>	air soufflé humide
<i>g</i>	globe noir
<i>lim</i>	limite
<i>op</i>	opérative
<i>rm</i>	radiante moyenne
<i>sk</i>	peau/skin
<i>w</i>	bulbe humide

1. Introduction

Le rapport du GIEC [1] fournit une évaluation mondiale actualisée des progrès et des engagements en matière d'atténuation du changement climatique, et examine les sources d'émissions mondiales. Selon ce rapport, il est aujourd'hui indispensable de mettre en œuvre des solutions passives et durables, quel que soit le domaine d'application. Dans le champ d'études de la climatisation au sein des bâtiments, les systèmes de climatisation sont connus pour leur consommation d'énergie élevée et leur émission de GES importantes [2]. Dans un objectif de pallier l'évolution du réchauffement climatique et limiter le recours à ces systèmes de climatisation, des solutions de rafraîchissement adiabatique passives se développent.

Le rafraîchissement adiabatique est une technique qui permet de rafraîchir l'intérieur d'un bâtiment grâce à l'énergie d'évaporation de l'eau réalisée au sein d'un média humide à travers lequel passe l'air à rafraîchir. Ces systèmes peuvent se décliner en trois familles distinctes : le rafraîchissement adiabatique direct, indirect et hybride.

Le système adiabatique direct est une technique simple et courante qui consiste à refroidir l'air extérieur par le biais d'un média humide pour ensuite être soufflé à l'intérieur d'un bâtiment. La transformation de l'air se fait de façon isenthalpique (sans apport d'énergie extérieure, excepté la

pompe à eau et le ventilateur) (Figure 3). Ce type de système est très efficace dans les climats chauds et arides [3,4]. D'un point de vue performance, différents articles montrent que les systèmes directs permettent de réduire l'inconfort intérieur des bâtiments [3,5]. Au demeurant, de nombreuses études démontrent que le système direct entraîne un taux d'humidité important au sein des environnements qu'il conditionne [3,5–7]. Au sujet de la performance énergétique, cette typologie de système entraîne une consommation d'eau importante et une consommation électrique non négligeable comme le montre l'étude de Kowalski et al. [8]. Les systèmes de rafraîchissement adiabatique indirect permettent de rafraîchir l'air intérieur sans en affecter la teneur en humidité, grâce au soufflage dans l'ambiance d'air refroidi par le biais d'un échangeur sensible air-air. L'air repris (chaud et humide) est refroidi selon le principe de refroidissement adiabatique, cet air échange ses calories avec l'air neuf (extérieur) au travers d'un échangeur sensible air/air pour ensuite que l'air neuf rafraîchi soit soufflé au sein du bâtiment. Ce système a de nombreux avantages comme le fait de pallier à l'augmentation du taux d'humidité intérieur des bâtiments conditionnés [9] et d'avoir une consommation en eau moins importante qu'un système direct [8]. Dans un objectif d'accroître les performances énergétiques, la combinaison d'un système direct et indirect est aussi une possibilité. Ces systèmes hybrides sont fréquemment utilisés pour améliorer le potentiel de rafraîchissement pour des bâtiments volumineux dans des conditions chaudes et humides. L'étude de Kowalski et al. [8] montre une différence de 66 % de DH entre l'utilisation d'un système indirect et hybride (direct/indirect). En plus d'obtenir de meilleures performances énergétiques, ces systèmes peuvent être utilisés dans des climats humides [10] et ainsi augmenter leurs champ d'application.

Dans cet article, nous étudions un système de rafraîchissement adiabatique direct qui a pour particularité d'entraîner une humidité relative importante au sein du bâtiment. Aujourd'hui, la prise en compte partielle de l'humidité relative intérieure dans les méthodes d'analyse du confort limite la pertinence de l'utilisation de celles-ci dans l'étude du confort d'un bâtiment équipé de cette typologie de système.

D'après l'ASHRAE 55-2013 [11], le confort thermique est défini comme « cet état d'esprit qui exprime la satisfaction à l'égard de l'environnement thermique ». Il a une large connotation qui repose sur des aspects physiologiques, physiques et psychologiques [12]. L'interaction de 6 facteurs fondamentaux doit être prise en compte afin de définir l'environnement thermique de l'humain et la sensation de confort thermique en régime permanent. Ces facteurs peuvent être environnementaux (température d'air intérieure, température radiante moyenne intérieure, vitesse d'air et humidité relative intérieurs) ou comportementaux (isolation des vêtements, taux de chaleur métabolique). A des fins d'analyse du confort thermique, ces facteurs fondamentaux sont agrégés en indicateurs tels que T_{op} , $WBGT$, SET^* ... qui sont associés à des valeurs recommandées.

Dans cette étude, l'objectif est de comparer différents indicateurs dans le but d'analyser le confort d'un bâtiment industriel type, équipé d'un système de rafraîchissement adiabatique direct. Dans un premier temps, le cas d'étude (bâtiment) et le modèle du système sont décrits. Par la suite, nous définissons les indicateurs de confort utilisés et analysons les résultats simulés obtenus.

2. Méthodologie

2.1. Système

Pour cette étude, un modèle numérique simplifié du système adiabatique direct a été développé sur le logiciel de simulation thermique du bâtiment (Trnsys©). Ce modèle a été créé sur la base de différentes équations notamment l'efficacité de saturation du média (ε) définie par l'équation (1).

$$\varepsilon = 100 \frac{T_{AN} - T_{AS}}{T_{AN} - T_{w,AN}} \quad (1)$$

avec T_{AS} , T_{AN} et $T_{w,AN}$, respectivement la température d'air soufflé, d'air neuf et de bulbe humide d'air neuf. Cette efficacité de saturation est utilisée dans de nombreuses études dans le but de

déterminer la température de soufflage de l'air et d'évaluer les performances du système [3,10]. Dans cette étude, l'efficacité de saturation retenue est de 85 %.

Ce modèle a été couplé à un modèle de bâtiment modélisé avec SketchUp© (Figure 1). Le bâtiment étudié est un bâtiment industriel constitué de quatre zones thermiques : la zone d'étude (zone d'essais thermiques), une zone de stockage, une zone de coworking et une zone d'atelier. Il est occupé de 9 h à 18 h, du lundi au vendredi. Seule la zone de coworking est chauffée. Le taux d'infiltration des 4 zones est de 0,6 vol/h en l'absence de ventilation. La zone d'étude est ventilée et rafraîchie avec un système de rafraîchissement adiabatique direct. Elle a une surface au sol de 110 m² pour une hauteur de 8,6 m. Les parois verticales extérieures, d'une épaisseur de 15,75 cm (15 cm de laine de verre et 0,75 mm de bardage métallique), présentent 80 m² de vitrages orientés Sud-Est ($U_w = 1,69 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$). Le sol est composé d'une dalle de béton de 15 cm non isolée qui repose sur une profondeur de 10 m de terre ($\rho = 3200 \text{ kg}/\text{m}^3$). La toiture-terrasse est composée de 12 cm de panneaux isolants et de 0,75 mm de bac acier.

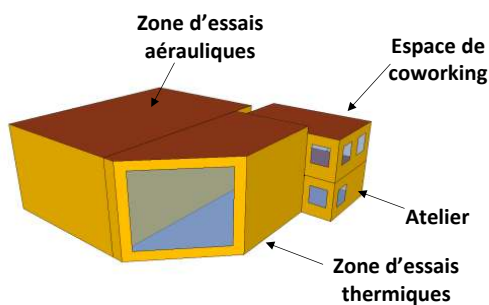


Figure 1 : Vue 3D du bâtiment étudié

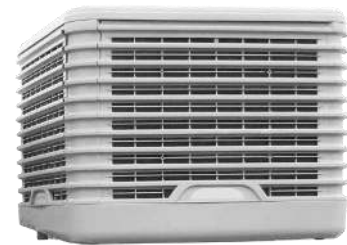


Figure 2 : Système étudié

Le système de rafraîchissement adiabatique direct (Figure 2) monté en toiture du bâtiment est composé d'un média humide, d'un ventilateur et d'une pompe d'eau.

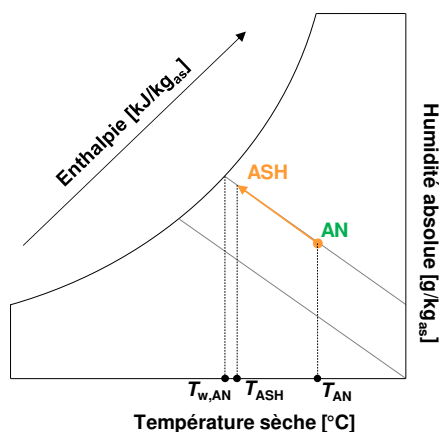


Figure 3 : Diagramme psychrométrique de la transformation isenthalpique

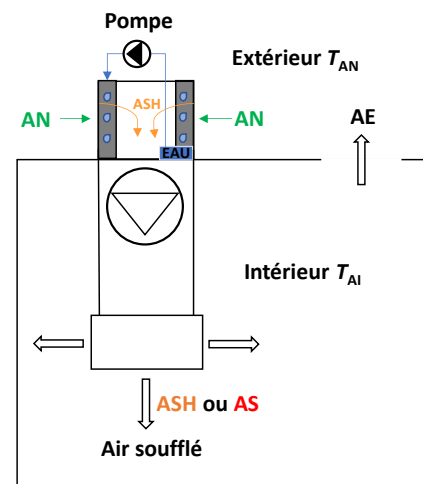


Figure 4 : Schéma du système adiabatique

Ce système fonctionne en mode free-cooling (ventilateur seul) ou adiabatique (avec humidification) aussi bien en occupation qu'en inoccupation sur la période du 1^{er} mai au 15 octobre (saison estivale). Ces deux modes se différencient par des conditions intérieures et extérieures en température et humidité différentes (Tableau 1).

	Free-cooling		Adiabatique	
	Intérieur (T_{AI})	Extérieur (T_E)	Intérieur (T_{AI})	Extérieur (T_E)
Occupation	> 22°C	> T_{AI}	> 24°C	> 21°C
Inoccupation	> 19°C	> T_{AI}	> 28°C	> 21°C

Tableau 1 : Conditions sur les températures extérieures et intérieure

De plus, afin de limiter le taux d'humidité relative au sein du bâtiment, une condition d'humidité relative intérieure (pour l'adiabatique) et extérieure (pour le free-cooling) a été définie ($HR < 75\%$). Concernant le ventilateur, il est régulé selon une bande proportionnelle en fonction de l'écart entre la consigne intérieure et la température de l'air intérieur T_{AI} . Un débit de soufflage maximal du ventilateur de 12 000 m³/h a été défini en cohérence avec le volume du bâtiment (946 m³).

2.2. Indices de confort

L'indice de confort est défini comme une valeur unique qui intègre les six facteurs du stress thermique dans tout environnement thermique humain. Dans les années 1930, Winslow et al. [13] ont développé le terme de température opérative T_{op} qui prend en compte les effets convectifs et radiatifs intérieurs. Quelques années plus tard, l'indice *WBGT* est apparu pour aider à diminuer le nombre de victimes dû à la chaleur lors des entraînements militaires dans un environnement extérieur [14], cet indice prend en compte l'effet du rayonnement solaire et du transfert convectif de l'air intérieur mais aussi de l'humidité et de la vitesse de vent. L'évolution de ces indices s'est poursuivie avec le développement du *SET** en 1973 [15] qui prend en compte les réactions physiologiques engendrées par l'environnement sur le métabolisme par la convection, le rayonnement et les échanges hydriques.

Dans cette étude, ces trois indices (T_{op} , *WBGT* et *SET**) ont été comparés dans l'analyse du confort intérieur. Ils ont été choisis pour leurs caractéristiques qui combinent l'effet thermique, mais aussi hydrique de l'ambiance.

La température opérative T_{op} est définie comme la température uniforme d'une enceinte noire imaginaire dans laquelle l'occupant échangerait la même quantité de chaleur par rayonnement et convection comme dans l'environnement réel non uniforme [11]. Cette température peut être déterminée de la manière suivante en respectant deux conditions ($v_a < 0,2$ m/s et $|T_{rm} - T_{AI}| < 4^\circ\text{C}$) :

$$T_{op} = \frac{T_{AI} + T_{rm}}{2} \quad (2)$$

D'après la norme ASHRAE-55 [11], la température *SET** est une température opérative d'un environnement de référence qui provoquerait les mêmes réactions physiologiques que l'environnement réel. Cet environnement de référence correspond à une ambiance de bureau défini avec un coefficient d'échange convectif faible lié à l'activité de l'occupant, une vêtue standardisée adaptée au niveau d'activité métabolique, une humidité relative de 50 % et une température radiante égale à la température d'air. Elle utilise la température et l'humidité de la peau respectivement T_{sk} et w_{sk} qui sont dérivées d'un modèle à deux nœuds de la physiologie humaine (modèle de Pierce) [15,16]. Elle est déterminée par l'équation non-linéaire suivante :

$$C + R + E = \frac{1}{h_g + R_{cl}} (T_{sk} - SET^*) + \frac{w_{sk}}{R_e} (p_{sk} - 0,5 p_{vs}(SET^*)) \quad (3)$$

avec C , E et R respectivement les apports convectifs, évaporatifs et radiatifs. Les résistances de vêtue R_{cl} et R_e , le coefficient d'échange global h_g , la température de la peau T_{sk} , la mouillure de la peau w_{sk} et les pressions de vapeur saturante de l'air et de la peau respectivement p_{vs} et p_{sk} .

Concernant le *WBGT*, il a été développé pour évaluer le stress lié à la chaleur lors d'une activité en plein air. Cette température combine l'effet de l'humidité et du mouvement de l'air grâce à la température de bulbe humide $T_{w,AI}$ et de la température de globe noir T_g . Afin d'être utilisé dans des

conditions intérieurs, il a été simplifié en tant que moyenne pondérée de la température naturelle du bulbe humide et de la température de globe [18].

$$WBGT = 0,7 T_{w,AI} + 0,3 T_{op} \quad (4)$$

avec $T_{w,AI}$ la température de bulbe humide et T_g la température de globe qui dépend de la température radiante moyenne T_{rm} , de la température de l'air T_{AI} et des coefficients de convection h_{ga} et de rayonnement h_{gr} [18].

3. Résultats et discussion

Dans cette étude, l'objectif est de comparer différents indicateurs sur l'analyse du confort intérieur d'un bâtiment industriel équipé d'un système adiabatique direct. Cette comparaison a été réalisée sur la base de résultats de simulation numérique pour la ville de Carpentras avec un pas de temps de 15 min.

3.1. Fonctionnement

La figure suivante (Figure 5) représente les périodes de fonctionnement du mode free-cooling (en vert) et du mode adiabatique (en mauve). Le pourcentage de débit du ventilateur dans chacun des modes est représenté par l'intensité des couleurs en fonction de l'heure de la journée (ordonnée) et du jour de l'année (abscisse).

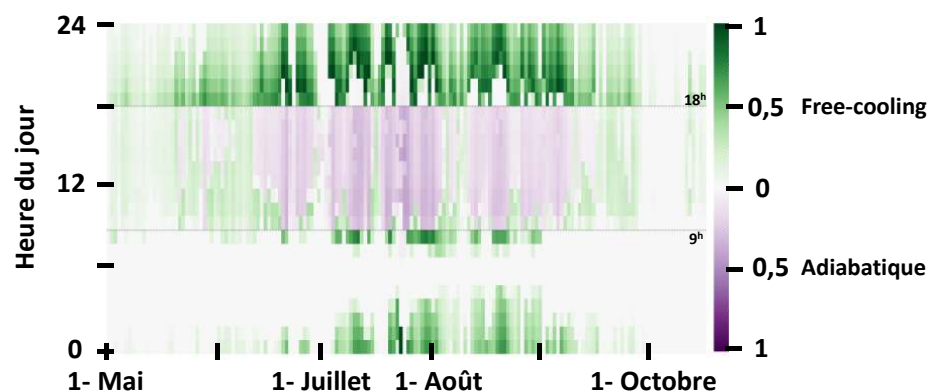


Figure 5 : Période de fonctionnement de l'adiabatique et du free-cooling

Lors de la période de fonctionnement (1er mai au 15 octobre), le système est en mode « adiabatique » pendant 767 h soit 33 % du temps contre 1568 h en mode free-cooling (67 % du temps). Le pourcentage moyen de débit du ventilateur pour le free-cooling et l'adiabatique est respectivement de 35 % et 17 %. On remarque que le free-cooling fonctionne essentiellement la nuit (car l'air extérieur est plus frais) et l'adiabatique la journée (pour réduire la consommation d'eau). Ceci est dû à un choix de conception qui se traduit par les différences de consignes en inoccupation entre le free-cooling (19°C) et l'adiabatique (28°C).

Parmi les conditions de fonctionnement du système, nous avons deux conditions hygrométriques (intérieure et extérieure) qui limitent la teneur en humidité relative au sein du bâtiment. Le mode adiabatique se met en arrêt 32,5 h (période la plus chaude) en raison de la condition sur l'humidité intérieure. Quant au free-cooling, la condition sur l'hygrométrie extérieure arrête le mode durant une période de 1219 h. Pour ce climat, la condition sur l'hygrométrie extérieure est pénalisante sur le fonctionnement du free-cooling.

Le fonctionnement de l'adiabatique entraîne une consommation d'eau non négligeable. Sur la période de fonctionnement du système, 32 m³ d'eau ont été consommés pour la zone d'essais thermiques d'une surface de 110 m². La Figure 6 représente le débit d'évaporation de l'eau q par m² SHON et la Figure 7 montre la différence de température intérieure avec et sans système ΔT_{AI} .

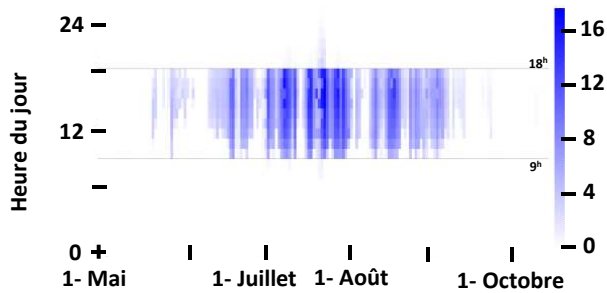


Figure 6 : Débit d'eau évaporé q par m^2 SHON [L/h]

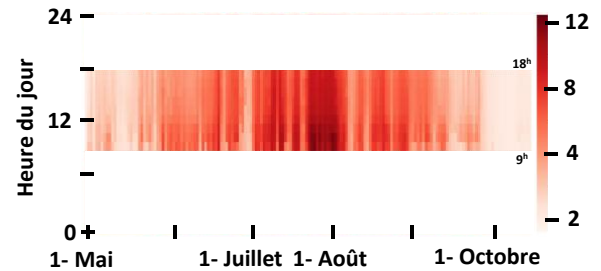


Figure 7 : $\Delta T_{AI(sys - réf)}$ [°C]

Nous remarquons que la consommation d'eau est importante en période d'occupation sur les mois de juillet et août (Figure 6). En parallèle, la Figure 7 montre que le système en mode adiabatique réduit la température intérieure T_{AI} de manière importante lors de ces mêmes périodes. Cette tendance est confirmée par le calcul du ratio du nombre de degrés gagnés en fonction de la consommation d'eau évaporé. La variation de ce ratio est similaire à la tendance affichée par la Figure 6 représentant le débit d'eau évaporé q . En moyenne, sur la période de fonctionnement, le système permet de gagner $2,3^\circ\text{C}/\text{L}$ avec un pic maximal de $376^\circ\text{C}/\text{L}$ en août.

3.2. Confort intérieur

Concernant le confort intérieur, il a été analysé par le biais de différents indicateurs, la température opérative T_{op} , le $WBGT$ et le SET^* . La surchauffe intérieure pour une température limite ($T_{i,lim}$) a été évaluée pour chaque indicateur i . Pour le $WBGT$, la valeur seuil maximale a été définie sur la base de conditions en cohérence avec la réglementation RE2020 [19] soit une température opérative (T_{op}) de 26°C et une température de bulbe humide ($T_{w,AI}$) de $18,61^\circ\text{C}$ ($HR_{AI} = 50\%$), ce qui équivaut à $20,8^\circ\text{C}$. La valeur seuil maximale de SET^* est de $25,4^\circ\text{C}$, définie avec les mêmes hypothèses ($T_{AI} = T_{tm} = 26^\circ\text{C}$, $HR_{AI} = 50\%$, $v_A = 0,1$ m/s) auxquelles se sont rajoutés des conditions sur le métabolisme ($0,38$ met) et l'habillement ($clo = 1$).

Cette surchauffe a été représentée sur la Figure 8 en fonction des jours et des heures pour un fonctionnement avec et sans système.

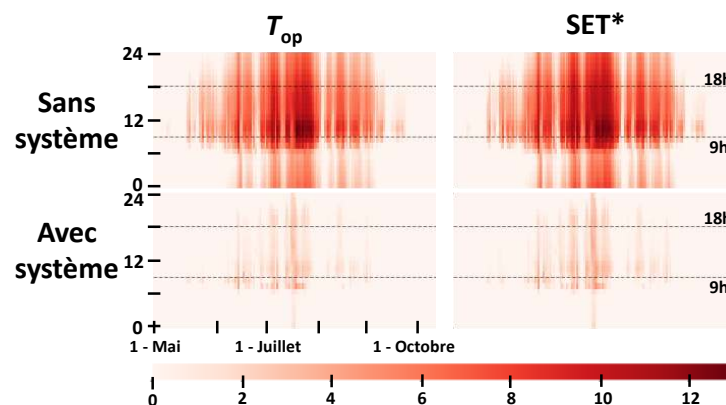


Figure 8 : Surchauffe intérieure ($T_{AI} - T_{i,lim}$)

Au premier abord, nous remarquons que l'impact du système sur la surchauffe intérieure est visible pour les deux indicateurs. La réduction de cette surchauffe est importante sur la période d'occupation lors des mois de juillet et août. Lorsque le système est inactif, la surchauffe est plus importante lorsque le SET^* est pris en compte par rapport à la température opérative T_{op} . Lorsque l'humidité relative est prise en compte dans l'analyse du confort (SET^*), nous pouvons voir que la réduction de l'inconfort par le système est moins importante. Cette observation montre que l'indicateur T_{op} ne permet pas de caractériser correctement l'inconfort dès que l'humidité est élevée.

Pour évaluer la sévérité de cette surchauffe sur la période de fonctionnement du système, le nombre de degrés-heures DH défini dans la réglementation RE2020 [19] a été calculé à partir de la relation suivante :

$$DH_i = \sum_{h=1}^n T_i - T_{i,lim} \quad \text{pour } T_i > T_{i,lim} \quad (5)$$

i représente l'indicateur choisi (T_{op} , $WBGT$ ou SET^*). Cette sévérité a été représentée sous la forme d'un histogramme représentant la comparaison de chaque indicateur de confort sur l'efficacité du système à assurer un confort intérieur (Figure 9).

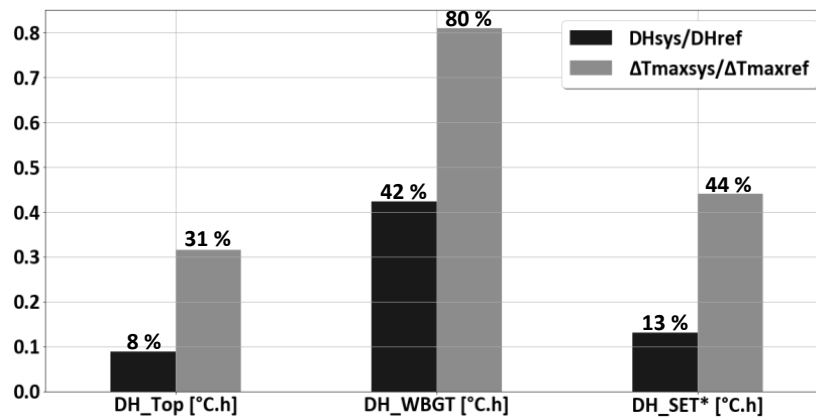


Figure 9 : Histogramme représentant la sévérité de la surchauffe intérieure pour trois indicateurs de confort

On peut noter que le système a un impact différent sur le confort intérieur en fonction des indicateurs de confort utilisés. On remarque une réduction plus importante des degrés-heures lorsque seule la température opérative T_{op} est prise en compte (- 92 %). Ces résultats sont quasi-similaires lorsqu'on utilise le SET^* qui prend en compte le bilan de la peau et l'humidité (- 87 %). Cependant, cette réduction est moins importante lorsque seule l'humidité et la température radiante est prise en compte, notamment avec l'indicateur $WBGT$ (- 58 %). En termes de surchauffe maximale, la prise en compte de l'humidité avec le $WBGT$ réduit l'impact du système à réduire l'inconfort intérieur (- 20 %). A contrario avec le SET^* , le système permet de réduire de 56 % l'inconfort en termes de surchauffe maximale contre 69 % pour la température opérative.

4. Conclusion

L'objectif de cette étude était d'analyser le confort intérieur d'un bâtiment industriel équipé d'un système de rafraîchissement adiabatique direct. L'analyse du fonctionnement du système a permis d'observer une différence dans les périodes de fonctionnement des deux modes du système notamment à cause des conditions de températures différentes. De plus, nous nous sommes rendu compte que les conditions hygrométriques impactaient le fonctionnement du mode free-cooling. Au travers des différents indicateurs de confort, nous avons pu remarquer l'impact du système sur le confort intérieur notamment sur la surchauffe intérieure par rapport à une température limite. Cependant, nous avons pu observer que la réduction de l'inconfort était moins importante lorsque l'humidité relative était prise en compte dans l'analyse du confort. Néanmoins, lorsque les variables comportementales et environnementales étaient prises en compte (SET^*), le système permettait de réduire le nombre de degrés-heures, tout autant que lorsque seule la température opérative était prise en compte. Dans un contexte de réchauffement climatique, il serait judicieux d'analyser le confort intérieur avec les mêmes indicateurs en changeant les conditions extérieures (canicule). Cela permettrait de voir si les indicateurs utilisés aujourd'hui seront toujours aussi pertinents lors des périodes de forte chaleur.

Références

- [1] AR6 Climate Change 2022: Mitigation of Climate Change — IPCC, (2022).
- [2] L'Ademe fait le point sur les émissions de CO₂ provoquées par la climatisation, Batiweb. (2021).
- [3] G. Chiesa, N. Huberman, D. Pearlmutter, M. Grosso, Summer Discomfort Reduction by Direct Evaporative Cooling in Southern Mediterranean Areas, *Energy Procedia*. 111 (2017) 588–598.
- [4] J.R. Camargo, C.D. Ebinuma, J.L. Silveira, Experimental performance of a direct evaporative cooler operating during summer in a Brazilian city, *Int. J. Refrig.* 28 (2005) 1124–1132.
- [5] A. Breteau, P. Salagnac, E. Bozonnet, M. Carage, J.-M. Caous, Evaluation des performances énergétiques d'un système de rafraîchissement adiabatique intégré au sein d'un bâtiment industriel, in: *Colloq. Int. Fr.-Qué. En Energ. Ville Transit. Face Aux Défis Clim. Énergétiques*, Paris, France, 2022: pp. 164–169.
- [6] E.-S. G Khater, Performance of Direct Evaporative Cooling System under Egyptian Conditions, *J. Climatol. Weather Forecast.* 02 (2014).
- [7] J. Toftum, A.S. Jørgensen, P.O. Fanger, Upper limits for indoor air humidity to avoid uncomfortably humid skin, *Energy Build.* 28 (1998) 1–13.
- [8] P. Kowalski, D. Kwiecień, Evaluation of simple evaporative cooling systems in an industrial building in Poland, *J. Build. Eng.* 32 (2020).
- [9] M. Steeman, A. Janssens, M. De Paepe, indirect evaporative cooling: interaction between thermal performance and room moisture balance, (2022).
- [10] Y.M. Xuan, F. Xiao, X.F. Niu, X. Huang, S.W. Wang, Research and application of evaporative cooling in China: A review (I) – Research, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 16 (2012) 3535–3546.
- [11] ANSI/ASHRAE Standard 55-2013, (2013).
- [12] M. Taleghani, M. Tenpierik, S. Kurvers, A. van den Dobbelsteen, A review into thermal comfort in buildings, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 26 (2013) 201–215.
- [13] C.E.A. Winslow, L.P. Herrington, A.P. Gagge, The relative influence of radiation and convection upon the temperature regulation of the clothed body, *Am. J. Physiol.-Leg. Content.* 124 (1938) 51–61.
- [14] C.P. Yaglou, D. Minard, Control of heat casualties at military training centers, *AMA Arch. Ind. Health.* 16 (1957) 302–316.
- [15] A. Gagge, A. Fobelets, L. Berglund, A standard predictive index of human response to the thermal environment, *Ashrae Trans.* 92 (1986) 709–731.
- [16] A.P. Gagge, J.A.J. Stolwijk, Y. Nishi, An Effective Temperature Scale Based on a Simple Model of Human Physiological Regulatory Response, (1972) 17.
- [17] ISO 7243:2017, Ergonomics of the thermal environment — Assessment of heat stress using the WBGT (wet bulb globe temperature) index, ISO. (2017).
- [18] J. Gao, Y. Wang, X. Wu, X. Gu, X. Song, A simplified indoor wet-bulb globe temperature formula to determine acceptable hot environmental parameters in naturally ventilated buildings, *Energy Build.* 196 (2019) 169–177.
- [19] RE2020 : Eco-construire pour le confort de tous, Ministères Écologie Énerg. Territ. (2021).

Thème 2

Modes de transfert

Etude d'un écoulement turbulent de convection naturelle en enceinte cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé induisant des conditions aux limites instationnaires	145
Etude préliminaire de l'influence d'un dispositif passif sur la dynamique d'un panache thermique	153
Caractérisation expérimentale de l'influence de l'ébullition sur les transferts de chaleur et de masse au travers d'un film tombant d'eau dans un évaporateur à plaque verticale rainurée par imagerie rapide	161
Etude expérimentale des mécanismes d'intensification des transferts de chaleur dans les films ruisselants et instables à l'aide de mesures basées sur la fluorescence induite par laser	169
Rectification thermique d'une diode thermique conductive à base de VO_2 dans des conditions transitoires de Dirichlet	177
Etude expérimental d'un écoulement complexe en vue de refroidir un outillage destiné à la mise en forme des matériaux composites	185
Modélisation du comportement thermique d'un caloduc oscillant plat : approche par méthode inverse	193
Étude expérimentale de la dynamique des phénomènes au sein d'un condenseur	201
Effet du rayonnement thermique sur des flammes diluées et décarbonées	207
Caractérisation expérimentale d'écoulements alternés de gaz au sein de microcanaux - Pertes de charge et variations de température	215
Intégrer les transferts radiatifs dans un modèle nodèle nodale représentatif d'un toron de fils automobile	223
Etude comparative des corrélations qui régissent les échanges convectifs au sein du chenal d'un panneau aérovoltaique	231
Modelisation individu centre de la condensation en gouttes : Impact des paramètres opératoires sur les transferts	239
Transient conduction heat transfer simulation of a fuel heater	247

Etude d'un écoulement turbulent de convection naturelle en enceinte cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé induisant des conditions aux limites instationnaires.

Alexandre WEPPE, Florian MOREAU*, Didier SAURY

Institut Pprime UPR CNRS 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 - Ce papier présente l'étude expérimentale d'un écoulement turbulent de convection naturelle se développant dans une enceinte cubique comprenant un obstacle cubique partiellement chauffé. Des conditions aux limites instationnaires, pour la température, sont appliquées sur une des faces de l'obstacle. Cela permet d'obtenir des régimes d'écoulements proches de ceux rencontrés dans le capot moteur d'une voiture. Ainsi pour des nombres de Rayleigh variant entre $0,25 \times 10^9$ et $1,98 \times 10^9$, une analyse de la dynamique de l'écoulement est menée et des propriétés de similarité de la couche limite se développant le long de la paroi chauffée de l'obstacle sont mises en évidence.

Nomenclature

A_h	rapport de forme de la cavité, basé sur une hauteur h . $A_h = h/L$	α	diffusivité thermique à T_0 , $m^2 \cdot s^{-1}$
H_{obs}	hauteur de l'obstacle chauffant, m	β	coefficient de dilatation thermique volumétrique à T_0 , K^{-1}
L	longueur de la cavité, m	ϵ	émissivité
Pr	nombre de Prandtl	λ	conductivité, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
Ra	nombre de Rayleigh basé sur L_{ref} , $Ra = \frac{g\beta(T_c - T_f)L_{ref}^3}{\nu\alpha}$	μ	viscosité dynamique à T_0 , $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
T	température, K	ν	viscosité cinématique à T_0 , $m^2 \cdot s^{-1}$
T_0	température de référence, $T_0 = \frac{(T_c + T_f)}{2}$, K	ρ	masse volumique à T_0 , $kg \cdot m^{-3}$
V_{ref}	vitesse de référence de l'écoulement, $V_{ref} = \frac{\alpha}{H_{obs}} \sqrt{Ra_{H_{obs}}}$, $m \cdot s^{-1}$	τ	temps caractéristique de chauffage, min
U, V, W	vitesses adimensionnées, $\frac{u, v, w}{V_0}$	Indices	
X, Y, Z	coordonnées adimensionnées, $\frac{x, y, z}{L}$	c	relatif à la paroi chaude
t^*	temps adimensionné, $\frac{t}{\tau}$	f	relatif à la paroi froide
Symboles grecs		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 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 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.

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 enceinte 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 instationnaires 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, Saury et al. [6] ou Belleoud [7] 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. Expérimentalement le chauffage et le refroidissement instationnaire dans une cavité ou un canal différentiellement chauffé n'ont pas encore été étudiés. L'obstacle dans la configuration proposée dans ce travail est chauffé partiellement et de façon instationnaire.

Le dispositif expérimental et la métrologie associée sont tout d'abord présentés. Les résultats obtenus sont ensuite détaillés en se focalisant sur ce qui se passe dans le canal différentiellement chauffé vertical. Dans un premier temps, la dynamique globale de l'écoulement est décrite en s'appuyant sur des champs et des profils de vitesse. Dans un second temps, une loi d'échelle est appliquée à la couche limite se développant le long de l'obstacle chauffée.

2. Dispositif expérimental et métrologie

2.1. Dispositif expérimental

Dans cette étude, une enceinte 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 au sein de cette enceinte (Fig. 1 et 2). Les coordonnées physiques sont adimensionnées par la longueur de l'enceinte, L .

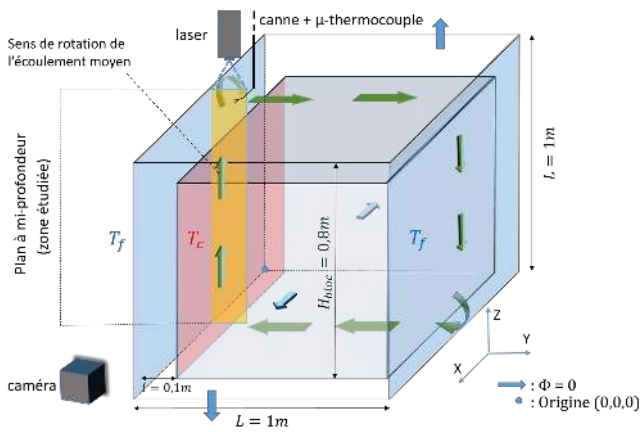


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

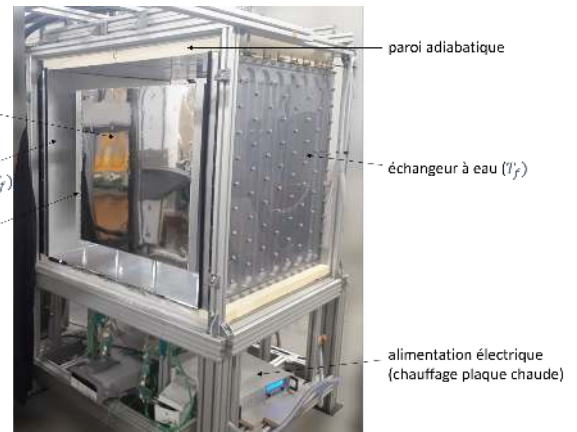


Figure 2 : Photo du dispositif expérimental

Les parois de l'enceinte comportant l'obstacle partiellement chauffé sont de deux types : (i) isotherme ou (ii) isolée. Deux échangeurs à eau en aluminium (conductivité $\lambda = 174 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) imposent une température $T_f = T_{amb}$ aux parois latérales de l'enceinte au moyen de deux bains thermostatés. Les parois horizontales haute et basse de l'enceinte 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 $e = 4 \text{ cm}$. Une des faces est chauffée de manière homogène par l'intermédiaire d'un câble chauffant à une température $T_c(t)$. C'est cette plaque dont la température va varier au cours du temps afin d'obtenir des conditions aux limites instationnaires. 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 4 mm pour préserver un bon état de surface. Ces plaques sont recouvertes d'une feuille de Mylar. Plus de détails sur le dispositif sont disponibles dans la thèse d'A. Weppe [8].

2.2. Chauffage instationnaire de la plaque chauffée de l'obstacle

L'objectif est d'obtenir des conditions aux limites instationnaires pour la température ($T_c(t)$) de la plaque chauffée de l'obstacle. Cela va induire une augmentation au cours du temps de la différence de température entre la plaque chaude et de la plaque froide, $\Delta T(t) = T_c(t) - T_f$.

Le protocole expérimental consiste dans un premier temps à chauffer la plaque en y injectant et en y maintenant une puissance initiale faible de 12 W de façon à obtenir un régime initial stabilisé. Cette injection de puissance faible a pour objectif d'obtenir un écoulement reproductible dans l'enceinte avec des conditions aux limites stables. Dans un second temps, à partir de $t \geq 0$, la puissance est fixée à $P = 493 \text{ W}$. Cela produit une augmentation de l'écart de température ΔT en fonction du temps (voir Fig.3) dans le canal vertical différenciellement chauffé. Le temps

caractéristique de montée en température de l'expérience est $\tau = 242$ min [8]. Ce temps est utilisé par la suite pour adimensionner les données présentées : $t^* = \frac{t}{\tau}$

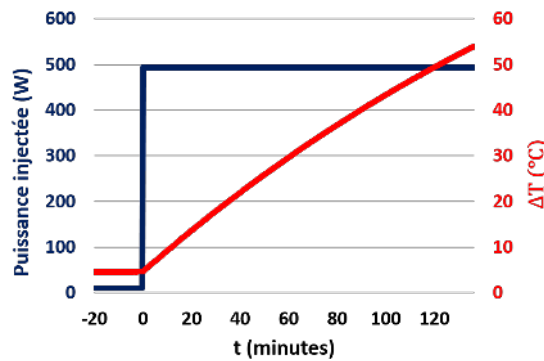


Figure 3 : Evolution de la puissance injectée et de l'écart de température en fonction du temps

La différence de température entre la paroi chaude de l'obstacle et la paroi froide de l'enceinte, $\Delta T = T_c - T_f$, varie donc au cours du temps. La gamme de variation s'étend de $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$ à $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$. Cela va induire une variation du nombre de Rayleigh basé sur la hauteur de l'obstacle de $Ra_{H_{obs}} = 0,25 \times 10^9$ à $Ra_{H_{obs}} = 1,98 \times 10^9$.

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 50 mJ à une longueur d'onde 532 nm et à une fréquence de 25 Hz. La caméra utilisée pour enregistrer les impulsions laser est une caméra MX ayant un capteur de dimension 5120×5120 pixels². Un champ de taille 490×100 mm² est obtenu lorsque l'image couvre toute la largeur du canal vertical. Des particules d'huile de paraffine ont été choisies pour visualiser l'écoulement. Le rapport de la vitesse de sédimentation (V_{sed}) sur la vitesse maximale de l'écoulement (V_{max}) est de l'ordre de $\frac{V_{sed}}{V_{max}} \simeq 1,5 \times 10^{-3}$. Ce ratio étant faible, on peut considérer ces particules comme de bons traceurs de l'écoulement. Lors d'une acquisition 5000 images sont enregistrées pendant 200 s ce qui permet la convergence statistique des vitesses moyennes. Pendant ce temps, la température de la plaque chaude, T_c , monte d'environ $1,5^\circ\text{C}$. Augmenter ce temps de mesure pour obtenir une convergence statistique des fluctuations de vitesse induirait une augmentation T_c et donc une augmentation des vitesses moyennes rendant la convergence impossible. En conséquence, ce travail se limite à l'étude des valeurs moyennes de vitesse. Les vitesses obtenues sont adimensionnées par la vitesse de référence de l'écoulement $V_{ref} = \frac{\alpha}{H_{obs}} \sqrt{Ra_{H_{obs}}}$ déterminée à $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$ (i.e. à $t = 0$).

3. Résultats

L'étude présentée ici se focalise sur la partie gauche du dispositif expérimental (Fig.1) que nous appellerons le canal vertical chauffé.

Dans un premier temps, des champs et de profils de vitesse sont présentés et analysés. Puis une loi d'échelle est appliquée à la vitesse verticale moyenne de la couche limite se développant le long de la paroi de l'obstacle chauffé.

3.1. Dynamique de l'écoulement dans le canal vertical chauffé

L'évolution en fonction du temps (et en fonction de l'écart de température ΔT) des champs de vitesse moyenne sont tracés en figure 4.

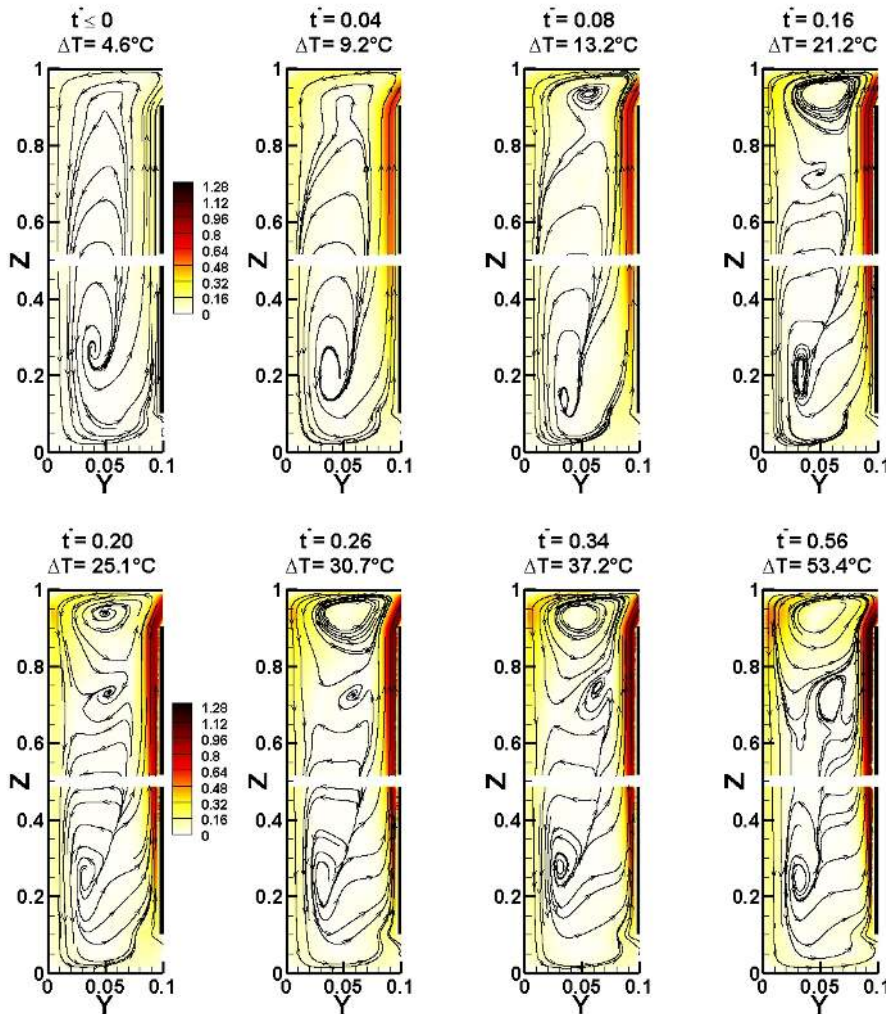


Figure 4 : Champs de la norme de la vitesse moyenne et trajectoires pour des écarts de température allant de $\Delta T = 4,6^{\circ}\text{C}$ à $\Delta T = 53,4^{\circ}\text{C}$ (dans le plan vertical médian du canal vertical chauffé)

Pour $\Delta T(t^* \leq 0) = 4,6^{\circ}\text{C}$, une couche limite se développe le long de la paroi chauffée de l'obstacle à $Y = 0,1$ (voir aussi la figure 5). En arrivant au bord supérieur de l'obstacle ($Z = 0,9$) l'écoulement se divise en deux parties. La première partie se dirige à droite vers le canal horizontal et la seconde partie se dirige à gauche le long de la paroi froide ($Y = 0,1$). Une couche limite se développe alors le long de la paroi froide de l'enceinte. En arrivant en bas de cette paroi, l'écoulement finit par rejoindre la paroi verticale chauffée de l'obstacle. Par ailleurs, une cellule de recirculation est présente dans la partie inférieure du canal. Cependant les vitesses associées à cette recirculation sont très faibles.

A mesure que l'écart de température ΔT augmente, l'écoulement s'intensifie. Les profils de vitesse moyenne verticale de la figure 5 montrent une augmentation du maximum de vitesse d'un facteur 2,14 entre $\Delta T = 9,2^{\circ}\text{C}$ et $\Delta T = 53,4^{\circ}\text{C}$. Cette augmentation s'accompagne d'une diminution de l'épaisseur de la couche limite. Ce phénomène a déjà été observé par Le Quéré [9] et est dû à l'équilibre entre les forces de viscosité et la poussée d'Archimède dans la sous-couche visqueuse. Le long de la paroi froide ; c'est une augmentation par un facteur 2,7 qui est observée pour les mêmes paramètres. Par ailleurs, à partir de $\Delta T = 13,2^{\circ}\text{C}$, on peut remarquer la naissance d'une zone de recirculation dans la partie supérieure du canal.

À la suite de cette analyse, nous avons essayé de voir s'il était possible de trouver des pro-

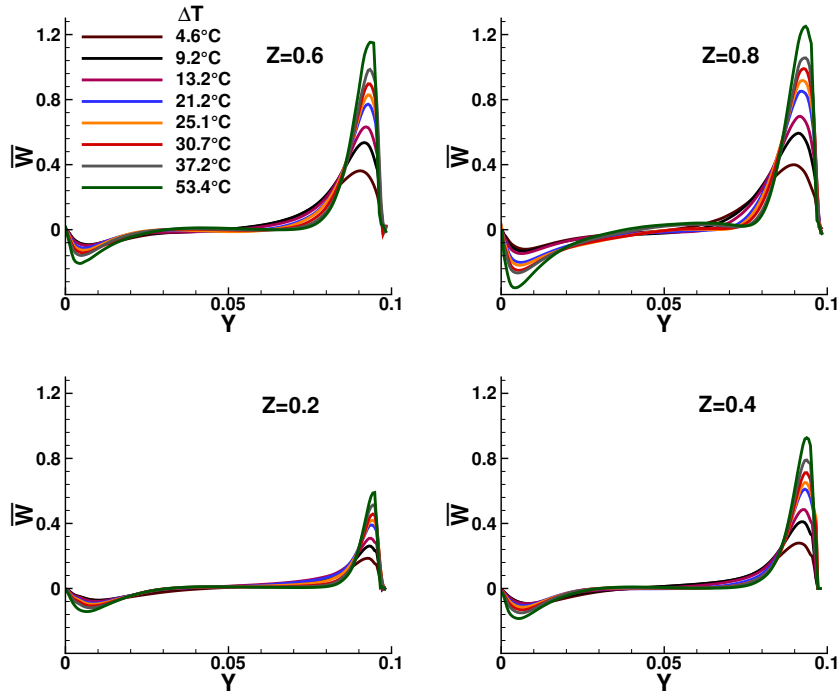


Figure 5 : Profils de la vitesse verticale moyenne pour des hauteurs allant de $Z = 0,2$ à $Z = 0,8$ et pour des écarts de température allant de $\Delta T = 4,6^\circ\text{C}$ à $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$ (dans le plan vertical médian du canal vertical chauffé)

propriétés de similarité pour la couche limite se développant le long de la paroi chauffée. C'est l'objet de la section suivante.

3.2. Propriétés de similarité de la couche limite ascendante

La loi d'échelle utilisée ici est similaire à celle utilisée pour étudier les propriétés de similarités du développement spatiale d'une couche limite laminaire le long d'une plaque plane verticale [10, 11]. La vitesse verticale moyenne et la distance à la plaque sont adimensionnées de la façon suivante :

$$U_c(z^*) = \sqrt{g\beta\Delta T^+ z^*} \quad ; \quad \delta(z^*) = \frac{z^*}{Gr(z^*)^{\frac{1}{4}}} \quad (1)$$

avec $\Delta T^+ = T_c - T_0$, $T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$, et $z^* = z - 0,1$ (la valeur 0,1 correspond à la hauteur du début de la plaque chauffée de l'obstacle). Gr est le nombre de Grashof local.

Cet adimensionnement peut aussi être utilisé pour des écoulements turbulents [12]. La figure 6 montre l'évolution des profils de vitesse verticale moyenne et adimensionnée pour différents écarts de température et différentes hauteurs le long de la plaque chauffée. L'adimensionnement permet d'avoir une bonne superposition des courbes. En particulier, l'adimensionnement de la vitesse permet de passer, à la hauteur $Z = 0,8$, d'un écart sur le maximum de vitesse de 114% sans adimensionnement à 10% avec adimensionnement. L'adimensionnement sur l'épaisseur de la couche limite permet d'obtenir une évolution proche d'une courbe unique quelle que soit la hauteur. Cette loi semble moins bien fonctionner pour la hauteur $Z = 0,2$. La raison principale est probablement l'influence de l'écoulement provenant de la couche limite froide qui n'est pas pris en compte par la loi d'échelle basée sur un développement de couche limite dans une configuration plus conventionnelle.

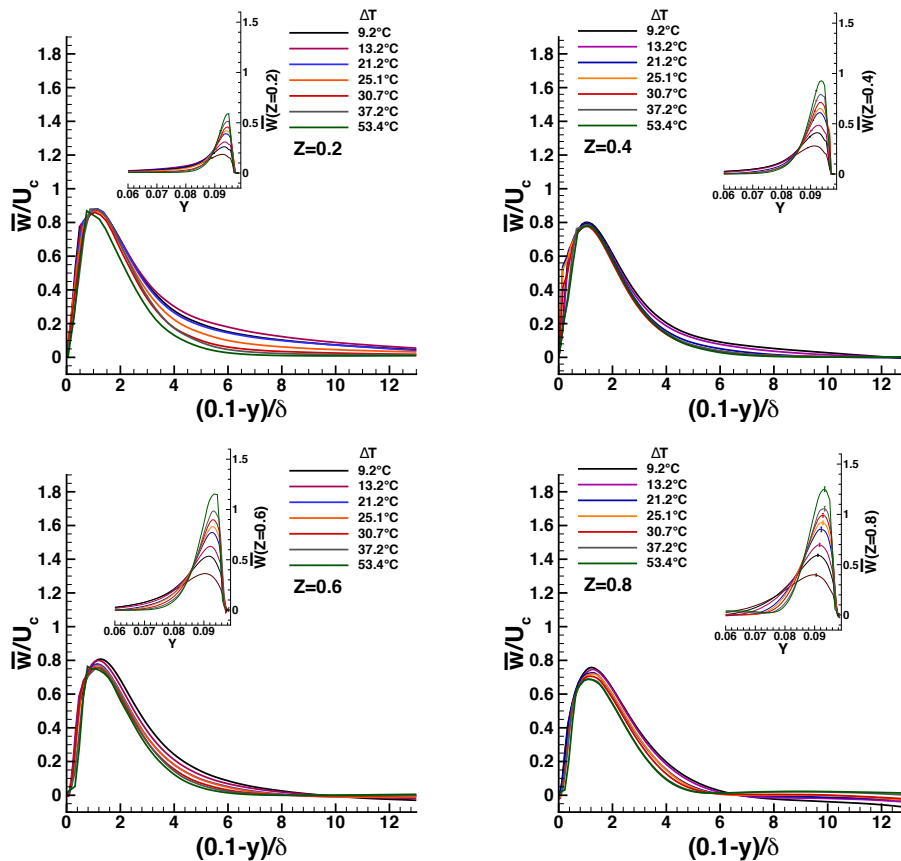


Figure 6 : Évolution temporelle de la composante verticale (\bar{w}) adimensionnée par U_c au sein de la couche limite ascendante pour $Z = 0,20; 0,40; 0,60; 0,80$ et pour plusieurs différences de températures ΔT (dans le plan vertical médian du canal vertical chauffé). Cette évolution est tracée en fonction de $0,1 - Y$ afin de faciliter la lecture de l'épaisseur de couche limite. En insert est représentée la variation de la composante verticale adimensionnée par V_{ref} en fonction de Y pour ces mêmes ΔT

4. Conclusion

Dans ce travail, un écoulement turbulent de convection naturelle se développant dans une enceinte cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé est présenté et analysé. L'influence des conditions aux limites instationnaires est mise en avant. Ce travail est la suite de plusieurs travaux présentés au congrès de la SFT, avec des conditions aux limites stationnaires (analyse de la dynamique [13], de la thermique [14] et enfin analyse d'un jet battant [15]).

Pendant le chauffage instationnaire d'une des parois de l'obstacle, la différence de température entre la paroi chauffée de l'obstacle et la paroi froide de l'enceinte varie au cours du temps de $\Delta T = 4,6$ à $\Delta T = 53,4^\circ\text{C}$. Cela induit une variation au cours du temps du nombre de Rayleigh basé sur la hauteur de l'obstacle de $Ra = 0,25 \times 10^9$ à $Ra = 1,98 \times 10^9$. Ces régimes correspondent à ceux rencontrés sous capot dans le domaine de l'automobile. Des mesures de PIV sont menées afin d'obtenir des champs et des profils de vitesse.

Les conclusions suivantes peuvent être proposées :

- Pendant le chauffage instationnaire, alors que ΔT augmente, des couches limites se développent le long des parois chaudes et froides. Une cellule de recirculation apparaît dans la la partie supérieure du canal vertical chauffé.
- La dynamique de l'écoulement ascendant dans le canal vertical chauffé présente des propriétés de similarité qui peuvent être décrites par une loi d'échelle. Cette loi a été utilisée précédemment dans la littérature pour décrire le développement de couches limites lami-

naires et turbulentes apparaissant le long d'une paroi plane verticale. Le travail présenté ici constitue donc une extension de cette loi à un cas instationnaire et dans une géométrie plus complexe.

La perspective principale de ce travail est l'utilisation, en particulier par nos partenaires académiques et industriels, des champs et des profils de vitesse proposés afin de valider des modèles de turbulence et des codes calculs prenant en compte les effets de flottabilités dans une configuration avec des conditions aux limites instationnaires.

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] 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.
- [8] A. Weppe, Étude expérimentale d'écoulements turbulents à effets de flottabilité dominants en milieu confiné comportant un obstacle partiellement chauffé (<https://www.theses.fr/2022ESMA0009>), ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2022.
- [9] P. Le Quéré, Etude de la transition à l'instationnarité des écoulements de convection naturelle en cavité verticale différenciellement chauffée par méthodes spectrales chebyshev, *Thèse*, Poitiers (1987)
- [10] J.D. Hellums, S.W. Churchill, Transient and steady state, free and natural convection, numerical solutions : Part i. the isothermal, vertical plate, *AIChE J.*, 38 (5) (1962) 690-692
- [11] M.Z. Abedin, T. Tsuji, Y. Hattori, Direct numerical simulation for a time-developing natural-convection boundary layer along a vertical flat plate, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 52 (19) (2009) 4525-4534
- [12] T. Tsuji, Y. Nagano, Velocity and temperature measurements in a natural convection boundary layer along a vertical flat plate, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, 2 (1989) 208-215
- [13] 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, 9-12 juin, 2020).
- [14] 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 juin, 2021).
- [15] A. Weppe, F. Moreau, D. Saury, Etude expérimentale des instationnarités au sein d'un écoulement de convection naturelle dans une cavité cubique comprenant un obstacle partiellement chauffé, *Congrès français de thermique*. (Valenciennes, 31 mai - 3 juin, 2022).

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.

Etude expérimentale préliminaire de l'influence d'un dispositif passif sur le développement d'un panache thermique

Vincent DAURENJOU*, Florian MOREAU, Didier SAURY

Institut Pprime UPR CNRS 3346, CNRS - ENSMA - Université de Poitiers
Téléport 2, 1 Avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France
*vincent.daurenjou@ensma.fr

Résumé - Un panache thermique est généré au sein d'une cavité cubique de 1 m d'arête. Un dispositif passif est placé à la base du panache. Ce dispositif est constitué de huit ailettes sur lesquelles une plaque est positionnée. L'objectif est d'étudier l'influence de la présence de ce dispositif et de l'orientation des ailettes sur le développement du panache. Cette étude expérimentale préliminaire caractérise ainsi la dynamique du panache pour plusieurs configurations (avec et sans dispositif). Elle s'appuie sur des mesures de vitesse réalisées par PIV dans le plan vertical médian de la cavité ainsi que dans divers plans horizontaux.

Nomenclature

A_D	rapport de forme, $A_D = D/H$	<i>Symboles grecs</i>	
D	diamètre de la source, m	α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
H	hauteur de l'enceinte, m	ε	émissivité thermique
Ra_D	nombre de Rayleigh, $\frac{g\beta\Delta TD^3}{\alpha\nu}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
T	température, °C	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
$\bar{\mathbf{u}}$	vecteur vitesse moyenne, $m.s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
\bar{u}_z	composante verticale de vitesse moyenne sur l'axe du panache, $m.s^{-1}$	<i>amb</i>	ambiant
x, y, z	coordonnées cartésiennes, m		

1. Introduction

Les écoulements de convection naturelle sont des types d'écoulements présents lorsqu'une masse de fluide se différencie de son environnement du fait d'une masse volumique distincte et de l'action résultante de la force de flottabilité. Cette dernière a alors pour effet d'élever (respectivement de descendre) le fluide dont le poids est plus faible (respectivement plus grand) que celui généré par un volume identique de fluide. Cette étude porte plus précisément sur des panaches. Ce sont des écoulements de convection naturelle se présentant sous la forme d'une colonne de fluide. Ils apparaissent lorsqu'une source de température horizontale (cylindre, plaque, etc...) chauffe (ou refroidit) un fluide environnant de température plus basse (resp. plus élevée). On les retrouve couramment dans la nature et dans de nombreux domaines industriels. L'origine physique de ce type d'écoulement, à savoir la présence d'un gradient thermique dans l'écoulement, a pour conséquence un fort couplage entre les champs de vitesse et de température ainsi qu'une forte sensibilité aux conditions limites et initiales.

L'objet de ce travail est d'étudier l'effet de l'ajout d'un dispositif passif à la source du panache sur le développement de celui-ci. Ce dispositif est pensé de sorte à tenter de créer un effet de rotation dans le panache. Faire cela passivement serait très utile car nous savons d'après la littérature (voir [1], par exemple) que lorsque la rotation du panache est suffisamment élevée, la

transition à la turbulence est plus précoce. Le mélange est alors augmenté. Ainsi, les échanges thermiques devraient être accrus. Cela permettrait de modifier passivement les transferts thermiques entre une paroi chaude et l'air extérieur. Le fait que ce dispositif soit passif le rend plus robuste qu'un dispositif actif, susceptible de tomber en panne. Cela est intéressant pour des applications dont la maintenance est complexe à entreprendre. De plus, comme il est passif, ce dispositif n'a pas besoin d'apport externe d'énergie pour fonctionner. Cela rendrait ainsi l'ensemble plus sobre.

Dans ce travail expérimental, le panache est généré dans une cavité cubique. Cela permet d'une part de bien contrôler les conditions aux limites du système et d'autre part, de fortement limiter les transferts de masse ou thermiques provenant de l'extérieur et perturbant le développement du panache.

Plusieurs études expérimentales et numériques portent sur la caractérisation d'un panache thermique d'air confiné en cavité. Pham et al. ont notamment proposé une série de trois études sur ce thème. La première [2] concerne la caractérisation du développement d'un panache thermique dans une configuration classique consistant en une cavité cubique de 2 m d'arête. La seconde [3] compare ces mesures avec une simulation numérique modélisant le même panache avec différentes approches (modèle de Smagorinsky classique, modèles lagrangiens). Enfin, la dernière [1] porte sur l'effet de la rotation de la source sur le développement du panache. Cette étude montre en particulier que la rotation de la source engendre à partir d'un certain seuil des effets importants sur le développement du panache. D'une part, la transition du régime laminaire au régime turbulent est plus précoce. D'autre part, les phases de contraction et d'expansion du panache sont accentuées ce qui accroît l'effet d'entraînement. Les transferts de masse et de chaleur sont donc amplifiés. La rotation du panache peut ainsi a priori être un moyen de dissiper plus efficacement la chaleur. Saeed et al [4] ont cherché quant à eux à mieux comprendre la nature physique des phénomènes en jeu dans le développement du panache thermique. Ils ont procédé tout d'abord à une analyse théorique des équations gouvernant la physique du panache. Ensuite, ils ont confronté cette analyse avec des expériences préalablement conduites dans la littérature. Ils ont notamment étudié le rôle que jouent la force de flottabilité et le mécanisme d'entraînement. Enfin, Chen et al [5] se sont intéressés numériquement à la dynamique de la vorticité dans le panache et le rôle de cette dernière.

La première partie de ce papier est consacrée à la description du dispositif expérimental et de la métrologie utilisée. La seconde partie est dédiée à la caractérisation du panache dans le plan médian vertical avec et sans le dispositif passif. Enfin la dernière partie traite de la caractérisation du panache mais cette fois-ci dans divers plans horizontaux.

2. Dispositif expérimental et métrologie

2.1. Dispositif expérimental

Cette étude porte sur le développement d'un panache thermique confiné dans une cavité cubique d'1 m³. Le montage expérimental est représenté en figure 1(a). Deux échangeurs à eau maintiennent les parois latérales en aluminium à $T = T_{amb}$. Les parois hautes et basses sont isolées à l'aide de styrodur (polystyrène extrudé de conductivité $\lambda = 0,035 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Leur émissivité ε est de l'ordre de 0,6. Les parois avant et arrière sont quant à elles constituées de grandes vitres à double vitrage.

Un cylindre en aluminium de $D = 4 \text{ cm}$ de diamètre et d'1 cm d'épaisseur est placé au centre de la cavité. Il est incrusté dans un pavé d'isolant en Siporex de dimension $15 \times 15 \times$

5 cm^3 . Il est chauffé à une température supérieure à l'air ambiant de 130°C (soit environ 150°C avec les conditions usuelles de la salle). Néanmoins, il n'est pas porté au-delà afin de limiter la dégradation des particules d'ensemencement utilisées. En effet, ce phénomène est observé nettement vers 200°C . La température est régulée au moyen d'un boîtier de régulation type TOR (Tout ou Rien). Cela correspond ici à un nombre de Rayleigh $Ra_D = 8,5 \times 10^5$ pour un rapport de forme $A_D = D/H = 0,04$.

Le dispositif passif est posé sur la surface supérieure du bloc d'isolant dans lequel est incrustée la source, à la base de la génération du panache. Il est composé de huit ailettes en PVC disposées radialement autour de la source cylindrique. Une plaque en PVC est positionnée sur les ailettes. Elle est destinée à amplifier l'entraînement d'air à la base du panache. Deux configurations sont étudiées : l'une avec les ailettes orientées radialement autour de la source nommée "Ailettes radiales", l'autre avec les ailettes orientées de façon tangentielle, "Ailettes tangentes". Enfin, une troisième configuration sans le dispositif est analysée comme référence. Cela permet d'avoir une configuration qui peut être comparée à la littérature. L'espace entre deux ailettes successives est de 1 cm. Le schéma de la figure 1(b) représente les trois configurations étudiées.

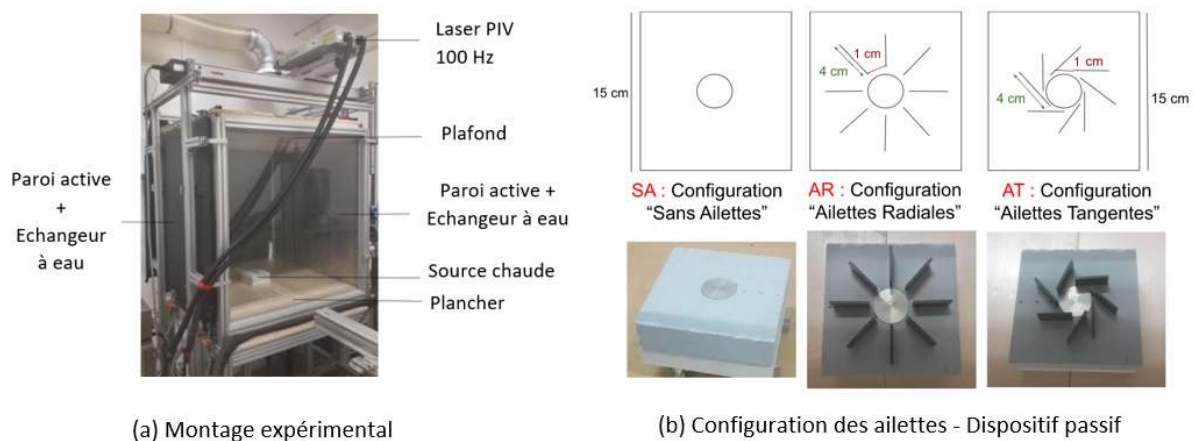


Figure 1 : Montage expérimental et dispositif passif

2.2. Mesures de vitesses par PIV

Les mesures du champ de vitesse sont effectuées par vélocimétrie par images de particules (PIV). Un laser de type Nd-YAG Litron à double tête est utilisé. Il émet successivement deux impulsions lumineuses de longueur d'onde 532 nm et d'énergie 60 mJ pendant 5 à 8 ns . De plus, l'enregistrement des images de particules se fait à l'aide d'une caméra imager sCMOS de la marque LaVision. Elle possède un double obturateur et capture deux images successives avec un temps de latence de 120 ns . Le capteur a une résolution de $2560 \times 2160 \text{ pixels}^2$ pour une fréquence d'acquisition de 50 Hz . Les pixels ont une taille de $6,5 \mu\text{m}$. Enfin, un filtre est positionné devant l'objectif pour ne laisser passer que les ondes de longueur d'onde à 532 nm correspondant à l'émission du laser. Pour l'ensemencement, des particules d'huile de paraffine Ondina Shell 917 sont choisies. Elles possèdent une masse volumique de $851,7 \text{ kg/m}^3$ à 20°C , une viscosité dynamique de $35,7 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ et un diamètre de $5 \mu\text{m}$.

Afin de couvrir toute la hauteur de la cavité, il a été nécessaire de faire plusieurs champs verticaux. Nous en avons réalisé entre quatre et cinq selon la configuration. Ensuite, le logiciel DAVIS 10 (LaVision) a été utilisé pour effectuer le traitement des images. Une première passe

est conduite avec des fenêtres d'interrogation de taille 64×64 pixels². Une deuxième passe est ajoutée sur des fenêtres de 24×24 pixels² pour capturer au mieux les plus petites vitesses. Un "overlapping" de 50% est choisi pour augmenter la quantité de vecteurs calculés dans chaque fenêtre. Enfin, pour s'assurer de la bonne convergence des quantités étudiées, une acquisition de 8000 images sur le champ du haut et de 5000 sur les quatre autres champs a été effectuée à la fréquence de 25 Hz.

3. Résultats pour $Ra_D = 8,5 \times 10^5$ et $A_D = 0,04$

L'étude présentée ici constitue une étude préliminaire du panache. Ce dernier a été caractérisé dans des plans verticaux et horizontaux avec une situation de référence permettant de comparer les résultats à ce qui a été fait dans la littérature. Puis, l'influence du dispositif passif dans les configurations "Ailettes tangentes" et "Ailettes radiales" a été étudiée. Une première partie présente l'influence du dispositif dans le plan médian vertical. La seconde abordera l'influence du système passif dans divers plans horizontaux.

3.1. Mesures préliminaires

Des tests de convergence ont permis de vérifier pour chaque champ que le temps d'acquisition et le nombre d'acquisitions étaient suffisants.

3.2. Étude de l'influence dans le plan médian vertical

3.2.1. Champs verticaux de la vitesse moyenne

L'influence du dispositif passif a été étudiée en réalisant tout d'abord des mesures dans le plan médian vertical. Les champs 2D de la vitesse moyenne sont tracés ci-dessous sur la figure 2.

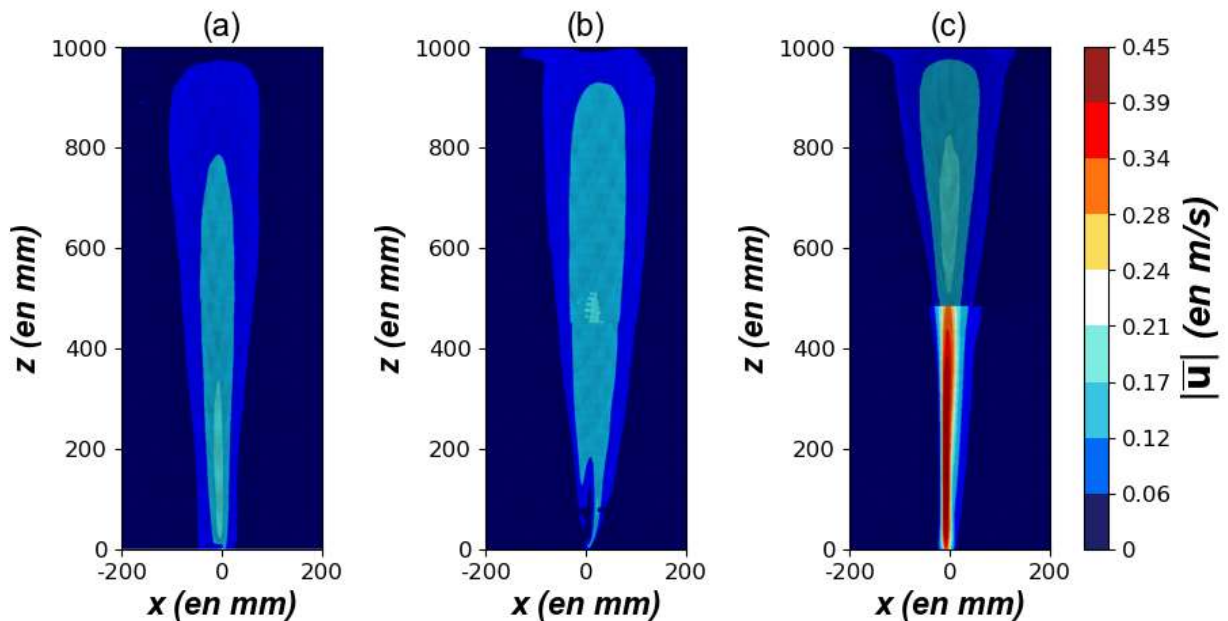


Figure 2 : Champs 2D de la vitesse moyenne (a) : Configuration "Sans Ailettes", (b) : Configuration "Ailettes Tangentes", (c) : Configuration "Ailettes Radiales", Barre des couleurs : norme de la vitesse moyenne

Sur cette figure et quelle que soit la configuration, un écoulement ascendant au niveau de l'axe central est observé ; il correspond au panache thermique. On note cependant un comportement dynamique très différent entre la configuration "Ailettes radiales" et les deux autres. En effet, dans la première, le panache thermique est plus concentré et la norme de la vitesse est environ deux fois plus élevée. Aussi, la vitesse moyenne devient négligeable (de l'ordre de quelques cm/s) pour une hauteur plus basse pour les configurations "Sans Ailettes" et "Ailettes tangentes" par rapport à "Ailettes Radiales". Pour cette dernière, on observe une interaction non négligeable avec le plafond. Cela a pour effet un aplatissement du panache sur ce dernier. A contrario, il n'y a pas d'interaction notable en l'absence du dispositif perturbateur.

3.2.2. Profils horizontaux de vitesse moyenne

L'évolution des profils horizontaux de la composante verticale de la vitesse moyenne ($\overline{u_z}$) présentée sur la figure 3 suit une évolution caractéristique des panaches thermiques. Ainsi, quelle que soit la configuration, la forme du profil présente une pointe et tend vers une valeur nulle à ses extrémités. De plus, les profils deviennent plus larges lorsque la hauteur z augmente. Ils tendent vers une distribution gaussienne, caractéristique de la zone pleinement turbulente [2].

La distinction entre la configuration "Ailettes radiales" et les deux autres peut là encore être faite. Cela indique que l'orientation des ailettes joue un rôle non négligeable dans la modification du développement du panache. L'orientation radiale (cas c) a pour effet d'augmenter significativement la composante verticale de la vitesse moyenne en plus de la concentrer sur l'axe. Cette dernière a une valeur deux fois plus élevée au coeur du panache par rapport aux autres cas d'étude. De plus, la décroissance de la vitesse moyenne et l'adoption d'une distribution gaussienne, caractéristique du régime pleinement turbulent, s'opèrent à une hauteur z plus élevée que pour la situation de référence. A contrario, l'orientation tangentielle des ailettes (cas b) ne semble pas générer de différences significatives visibles sur les champs par rapport au cas de référence. Ces résultats se retrouvent dans les profils verticaux de vitesse moyenne ($\overline{u_z}$) présentés dans la section suivante.

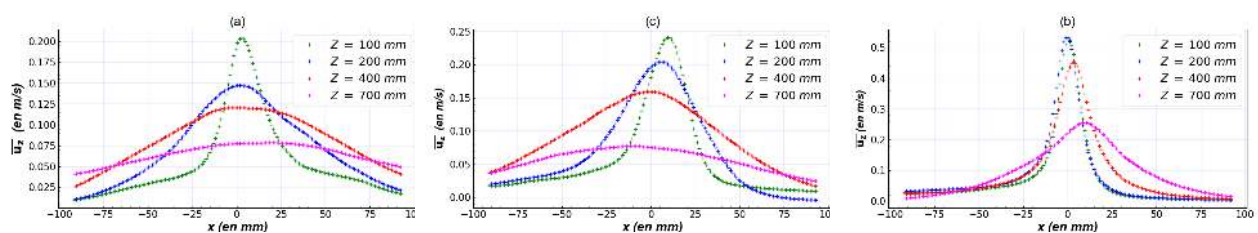


Figure 3 : Profils horizontaux de la composante verticale de la vitesse à différentes hauteurs (a) : Configuration "Sans Ailettes", (b) : Configuration "Ailettes Tangentes", (c) : Configuration "Ailettes Radiales"

3.2.3. Profils verticaux de vitesse moyenne

La forme des courbes de tendance de la figure 4(a) ressemble pour chaque configuration à ce qui est observé dans la littérature 4(b) (voir [3]). Une phase de croissance brusque puis une phase de décroissance avec une pente quasiment constante peuvent ainsi être observées. Cependant, dans le cas de la configuration "Ailettes Radiales", des sauts non physiques sont observés lors du passage d'un champ à un autre. Les causes de ces anomalies sont en cours d'ana-

lyse. Une piste d'explication serait la présence d'une fluctuation lente induisant des variations entre chaque zone de mesures. Plus généralement, les mesures effectuées sont préliminaires. Leur intérêt réside essentiellement dans les tendances qu'elles dégagent et les comparaisons qu'elles permettent entre chaque configuration. Enfin, les mêmes remarques peuvent être faites que précédemment pour la comparaison dynamique entre les configurations étudiées.

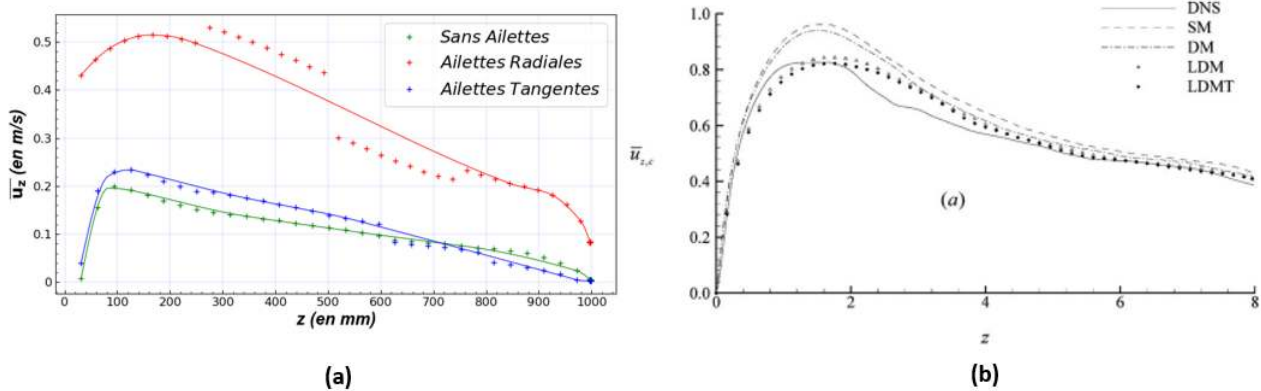


Figure 4 : Profils verticaux de la composante verticale de la vitesse moyenne : (a) mesures expérimentales, (b) : simulations numériques [3]. ((+) points expérimentaux, (-) courbe de tendance)

3.3. Étude de l'influence dans les plans horizontaux

3.3.1. Caractérisation dans la configuration "Ailettes tangentes"

Afin de caractériser le comportement du panache dans la configuration "Ailettes tangentes", des mesures ont été réalisées pour des plans horizontaux situés à différentes hauteurs z vis-à-vis de la source : 30 mm, 50 mm, 100 mm, 200 mm et 400 mm. La température de la source était là encore fixée à 130°C au-dessus de la température ambiante (environ 20°C).

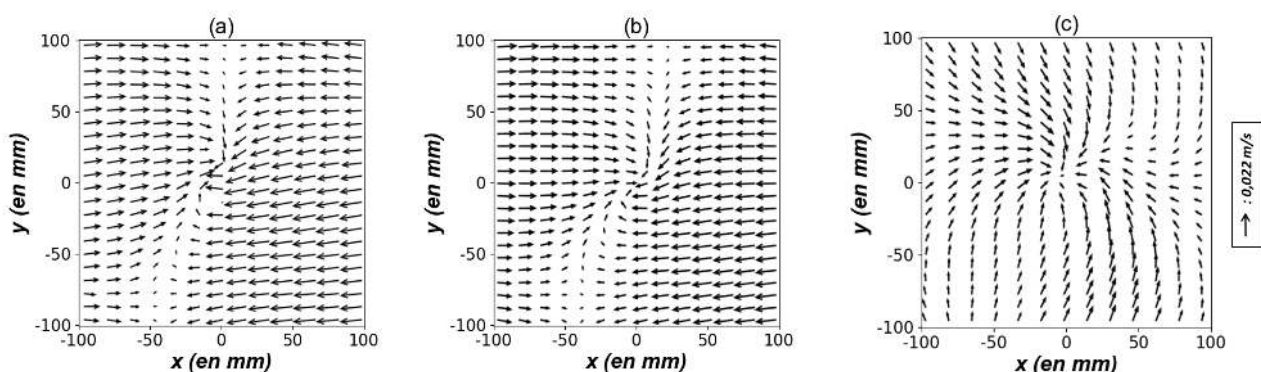


Figure 5 : Champs 2D de la vitesse moyenne dans la configuration "Ailettes tangentes" : (a) : $z = 30\text{mm}$, (b) : $z = 50\text{mm}$, (c) : $z = 200\text{mm}$

D'après les expériences réalisées, les champs horizontaux ne présentent pas de symétrie radiale. Quelle que soit la hauteur, l'écoulement présente un comportement similaire sur la figure 5 : la vitesse moyenne est orientée vers le coeur du panache sur les côtés droit et gauche de la figure pour $z = 30$ et $z = 50$ mm. A $z = 200$ mm le motif est quelque peu différent, le champ

semble plus orienté radialement en direction du coeur de la source qu'auparavant. La norme du champ de vitesse n'est pas uniforme non plus puisqu'elle est bien plus importante sur les côtés (environ $0,02 \text{ m/s}$) que sur le haut et le bas de la figure (quelques mm/s). Cela signifie que l'écoulement est "fortement" aspiré par effet d'entraînement vers le coeur du panache sur l'axe joignant les parois actives de la cavité. Aussi, il s'annule sur un axe oblique presque vertical. Ensuite, l'effet de rotation recherché dans cette configuration d'ailettes, s'il existe, n'est pas clairement identifiable sur les champs. Des traitements plus approfondis doivent être menés, par exemple en analysant la vorticité. Enfin, la norme du champ de vitesse moyenne diminue à partir d'une certaine hauteur (ici dès que le plan est à $z = 30 \text{ mm}$) comme cela est attendu du fait des phénomènes de diffusion et de dissipation d'énergie cinétique.

3.3.2.  tude de l'influence dans un plan horizontal

Diverses expériences préliminaires ont été menées dans le plan horizontal situé à $z = 30 \text{ mm}$ de hauteur afin de comparer le comportement de chaque configuration. La source était là encore portée à une différence de température de 130°C au dessus de la température ambiante.

Il peut être observé sur la figure 6 que la forme du champ varie assez fortement selon les configurations. Néanmoins la symétrie radiale n'est observée dans aucun des cas d'étude. Enfin, l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne dans les plans horizontaux est comparable entre chaque configuration et est plutôt faible, de l'ordre du centimètre par seconde.

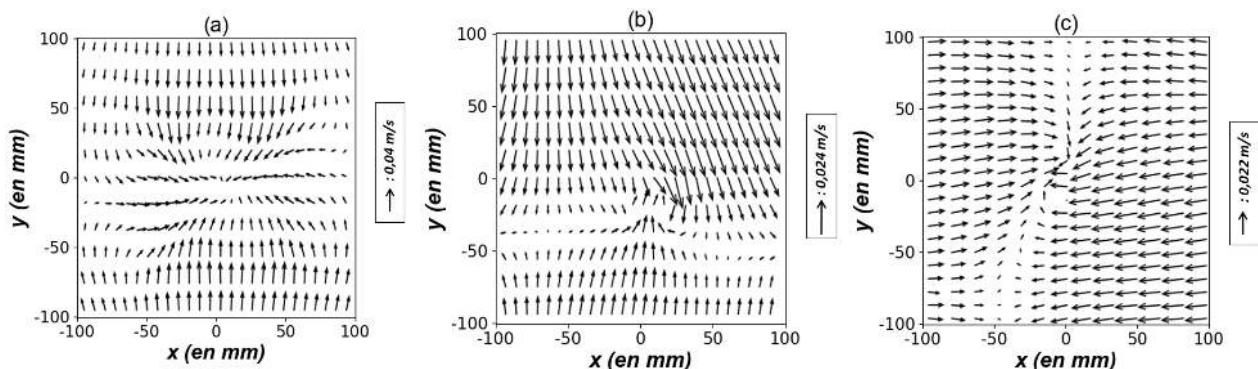


Figure 6 : Champs 2D de la vitesse moyenne dans le plan horizontal de hauteur $z = 30 \text{ mm}$: (a) : Sans ailettes, (b) : Ailettes radiales, (c) : Ailettes tangentes

4. Conclusion

En conclusion, d'après les expériences préliminaires ayant pu être menées sur le plan médian vertical, il semble que l'orientation des ailettes dans le dispositif modifie significativement la dynamique du panache. Ainsi, en disposant les ailettes de façon tangente à la source cylindrique, aucune différence significative ne peut être observée dans le plan médian vertical par rapport au cas où le dispositif est absent. A contrario, lorsque les ailettes sont disposées radialement, la norme de la vitesse moyenne est doubl e, l'effet d'entraînement de fluide est amplifié, le panache est plus resserré et concentré et le régime pleinement turbulent est atteint à une hauteur z plus élevée. Il a aussi été possible de retrouver les tendances d'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe du panache observées dans la littérature. Cependant, des anomalies non physiques entre champs de mesure perturbent les données relevées. L'étude de divers plans horizontaux a quant à elle mis en évidence une dissymétrie de l'écoulement radial pour les configurations "Ailettes tangentes" et "Ailettes radiales". De plus, le motif formé par le champ dans le cas

”Ailettes tangentes” se maintient jusqu’à environ 200 mm de la source. Enfin, les champs de vitesse moyenne dans les plans horizontaux sont insuffisants pour savoir si le dispositif passif est bien en mesure de générer une rotation du panache thermique.

Ainsi, des études plus approfondies doivent être menées. Tout d’abord, les champs dans les plans horizontaux doivent être examinés plus en profondeur. Ensuite, il faudra comprendre d’où viennent les anomalies présentes sur le profil vertical de $\overline{u_z}$ dans la configuration ”Ailettes Radiales”. Afin d’améliorer la reproductibilité de l’expérience et la qualité des résultats, un dispositif passif (ailettes et capot) en un seul bloc va être fabriqué avec une imprimante 3D. Cela permettra de bien maîtriser la position des ailettes sous le capot. En effet, il est possible que la forme dissymétrique des champs horizontaux des configurations ”Ailettes tangentes” et ”Ailettes radiales” provienne en partie d’une variation d’angle non voulue des ailettes. Par ailleurs, le dispositif va être incrusté dans le plancher afin de limiter les perturbations de l’écoulement dues à son élévation. Enfin, il sera nécessaire de vérifier si les valeurs expérimentales obtenues sans le dispositif passif correspondent quantitativement à celles présentes dans la littérature. Il serait par exemple intéressant de comparer les valeurs de la composante verticale de la vitesse moyenne adimensionnée et de l’intensité turbulente avec celles numériques et expérimentales obtenues par [3] et de quantifier l’influence du dispositif sur ces grandeurs. L’analyse et la comparaison avec les valeurs numériques exposées par [5] de la densité spectrale de puissance moyenne pour la composante verticale de vitesse ainsi que de la distribution de vorticité pourraient également être réalisées.

Références

- [1] M. V. Pham, F. Plourde, and S. D. Kim. Effect of swirl on pure turbulent thermal plume development. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27 :502–513, 2006.
- [2] M. V. Pham, F. Plourde, and S. D. Kim. Three-dimensional characterization of a pure thermal plume. *Journal of Heat Transfer*, 127 :624–636, 2005.
- [3] M. V. Pham, F. Plourde, and S. D. Kim. Direct and large-eddy simulations of a pure thermal plume. *Physics of Fluids*, 19 :1–13, 2007.
- [4] Z. Saeed, E. Weidner, B. A. Johnson, and T. L. Mandel. Buoyancy-modified entrainment in plumes : Theoretical predictions. *Physics of Fluids*, 34 :1–12, 2022.
- [5] C. H. Chen and K. Bhaganagar. New findings in vorticity dynamics of turbulent buoyant plumes. *Physics of Fluids*, 33 :1–12, 2021.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au personnel ayant contribué à la mise en place du dispositif expérimental, en particulier H. Arlaud, C. Fuentes, R. Kari et N. Papin. Ce travail a été réalisé dans le cadre du programme ”Investissement d’Avenir” mis en place par l’Etat français (LABEX INTERACTIFS, reference ANR-11-LABX-0017-01).

Caractérisation expérimentale de l'influence de l'ébullition sur les transferts de chaleur et de masse au travers d'un film tombant d'eau dans un évaporateur à plaque verticale rainurée par imagerie rapide

Romain COLLIGNON^{1*}, Florine GIRAUD¹, Joris MAREK¹, Benoît STUTZ¹

¹Laboratoire procédés énergie bâtiment (LOCIE), Université Savoie Mont Blanc, CNRS UMR 5271 Savoie Technolac, 73376 Le Bourget Du Lac

*(auteur correspondant : romain.collignon@univ-smb.fr)

Résumé - De par sa forte capacité thermique, sa forte chaleur latente de vaporisation et son innocuité sur l'environnement, l'eau représente un bon fluide de substitution à de nombreux fluides frigorigènes utilisés pour la production de froid positif. Les machines à sorptions sont aujourd'hui les principaux systèmes où ce fluide est utilisé. Ces machines à absorption utilisent majoritairement des échangeurs à films tombants pour opérer les transferts couplés de masse et de chaleur compte tenu de leurs performances, permettant ainsi de travailler avec de faibles débits de fonctionnement et de limiter les surchauffes de fonctionnement. Les échangeurs tubulaires sont majoritairement utilisés dans ces machines, en particulier au niveau de l'évaporateur, compte tenu des très faibles pressions qui y règnent, conduisant à des systèmes volumineux et des coûts de fabrication onéreux. De nombreux efforts de recherche doivent encore être fournis pour améliorer leur compacité et réduire les coûts de fabrication. La présente étude s'intéresse aux alternatives offertes par les échangeurs à plaques et films ruisselants. Si les transferts évaporatifs commencent à être mieux appréhendés [1], l'ébullition qui peut s'y développer est encore mal comprise. L'étude s'intéresse ici aux mécanismes d'ébullition en présence de films fins d'eau pure, saturés, ruisselant sur une plaque plane rainurée verticale. La plaque est chauffée à l'aide d'un fluide secondaire. Différents phénomènes d'ébullition ont été observés à l'aide d'une caméra rapide dans des gammes de fonctionnement typique des systèmes de rafraîchissement. Afin d'identifier et de caractériser les régimes d'ébullition, un algorithme de détection et de suivi des bulles a été développé. A l'aide des informations tirées des vidéos, l'évolution du volume de vapeur encapsulé dans les bulles est étudié. Les résultats suggèrent une importance significative de la ligne triple de contact dans les mécanismes de changement de phase dans le cadre de l'ébullition. Les résultats de cette étude sont discutés et les perspectives de recherche à ce sujet sont introduites.

Nomenclature

Γ	Débit volumique par unité de largeur, m ² /s	P_{th}	Puissance, W
ν	Viscosité cinématique, m ² /s	Pe	Périmètre d'une forme, m
A_i	Aire d'une forme, m ²	r	Rayon d'une forme, m
C_i	Coefficient de circularité	Re	Nombre de Reynolds
C_p	Capacité thermique massique, J/kg/K	T	Température, K
\dot{m}	Débit massique, kg/s	V	Volume d'une forme, m ³
P	Pression, Pa		

1. Introduction

Depuis de nombreuses années, une augmentation drastique de la demande d'énergie a été observée dans le monde entier malgré un besoin alarmant de réduction de la consommation d'énergie et des émissions de CO₂ [2]. Dans les années à venir, la demande énergétique va encore augmenter. Pour subvenir à ces besoins, les systèmes à sorption H₂O/LiBr apparaissent comme une solution prometteuse capable de valoriser l'énergie thermique perdue à un faible coût [3], et de travailler avec de l'eau, une ressource abondante dont le potentiel de réchauffement climatique est nul. Les promoteurs de transfert dans les machines à sorption sont généralement des échangeurs à film tombant, utilisés pour leur flexibilité et leur grande capacité de transfert de chaleur et de masse.

L'utilisation de l'eau comme fluide frigorigène présente le lourd inconvénient de devoir fonctionner à très basse pression (environ 1 kPa). À cette pression, le comportement des systèmes est radicalement affecté en raison de la très faible masse volumique de vapeur qui affecte la taille des bulles et leur taux de croissance. Malgré un fort intérêt de la communauté pour la compréhension du fonctionnement interne du transfert de chaleur et de masse dans les films liquides tombants, le manque de connaissances scientifiques sur ces transferts à basse pression conduit à des systèmes conçus de manière empirique. Que ce soit sur le plan théorique [4] ou expérimental [5], la littérature concernant l'échelle des composants des systèmes de sorption reste rare et des connaissances supplémentaires sur le comportement des flux à l'intérieur des échangeurs à films tombants sont nécessaires. Les évaporateurs à film tombant sur une plaque plane présentent des inconvénients importants sous la forme d'une distribution difficile du fluide et d'importants effets de tension superficielle qui conduisent souvent à l'apparition de zones sèches à la surface de l'échangeur, entraînant une diminution drastique des performances. Dans une étude cherchant à lever ces limitations, Michel et al. [6] ont conçu une plaque rainurée afin d'assurer un mouillage complet de la surface d'échange, même à très faible débit. L'ajout d'ailettes entre lesquelles circule le film a permis de créer de nouvelles lignes de contact assurant que chaque flux ne s'interrompt jamais. Cette étude a montré une amélioration significative par rapport à une plaque plate classique dans les expériences.

La présente étude s'inscrit dans la continuité des travaux de Michel et al. [6]. La même plaque rainurée est étudiée dans les conditions représentatives des conditions rencontrées dans un évaporateur. Sous certaines conditions, de l'ébullition peut se produire à la surface du film liquide parcourant l'échangeur. Une caméra rapide a été utilisée afin de capturer des vidéos des phénomènes se produisant sur la surface de plaque rainurée. Afin d'extraire des données quantifiées des vidéos, un algorithme de détection et de suivi a été développé. Les résultats préliminaires de l'étude sont présentés et des pistes d'explication de la physique en jeu sont discutées.

2. Dispositif expérimental

2.1. Description du système

Le dispositif expérimental étudié dans le présent article est présenté dans la Figure 1. Le système est contenu dans un réservoir basse pression dans lequel se trouvent l'évaporateur à film tombant et un condenseur hélicoïdal. Ce réservoir est un cylindre en acier inoxydable de 650 mm de long et de 650 mm de diamètre. Celui-ci est placé à l'horizontal et deux portes étanchent ferment le volume. Dans les portes se trouvent des hublots de 250 mm de diamètre permettant un accès optique à l'intérieur de l'enceinte. Des accès équipés de raccords de type

ISO-KF permettent de connecter les réservoirs et bains thermostatés aux circuits hydraulique et d'évacuer les incondensables de l'enceinte.

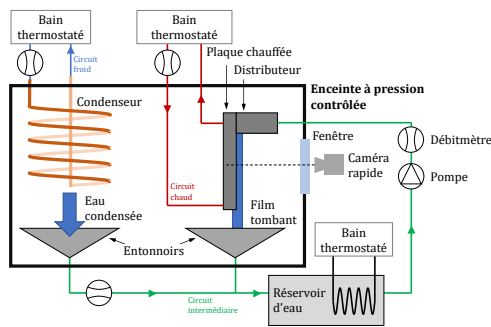


Figure 1 : Schéma de l'évaporateur à film tombant à pression contrôlée.

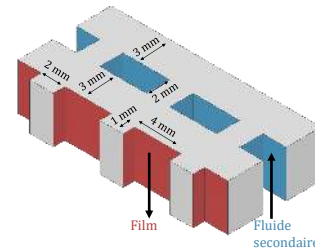


Figure 2 : Vue de coupe de l'échangeur à plaque. Le film tombe dans les canaux à surface libre (en rouge) et le fluide secondaire s'écoule à contre courant dans les veines fermées (en bleu).

L'évaporateur étudié est une plaque d'aluminium cannelée de 100 mm de large et 250 mm de haut, dont une vue de coupe est présentée sur la Figure 2. La surface extérieure sur laquelle s'écoule le film est discrétisée en 16 rainures de 4 mm de large séparées par des ailettes de 2 mm de large. Au sommet de cette plaque se trouve un distributeur fabriqué par impression 3D utilisé pour distribuer de manière homogène le liquide dans l'ensemble des canaux. Le fluide secondaire (de l'eau glycolée) s'écoule, à contre-courant du film, dans des canaux rectangulaires placés en vis-à-vis des rainures.

Dans ce système expérimental, le liquide de travail (de l'eau distillée dégazée) s'écoule dans le distributeur et tombe dans les 16 rainures. Au cours de sa chute, une partie du film s'évapore, à la fois par évaporation et par ébullition, et est condensée à la surface de condenseur hélicoïdal. Le film liquide restant ainsi que l'eau condensée sont collectés à l'aide de deux entonnoirs et s'écoule vers le réservoir d'eau, dont la température est contrôlée. L'écoulement du film liquide est décrit par le nombre de Reynolds, défini par :

$$Re = \frac{\Gamma}{\nu} \quad (1)$$

où Γ est le débit volumique par unité de largeur de canal mouillé et ν est la viscosité cinématique du fluide.

Trois bains thermostatés sont utilisés pour contrôler respectivement la température d'entrée du film liquide, du fluide secondaire et du liquide circulant dans le condenseur. La pression dans l'enceinte est contrôlée par la température fixée au condenseur, de sorte que la pression dans l'enceinte P_{sys} soit proche de la pression de saturation P_{sat} de l'eau à la température du condenseur T_{cd} :

$$P_{sys} \approx P_{sat}(T_{cd}). \quad (2)$$

2.2. Mesures et incertitudes

La pression dans l'enceinte est mesurée par une sonde de pression en céramique (PFEIFFER VACCUM CMR 362) de précision $\pm 0.2\%$ de la valeur mesurée. Le débit massique de chaque fluide est suivi par des débitmètres à effet Coriolis (MICRO-MOTION F025) de précision $\pm 0.1\%$. Des sondes de température PT-100 sont utilisées pour mesurer les températures des

fluides à chaque entrées et sorties des éléments du dispositif, avec une précision de $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Les mesures ont été prises à une fréquence de 0.05 Hz et sont intégrées pendant 20 minutes (c-à-d moyennées sur 60 points), ce qui a pour effet de réduire l'ensemble des erreurs aléatoires de mesure par un facteur $\sqrt{60}$.

2.3. Détection et suivi des bulles

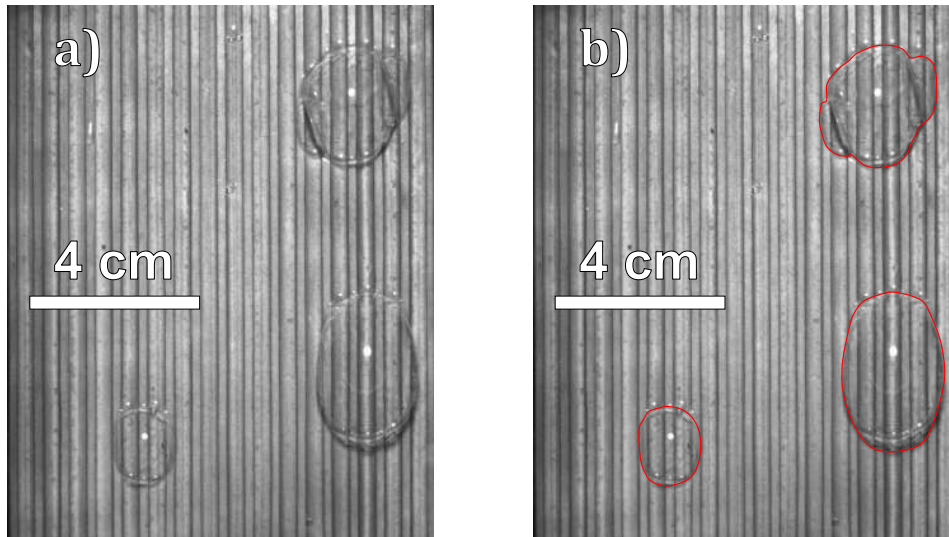


Figure 3 : Exemple d'image de bulles de vapeur à la surface du film fluide dans l'évaporateur (a) et identification des bords de ces bulles par l'algorithme de suivi (b).

Une caméra rapide est placée face au hublot. Cet arrangement permet de visualiser les phénomènes d'ébullition, lorsque ceux-ci ont lieu, et de suivre l'évolution et l'écoulement des bulles de vapeur par des vidéos de résolution 640 par 920 pixels à une fréquence de 250 Hz. Un exemple d'image de bulles de vapeur est présenté sur la Figure 3.a. Pour permettre une détection et un suivi automatisé des bulles observées dans et sur le film, un algorithme maison a été développé sur Matlab. Différentes étapes de traitement sont effectuées sur les images d'une vidéo :

- Construction de l'image de référence obtenue en moyennant l'ensemble des images d'une vidéo. Cette image sert de référence et est soustraite à toutes les autres images par la suite.
- Création d'un masque basé sur le seuil d'intensité de l'image, seuil fixé à 95% de la valeur moyenne des pixels de l'image. Ce masque a tendance à détecter préférentiellement l'interface des bulles dans le sens horizontal de l'image (sur la gauche et la droite des bulles).
- Création d'un masque basé sur les gradients d'intensité de l'image. L'opérateur gradient est appliqué à l'image, un gain est appliqué à l'opérateur de sorte à saturer la réponse du gradient soit à 0 soit à 1. Ce masque a tendance à détecter préférentiellement l'interface des bulles dans la direction verticale de l'image (en haut et en bas des bulles).
- Calcul de la somme des deux masques.
- Application d'un algorithme de fermeture morphologique basé sur un élément circulaire. Cette étape sert à fermer les éléments ouverts résultant de la sommation des masques. Les éléments fermés sont ensuite remplis.
- Application d'un algorithme d'érosion morphologique. Cette étape permet de réduire la taille des éléments fermés du masque que l'algorithme de fermeture aura fait grandir. A

cette étape, les bords des éléments fermés coïncident avec l'interface des bulles de vapeur avec une précision de l'ordre du pixel.

A cette étape, un masque binaire est créé pour chaque image d'une vidéo. Un exemple est présenté sur la Figure 3.b. Dans cet exemple, il est observé que l'agglomérat de bulles en haut à droite de l'image est considéré comme un seul objet par l'algorithme de détection. Par ailleurs, il est possible que des artefacts de mesure et de traitement, généralement de forme rectangulaire, soient détectés comme des bulles. Afin de discriminer les artefacts des bulles, une fois la détection des interfaces effectuée, la circularité C_i des objets est introduite :

$$C_i = \frac{4 A_i \pi}{P_i^2} \quad (3)$$

avec A et P respectivement l'aire et le périmètre d'un objet de l'image binaire. Le paramètre de circularité C_i est égal à 1 lorsque l'objet considéré est parfaitement circulaire et tend vers 0 lorsque la forme s'éloigne du cercle. Lorsque la circularité d'un objet est trop faible, l'objet est rejeté. Le seuil a été fixé arbitrairement à 0.4. Il est important de noter que chaque élément (i.e. bulle détectée) du masque binaire en contact avec le bord de l'image est ignoré car il est impossible de déterminer la portion et la forme de l'objet qui se trouve en dehors de la fenêtre d'observation. Enfin, un algorithme de tracking basé sur un filtre de Kalman a été développé pour suivre l'apparition et le transport des bulles dans les vidéos. Ainsi, dans chaque vidéo, les informations sur la position et la taille de chaque bulle sont connues et suivies au cours du temps.

3. Résultats

L'influence de la pression à l'intérieur de l'enceinte sur l'ébullition du film est étudiée. Pour cela, plusieurs niveaux de pression ont été choisis : 1.7 kPa, 2.0 kPa, 2.4 kPa et 3.2 kPa. Ces niveaux de pression correspondent à des températures de saturation de l'eau de respectivement 15°C, 17.5°C, 20°C et 25°C. Le circuit d'eau est chauffé de sorte à ce que le film liquide sorte du distributeur à sa température de saturation. Pour chacune des expériences, la température théorique maximale de surchauffe ΔT_{max} est calculée comme la différence entre la température d'entrée du film T_{sat} et la température d'entrée du fluide secondaire T_{sec} :

$$\Delta T_{max} = T_{sec} - T_{sat}. \quad (4)$$

Pour chaque niveau de pression, la température de surchauffe ΔT_{max} est modulée entre 2 K et 14 K par incréments de 2 K. Un régime d'ébullition plus intense peut se déclencher aux plus hautes surchauffes. Lorsque cela se produit, les mesures correspondantes sont exclues de l'étude. Enfin, l'ensemble des débits massiques dans les circuits sont maintenus constants avec le débit au condenseur de 0.28 kg/s et le débit de fluide secondaire à l'évaporateur de 0.025 kg/s ($Re \approx 380$). Dans le cas du film liquide, le débit est initialement fixé au maximum admissible par le système (autour de 0.06 kg/s) afin de mouiller l'ensemble de la plaque, puis est ensuite fixé à 0.008 kg/s ($Re \approx 200$) pour les expériences.

3.1. Bilan d'énergie du système

Grâce à l'instrumentation du système, il est possible d'effectuer indépendamment des bilans d'énergie sur chaque élément. Dans le cadre de cette étude, on s'intéressera à comparer l'énergie qui a été prélevée au fluide secondaire (que l'on cherche à refroidir dans les applications) avec l'énergie gagnée par le film. Pour chaque circuit, la puissance P_{th} absorbée/prélevée par le fluide

i s'écrit comme :

$$P_{th,i} = \dot{m}_i C p_i (|T_{i,s} - T_{i,e}|) \quad (5)$$

avec \dot{m}_i le débit massique du fluide i , $C p_i$ sa capacité thermique massique et $T_{i,s}$ et $T_{i,e}$ respectivement les températures de sortie et d'entrée de l'élément considéré. La puissance P_{th} définie de cette manière est toujours positive.

L'évolution de la puissance absorbée par le film P_{film} est comparée à la puissance perdue au fluide secondaire P_{sec} sur la Figure 4.a pour les différentes pressions étudiées. Sur le graphique, les plus grandes valeurs de puissances prélevées correspondent à des surchauffes ΔT_{max} plus élevées, au sein de chaque série de mesure. Il semblerait que pour des pressions plus élevées (i.e. pour les températures de saturation plus élevées), la puissance absorbée par le film sous forme de chaleur sensible soit plus faible que pour les pressions plus faible. Toutefois il est difficile de distinguer une tendance nette, les résultats s'apparentant à un nuage de points.

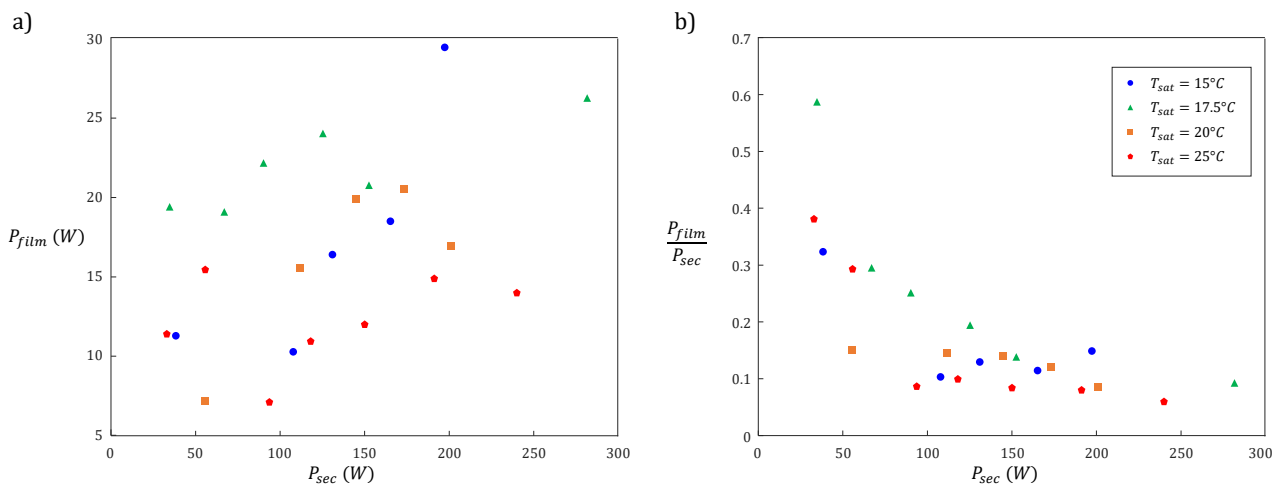


Figure 4 : (a) Évolutions des puissances échangées en valeur absolue, (b) Évolution de la puissance échangée par chaleur sensible par rapport à la puissance thermique totale transmise au film en fonction de la température imposée au fluide secondaire, pour plusieurs pressions de fonctionnement

Afin de distinguer la part de la puissance transférée au film sous forme de chaleur sensible et la part liée au changement de phase (évaporation + ébullition), la puissance liée à la chaleur sensible du film a été normalisée par la puissance totale prélevée au fluide secondaire sur la Figure 4.b. Suite à cette normalisation, il semblerait que la distribution du flux sous forme sensible ou latente soit faiblement dépendante de la pression du système. On observe cependant une influence importante de la surchauffe du système sur le taux de changement de phase du film d'eau : plus celle-ci est importante et plus la part du transfert par chaleur sensible est faible. Cette observation tend à aller dans le sens de l'observation où l'ébullition est d'autant plus intense que la surchauffe est forte.

3.2. Évaporation d'une bulle au cours du temps

Le code de détection et de suivi des bulles permet de déterminer l'évolution de la taille des bulles de vapeur au cours du temps. L'angle de contact de la ligne triple solide/liquide/vapeur sur la paroi en aluminium est de 90° , on considérera alors que les bulles de vapeur sont des demi-sphères. En supposant que la bulle est posée à la surface du film et de la plaque, le volume

de vapeur V_{vap} encapsulé dans une bulle de rayon r s'écrit :

$$V_{vap} = \frac{2}{3} \pi r^3. \quad (6)$$

Sous certaines conditions de fonctionnement (ΔT_{max} compris entre 7 K et 9 K), des bulles de vapeur de diamètre croissant dans le temps et l'espace se forment. Un premier résultat issu de l'étude préliminaire de la croissance d'une seule bulle de vapeur est présenté sur la Figure 5. Son volume croît avec le temps au cube, ce qui correspond aux observations typique d'ébullition en vase [7]. Cette observation tend à suggérer que le transfert se fait au travers d'une interface qui varie linéairement avec à la fois le temps et le volume de la bulle. En considérant que le flux de chaleur transféré à travers la plaque est uniforme dans l'espace, la seule interface répondant à ces critères est la ligne triple de contact de la bulle. Ainsi, le changement de phase de la surface libre du film semble avoir principalement lieu à cette ligne triple, comme le suggérait une précédente étude des auteurs [1].

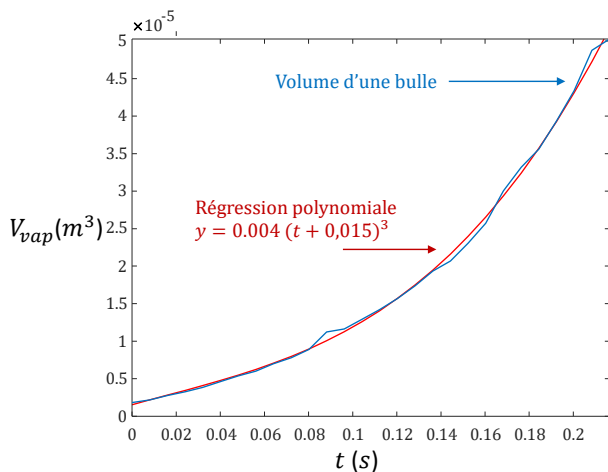


Figure 5 : Évolution temporelle du volume d'une bulle isolée lorsque celle-ci croît au cours de son écoulement ($P_{sys} = 30$ mbar et $\Delta T_{max} = 7$ K).

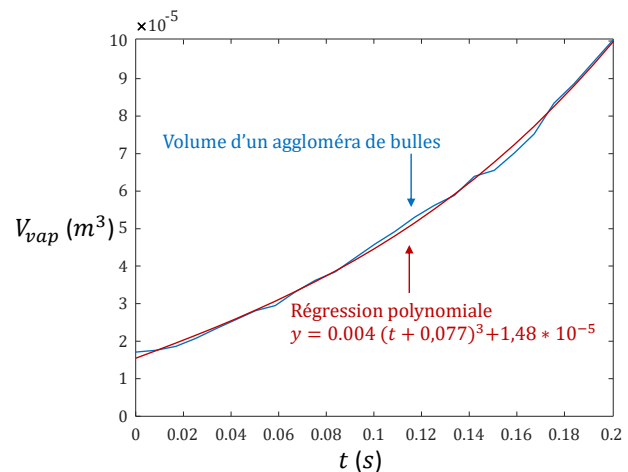


Figure 6 : Évolution temporelle du volume d'un aggloméra de bulles lorsque celui-ci croît au cours de son écoulement ($P_{sys} = 30$ mbar et $\Delta T_{max} = 7$ K)

Lorsqu'elles s'écoulent, les bulles de vapeurs peuvent se rejoindre, s'agglomérer et continuer de croître. Ces bulles restent cependant distinctes et une membrane liquide les sépare (Figure 3). Le code de détection les considère comme un seul et même objet. Dans la même vidéo que celle où la bulle de la Figure 5 a été observée, l'évolution du volume d'un agglomérat est représentée sur la Figure 6. Étonnamment, cette évolution est aussi au cube du temps et le polynôme obtenu par régression linéaire pour estimer la croissance a le même coefficient pour les deux configurations. Dans les deux cas, la valeur à l'origine est négligée car la taille des bulles est variable au moment où celles-ci rentrent dans l'image. Cette observation tend à aller dans le sens de l'hypothèse du transfert ayant lieu de manière dominante à la ligne triple de contact.

4. Conclusion

Cet article présente les résultats préliminaires d'une étude expérimentale d'un film tombant à la surface échangeur évaporateur à plaques chauffé à l'autre face par un fluide secondaire à

contre-courant. Les expériences ont été menées dans une enceinte à très basse pression pour évaluer les performances de l'évaporateur en conditions stationnaires. Cette étude s'est intéressée à un évaporateur particulier de 250 mm de long et 100 mm de large, discrétisé en 16 canaux de 4 mm de large et séparé par des ailettes de 2 mm). Le système permet d'étudier une vaste gamme de conditions de fonctionnement (pression, débits, températures). Pour quantifier la part de l'évaporation dans le flux de chaleur transféré au film, des bilans de puissance ont été effectués sur les éléments du système. Les résultats tendent à montrer que la pression dans l'enceinte joue un faible rôle dans la distribution du flux entre chaleur latente et chaleur sensible mais que la surchauffe appliquée au film liquide y joue un fort rôle. Un code a été développé afin de détecter et suivre les bulles de vapeur qui se forment à la surface du film, détectées à l'aide d'une caméra haute fréquence. Les résultats préliminaires issus de cet outils tendent à montrer que le transfert de masse a préférentiellement lieu à la ligne triple de contact entre le film, la paroi et la bulle. De plus, les résultats montrent qu'une bulle isolée et qu'un agglomérat de bulle (vu comme un unique objet) ont une croissance au cours du temps similaire. Les données obtenues à l'aide du code de détection doivent être encore travaillées afin d'obtenir la puissance instantanée absorbée par les bulles et de quantifier la part du flux évaporatif et celle du flux dû à l'ébullition. Cette étape pose de grandes difficultés car il est impossible de déterminer si de l'ébullition a lieu en dehors de la fenêtre observable ni même de quantifier son intensité.

Références

- [1] R. Collignon, B. Stutz, Numerical simulation and modeling of the heat and mass transfer in a grooved flat falling film evaporator, *International Journal of Refrigeration*, (2022).
- [2] GIEC, Impacts, Adaptation and Vulnerability - Summary for Policymakers, (2022).
- [3] A. Altamirano, B. Stutz, N. Le Pierrès, Review of small-capacity single-stage continuous absorption systems operating on binary working fluids for cooling : Compact exchanger technologies, *International Journal of Refrigeration*, 114 (2020), 118-147.
- [4] N. Cellier, C. Ruyer-Quil, A new family of reduced models for non-isothermal falling films, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 154 (2020), 119700.
- [5] R. Collignon, O. Caballina, F. Lemoine, G. Castanet, Simultaneous temperature and thickness measurements of falling liquid films by laser-induced fluorescence, *Experiments in Fluids*, 63 (2022), 68.
- [6] B. Michel, N. Le Pierrès, B. Stutz, Performances of grooved plates falling film absorber, *Energy*, 138 (2017), 103-117.
- [7] S.J.D. van Stralen, R. Cole, W.M. Sluyter, M.S. Sohal, Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18 (1975), 655-669.

Remerciements

Ce travail a été financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) dans le cadre du projet FRAISE (Film Ruisselants à Instabilités de Surface : Exploration, AAP-2016).

Etude expérimentale des mécanismes d'intensification des transferts de chaleur dans les films ruisselants et instables à l'aide de mesures basées sur la fluorescence induite par laser

Romain COLLIGNON¹, Ophélie CABALLINA^{2*}, Fabrice LEMOINE², Guillaume CASTANET²

¹ Laboratoire procédés énergie bâtiment (LOCIE), Université Savoie Mont Blanc, CNRS UMR 5271 Savoie Technolac, 73376 Le Bourget Du Lac

² Laboratoire Énergies & Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA), Université de Lorraine, CNRS UMR 7563, 54505 Vandoeuvre-lès-Nancy

*(auteur correspondant : ophelie.caballina@univ-lorraine.fr)

Résumé - Le ruissellement de films liquides minces sur des surfaces planes inclinées se rencontre dans de nombreux procédés, notamment les colonnes de condensation à films tombants, les désorbeurs et absorbeurs à plaques. Dans ces procédés, le liquide tombe généralement le long d'une surface verticale, ces conditions promeuvent la déstabilisation de la surface libre du film liquide et la formation de vagues qui apportent une intensification substantielle des transferts de chaleur et de masse à travers le film liquide. Les mécanismes exacts à l'origine de cette intensification ne sont toutefois pas encore complètement élucidés. Il est donc nécessaire d'envisager des études expérimentales pour caractériser les transferts. Les couplages entre hydrodynamique et transferts thermiques, la faible épaisseur des films, ainsi que la nature complexe des instabilités rendent néanmoins relativement difficile l'obtention de mesures et leur analyse. Dans cette étude, le comportement dynamique de films liquides minces s'écoulant le long d'un plan incliné et chauffé uniformément est caractérisé. Ces mesures sont couplées à des mesures basées sur la fluorescence induite par laser (LIF) à deux couleurs qui permettent de quantifier l'échauffement du film. Dans un premier temps, des mesures de la température moyenne dans l'épaisseur du film ont été réalisées. Elles ont permis de quantifier l'influence des principaux paramètres de l'écoulement (nombre de Reynolds, angle d'inclinaison de la paroi inclinée et la fréquence des vagues) sur le nombre de Nusselt local [1]. Dans un deuxième temps, afin d'obtenir des informations plus détaillées, la technique précédente a été étendue à de l'imagerie en éclairant le film perpendiculairement au sens de l'écoulement par un plan laser [2]. Les images obtenues permettent d'observer le champ de température dans l'épaisseur du film avec une résolution de quelques dizaines de microns. Les résultats mettent en évidence des zones de recirculation dans les bosses ainsi que le décollement de la couche limite thermique au niveau des creux capillaires.

Nomenclature

α	Diffusivité thermique, m^2/s	h	Coefficient d'échange de chaleur, W/m^2
β	Angle d'inclinaison de la paroi	Nu	Nombre de Nusselt
δ	Épaisseur du film, m	Pe	Nombre de Peclet
η_v	Facteur d'efficacité	Pr	Nombre de Prandtl
Γ	Débit volumique spécifique, m^3/s	q_v	Débit volumique du film, m^3/s
λ	Conductivité thermique, W/m	q_w	Débit de flux de chaleur pariétal, W/m^2
ν	Viscosité cinématique, m^2/s	Re	Nombre de Reynolds
Θ	Température réduite	s	Sensibilité à la température, $\%/^{\circ}C$
φ	Phase de l'onde	T	Température, K
F	Intensité du signal de fluorescence, U.A.	t	Temps, s
g	Accélération de la gravité, m/s^2	u	Vitesse, m/s

1. Introduction

Les films liquides tombants sont largement utilisés dans de nombreuses applications industrielles, qui impliquent des processus de refroidissement, de condensation, d'évaporation et d'adsorption. Les avantages des films liquides tombants comprennent des taux de transfert de chaleur et de masse élevés pour des débits de liquide relativement faibles et un temps de contact court entre le liquide et la paroi solide. Alors que le transfert de chaleur est amélioré par les effets de la turbulence à un nombre de Reynolds élevé, pour les faibles nombres de Reynolds, le coefficient de transfert de chaleur est principalement amélioré par les instabilités de surface qui se développent à la surface du film. Certains chercheurs ont découvert que l'ondulation des films liquides laminaires peut améliorer le transfert de chaleur dans une très large mesure. Cependant, il est encore nécessaire de comprendre et de prévoir le mécanisme d'amélioration, malgré les nombreuses études théoriques [3, 4], numériques [5] et expérimentales [6, 7] qui ont été consacrées à ce sujet. Dans cette étude, deux méthodes de mesures basées sur la LIF utilisées pour accéder au transfert de chaleur. Des données sont obtenues en modifiant les paramètres influençant l'écoulement du liquide : l'inclinaison de la paroi, le débit du liquide et la fréquence des ondes. Dans un premier temps, l'analyse est simplifiée en se concentrant sur les valeurs moyennes de la température du liquide pour l'évaluation du nombre de Nusselt et du coefficient de transfert de chaleur. Une comparaison avec la solution classique de la théorie de Nusselt, valable pour un film laminaire lisse, est effectuée pour identifier les conditions les plus favorables à l'amélioration du transfert de chaleur. Enfin, une analyse plus détaillée est effectuée pour mettre en évidence les régions jouant un rôle dominant dans le mélange thermique. L'accent sera mis sur les principaux mécanismes responsables de l'amélioration du transfert de chaleur.

2. Modèle théorique de transfert de chaleur dans un film liquide lisse

Pour décrire l'amélioration du transfert de chaleur dans un film liquide mince, on se réfère généralement au cas d'un film liquide lisse de débit équivalent. Les caractéristiques de transfert de chaleur dans un tel film peuvent être dérivées de la théorie de Nusselt. Les paramètres les plus pertinents sont rappelés dans la Fig. 1. La paroi est inclinée d'un angle β par rapport à l'horizontale et une densité de flux thermique uniforme q_w est appliquée à la paroi.

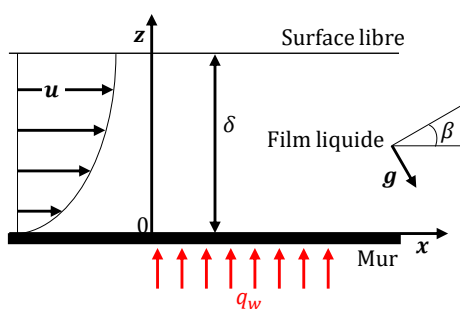


Figure 1 : Paramètres utilisés pour la modélisation du film lisse.

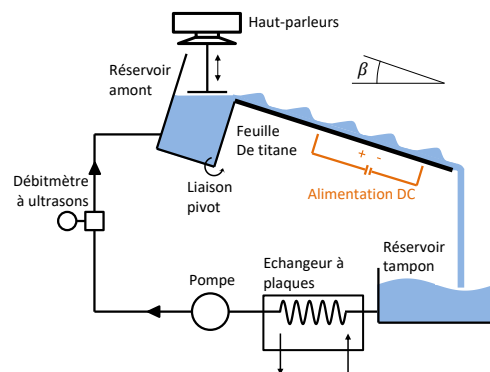


Figure 2 : Dispositif utilisé pour la génération des ondes et pour chauffer le film liquide tombant.

Compte tenu des valeurs faibles du nombre de Reynolds, un profil de vitesse parabolique est considéré à l'intérieur du film liquide. En introduisant les paramètres sans dimension :

$$x^* = \frac{x}{\delta \cdot \text{Pe}} \quad z^* = \frac{z}{\delta} \quad \theta^* = \frac{T - T_i}{q_w \frac{\delta}{\lambda}}, \quad (1)$$

avec λ représentant la conductivité thermique, l'équation de la chaleur peut s'écrire :

$$\left(2z^* - z^{*2}\right) \frac{\partial \theta^*}{\partial x^*} = \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial z^{*2}} \quad (2)$$

Le nombre de Peclet $Pe = Re \cdot Pr$ compare le transfert de chaleur par convection et par diffusion dans le film. Ici, Pe est relativement élevé ($1000 \leq Pe \leq 1800$), de sorte que la diffusion de la chaleur peut être négligée par rapport au flux de chaleur convectif dans la direction x , ce qui justifie les simplifications faites dans l'équation (2). Pour la résolution, le jeu de conditions aux limites suivant est utilisé :

$$\left. \frac{\partial \theta^*}{\partial z^*} \right|_{z^*=0} = -1 \quad \left. \frac{\partial \theta^*}{\partial z^*} \right|_{z^*=1} = 0 \quad \theta^*|_{x^*=0} = 0 \quad (3)$$

Le transfert de chaleur dans le film est quantifié en introduisant le nombre de Nusselt Nu et le coefficient de transfert de chaleur h , qui sont définis comme suit :

$$h = \frac{q_w}{T_{film} - T_w} \quad Nu = \frac{h \delta}{\lambda} \quad (4)$$

3. Méthodes expérimentales

3.1. Dispositif expérimental

Le film liquide s'écoule le long d'une feuille de titane chauffée (100 μm d'épaisseur, 300 mm de largeur et 400 mm de longueur) qui est tendue entre deux tiges de cuivre. Les tiges de cuivre servent également d'électrodes pour fournir un courant électrique à travers la feuille (Fig. 2). Les deux électrodes de cuivre sont reliées par un faisceau de câbles électriques à une alimentation en courant continu, qui fournit un courant pouvant atteindre 1500 A pour une tension de 3 V. Le flux thermique q_w généré par la résistance électrique dans la feuille, a un maximum de 3,75 W/cm² et est distribué uniformément sur la surface de la feuille, les variations de densité du flux thermique étant inférieures à 5% dans la zone de mesure. L'erreur de lecture de la tension et du courant est inférieure à 0,01 V et 1 A, l'erreur de lecture de la puissance est donc inférieure à 1%. La feuille, les deux électrodes et le réservoir amont forment un ensemble qui peut tourner par rapport à l'horizontale jusqu'à un angle d'inclinaison β de 45°. Le film liquide est généré par un débordement du réservoir amont. Après s'être écoulé le long de la paroi inclinée, le liquide passe dans le réservoir tampon, puis il est pompé vers le réservoir amont. Un échangeur de chaleur permet de maintenir une température constante du liquide T_i à l'entrée du réservoir amont où elle est mesurée par thermocouple. Dans ce qui suit, T_i est fixé à 10°C. La modification de l'inclinaison β de la feuille de titane et du débit q_v permet d'ajuster l'épaisseur δ du film et le nombre de Reynolds Re qui est défini par :

$$Re = \frac{\Gamma}{\nu}, \quad (5)$$

où $\Gamma = q_v/l$ est le débit de liquide par unité de largeur et ν est la viscosité cinématique du liquide. Le débit du liquide q_v est mesuré par un débitmètre à ultrasons (plage de mesure 0 – 13 \pm 0,05 L/min). Le film tombant étant extrêmement sensible aux perturbations extérieures, la pompe et le dispositif expérimental ont été placés sur des amortisseurs de vibrations. Une grille en nid d'abeille à l'intérieur du réservoir supérieur assure un écoulement laminaire et une distribution uniforme du liquide à l'entrée du film. Les instabilités peuvent se développer naturellement à la surface du film, mais dans cette étude, elles sont forcées à l'aide d'un haut-parleur placé au-dessus du réservoir supérieur. La membrane du haut-parleur est reliée à une plaque en plastique en contact avec la surface libre de l'eau dans le réservoir supérieur. La vibration du haut-parleur entraîne la plaque en plastique verticalement, ce qui génère une pulsation du débit et force l'apparition d'instabilités du film à la sortie du réservoir supérieur.

3.2. Techniques de mesure

Plusieurs techniques de mesure ont été associées afin de caractériser le transfert de chaleur et les caractéristiques d'écoulement des films tombants.

Mesures de la température à l'intérieur du film liquide

La température du film liquide est mesurée à l'aide de la fluorescence induite par laser à deux couleurs, qui peut être mise en œuvre pour obtenir soit une image de la distribution de la température dans le film, soit la température moyenne en volume dans l'épaisseur du film. Le liquide estensemencé par une très faible quantité de molécules fluorescentes (typiquement quelques $\mu\text{g/L}$) et un faisceau laser est utilisé pour induire un signal de fluorescence. La réponse à la température de nombreux colorants fluorescents peut être exprimée comme une fonction exponentielle de la température :

$$F = F_{ref} \cdot \exp(s \cdot (T - T_{ref})) \quad (6)$$

où F est l'intensité du signal de fluorescence, qui vaut F_{ref} à une température de référence T_{ref} . Le paramètre s désigne la sensibilité à la température du signal de fluorescence tel que $s = F^{-1} \cdot dF/dT$. Pour des colorants organiques spécifiques tels que la fluorescéine et le kiton red, s atteint quelques pourcents par degré Celsius. La paroi en titane et les électrodes n'offrent aucun accès optique. Le signal de fluorescence est donc détecté par le dessus du film liquide à l'aide d'un détecteur de lumière. Une approche ratiométrique utilisant deux bandes spectrales de détection est adoptée pour déterminer la température du liquide. Deux colorants, dont les émissions fluorescentes sont décalées en longueur d'onde, sont mélangés dans la solution aqueuse et le rapport d'intensité de leur signal de fluorescence est calculé. Le signal de fluorescence dépend de la température, de l'épaisseur du film et du profil d'onde, mais les dépendances de l'épaisseur du film et du profil d'onde peuvent être éliminées en calculant le rapport d'intensité des deux bandes de détection.

Imagerie planaire

Les auteurs [2] ont appliqué cette méthode pour visualiser le champ de température au sein de films liquides minces. Une nappe laser est dirigée sur le film liquide comme indiqué sur la Fig. 3.a. La région éclairée du film est observée à l'aide de deux caméras CCD devant lesquelles sont montés des filtres optiques pour recueillir le signal de fluorescence. Le rapport des images des caméras est converti en un champ de température. Une procédure spéciale, décrite par [2] est utilisée pour reconstruire l'ensemble du champ de température dans les ondes en assemblant les images prises à différents instants. La technique d'imagerie planaire permet de mesurer la température avec une précision sur la température du liquide de $\pm 0.7^\circ\text{C}$ à chaque pixel et sur l'épaisseur du film de $\pm 20 \mu\text{m}$.

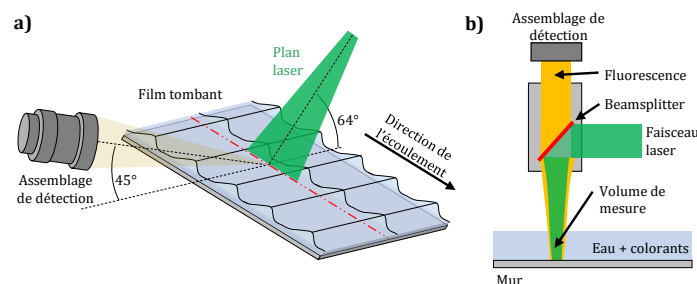


Figure 3 : Configuration optique utilisée pour les techniques LIF appliquées au film tombant. a) Illumination par une feuille laser et détection par un ensemble de caméras pour la technique PLIF. b) Illumination et détection par la sonde LIF.

Température moyenne du film

La sonde optique développée par [1], présentée sur la Fig. 3.b, permet de mesurer la température moyenne du volume $T_v(x, t)$. Un laser continu est dirigé normal à la paroi par l'objectif de la sonde. Le film liquide est éclairé sur toute son épaisseur et la fluorescence induite par le laser est collectée par le même système optique. Une combinaison de séparateurs de faisceau et de filtres passe-bande chromatiques est utilisée pour séparer le signal de fluorescence en deux bandes spectrales avant la détection par deux tubes photomultiplicateurs et le calcul du rapport de fluorescence. Bien que ces informations puissent

être extraites de la technique d'imagerie planaire décrite ci-dessus, la sonde nécessite beaucoup moins d'alignement optique lors du changement de position de mesure et est globalement beaucoup plus robuste face à des ondes fortement déformées. La réponse temporelle (de l'ordre de ns) est bien inférieure à la période de temps de l'onde, ce qui permet de résoudre finement la température dans le temps pendant le passage de l'onde. L'erreur de mesure de la température est de $\pm 0.3^\circ\text{C}$.

Mesure de la température de paroi

La température de la paroi T_w est mesurée à l'aide de dix micro-thermocouples collés sur la face arrière de la feuille de titane. Les points de mesure sont répartis le long de la ligne centrale de la feuille de titane. Leur faible diamètre (130 μm) permet d'avoir un temps de réponse (~ 0.5 ms) très court par rapport à la période de l'onde (≥ 10 ms). La résistance à la conduction thermique est négligeable à l'intérieur de la feuille de titane, étant donné son épaisseur de 100 μm . Cela signifie que la température devrait être égale entre les côtés supérieur et inférieur de la paroi. La température de la paroi est donc considérée comme constante dans le temps.

4. Résultats et discussion

Les techniques expérimentales ont été utilisées pour caractériser le transfert de chaleur dans le film dans différentes configurations d'écoulement. Des paramètres tels que le débit du liquide, l'angle de la paroi solide, ainsi que la fréquence des ondes, ont été examinés plus en détail car ils sont bien connus pour jouer un rôle dans le développement des instabilités d'ondes. Comme illustré dans ce qui suit, les observations doivent être menées à différentes échelles pour obtenir une meilleure compréhension des phénomènes. À partir de mesures effectuées à un endroit fixe, il est possible d'obtenir des informations utiles sur le changement de température lorsque la vague traverse le volume de mesure, ce qui peut donner un aperçu du mécanisme d'augmentation du transfert de chaleur. D'autre part, des mesures moins fines effectuées à différents endroits peuvent fournir des informations sur l'augmentation des températures de la paroi et du liquide avec la distance en aval. Ces mesures permettent d'évaluer l'échange thermique global afin de comparer différentes configurations d'écoulement et différents types de perturbations.

4.1. Transfert de chaleur global

Dans cette section, les caractéristiques de transfert de chaleur sont analysées en utilisant des températures qui sont moyennées sur la durée de la période de la vague. Le symbole de barre supérieure ($\bar{\bullet}$) indique une quantité qui est moyennée temporellement sur la période t_0 d'une vague :

$$\bar{T}(x) = \frac{1}{t_0} \int_{t_0} T(x, t) dt. \quad (7)$$

D'après la conservation de l'énergie, on s'attend à ce que la température moyenne dans le temps du film liquide augmente linéairement avec la distance aval x , en raison du fait que la chaleur produite par le courant électrique à l'intérieur de la feuille de titane est presque entièrement dissipée dans le film liquide. Seule une partie négligeable de la chaleur est transférée directement à l'air sur le côté inférieur de la paroi et l'effet de refroidissement dû à l'évaporation du liquide peut être négligé pour les températures basses considérées dans nos expériences. La Fig. 4 confirme que la température moyenne en volume \bar{T}_v suit la prédiction du modèle théorique. De plus, les mesures obtenues pour \bar{T}_v à différentes fréquences d'ondes sont superposées lorsque la même densité de flux thermique q_w est appliquée à la paroi. Dans la Fig. 4, la température moyenne du volume \bar{T}_v est également évaluée en utilisant à la fois la sonde LIF et la technique PLIF. Ici aussi, il est possible de vérifier que les deux méthodes utilisées pour mesurer la température du liquide sont en parfait accord. Sur la Fig. 4, la température de paroi mesurée à l'aide des thermocouples minces est également affichée pour comparaison avec la température dans le film liquide. Comme prévu, la température de la paroi T_w est toujours supérieure à la température du film liquide \bar{T}_v . Lorsqu'une perturbation est appliquée, une distance critique $x_{crit} \approx 100$ mm est nécessaire pour détecter un effet des ondes sur la température de paroi T_w . Au-delà de cette distance, la température de la

paroi augmente beaucoup plus lentement et finit par diminuer, en raison d'une meilleure efficacité de refroidissement par le film liquide. Cet effet est plus prononcé pour le cas $f = 7$ Hz qui a la plus grande hauteur de vague parmi les conditions testées. Pour $f = 3$ Hz, l'amplitude de l'onde est très faible et l'évolution de la température de paroi T_w n'est pas distincte de celle d'un film liquide non perturbé évalué par la théorie de Nusselt.

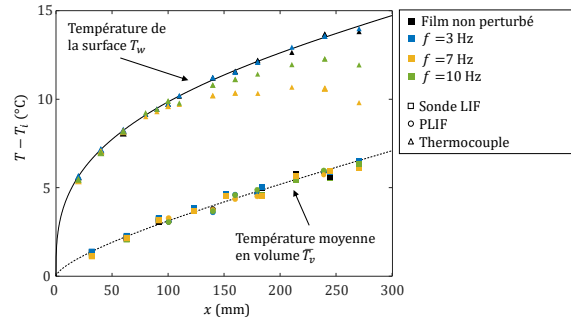


Figure 4 : Évolution spatiale de la température moyenne en volume du film liquide \overline{T}_v et T_w la température de surface de la paroi. Comparaison avec le modèle théorique pour le film liquide plat non perturbé, respectivement en pointillés et en traits pleins, avec $Re = 200$, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \text{ W/cm}^2$.

Influence des paramètres de l'écoulement

Des expériences ont été menées en modifiant l'angle β de la feuille de titane par rapport à l'horizontale de 2° à 10° et le nombre de Reynolds de l'écoulement. Afin de quantifier l'amélioration du transfert de chaleur, le nombre de Nusselt \overline{Nu} déterminé expérimentalement peut être utilisé. Un facteur d'efficacité η_v peut être introduit comme suit :

$$\eta_v = \frac{\overline{Nu}}{Nu_0}. \quad (8)$$

Dans cette expression, Nu_0 correspond au nombre de Nusselt du film liquide non perturbé avec le même débit de liquide. Nu_0 peut être évalué en utilisant la théorie de Nusselt. Dans la Fig. 5, le coefficient d'efficacité η_v est tracé en fonction de x^* pour un grand nombre de cas expérimentaux correspondant à $150 \leq Re \leq 250$, $2^\circ \leq \beta \leq 10^\circ$ et $f = 3, 7$ ou 10 Hz. Malgré une certaine dispersion, toutes les données expérimentales tombent sur trois courbes. Cela suggère que les effets de Re et de β sont bien capturés par x^* , laissant seulement l'effet de la fréquence de l'onde apparent dans la Fig. 5. L'effet principal de l'augmentation de β est une diminution de l'épaisseur moyenne du film dans le temps δ . δ peut être exprimée comme suit :

$$\delta = \left(\frac{Re}{\sin(\beta)} \frac{3\nu^2}{g} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (9)$$

L'épaisseur du film est incluse dans l'expression du nombre de Nusselt Nu et de la distance sans dimension x^* (équations (1) et (4)). Le fait que le transfert de chaleur soit principalement influencé par f et marginalement par β dans la Fig. 5 mérite quelques commentaires. Dans les présentes expériences, les ondes sont générées dans un réservoir supérieur complètement dissocié de la paroi. De plus, la longueur de la paroi n'est pas suffisante pour que les ondes évoluent significativement par rapport à leur forme initiale. Il en résulte une perturbation du film qui dépend faiblement de l'angle d'inclinaison mais surtout de la fréquence des ondes.

4.2. Transfert de chaleur résolu dans le temps et dans l'espace

Pour mieux comprendre le rôle fondamental du mélange advectif, des approches plus spécifiques sont nécessaires pour obtenir des informations résolues dans le temps et l'espace sur la distribution de

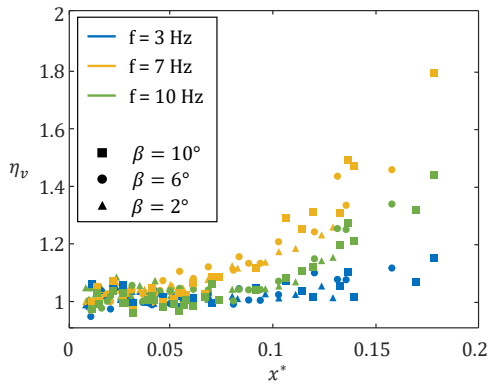


Figure 5 : Évolution du facteur d'efficacité η_v obtenu expérimentalement avec la distance sans dimension x^* . Les données couvrent la totalité des valeurs étudiées de Re , β et f .

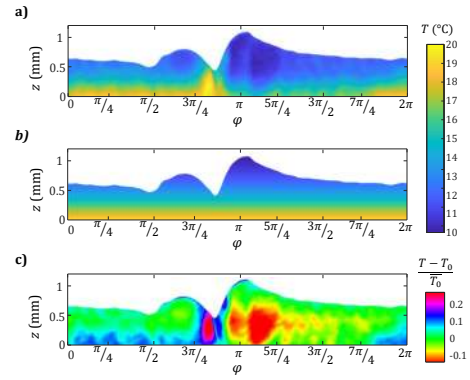


Figure 6 : Champ de température T dans le film obtenu par la technique de mesure PLIF (a) et le champ de température correspondant T_{Nu} calculé avec la solution de Nusselt extrapolée dans l'hypothèse d'une diffusion pure dans la direction transversale (b). La différence normalisée entre T et T_{Nu} est indiquée en (c). Les résultats correspondent à $Re = 200$, $\beta = 10^\circ$, $x = 180$ mm, $f = 10$ Hz et $T_i = 10$ °C.

la température interne. La section suivante traite de l'identification des zones les plus actives dans le processus de mélange. Des observations préalables du champ de température à l'intérieur des vagues ont été rapportées par [2] qui ont développé la technique d'imagerie PLIF également employée dans la présente étude. Ici, une tentative est faite pour caractériser le mélange sur une base plus quantitative. À cette fin, les champs de température expérimentaux sont comparés à la solution de Nusselt décrite précédemment. Dans une première étape, l'équation de la chaleur (2) est résolue numériquement dans les coordonnées sans dimension (x^* , z^*) en utilisant $\bar{\delta}$ comme longueur de référence dans le calcul de x^* et z^* (Équation (1)). Cette équation implique un champ de vitesse non perturbé par les ondes et un film, qui a la même épaisseur en moyenne. La solution obtenue avec les conditions aux limites (3) n'est valable que pour $0 \leq z^* \leq 1$. Pour être comparée aux expériences, cette solution doit être extrapolée dans les bosses d'onde où $z \geq \bar{\delta}$. En pratique, une interpolation polynomiale d'ordre 2 est utilisée afin de ne pas avoir de discontinuité de la température et du flux thermique à la connexion en $z^* = 1$. Cela permet d'avoir une dérivée nulle pour la température à la surface du film. Un exemple d'une telle reconstruction de température est présenté sur la Fig. 6.b pour un film liquide correspondant à $Re = 200$, $\beta = 10^\circ$, $x = 180$ mm, $f = 10$ Hz et $T_i = 10^\circ\text{C}$, qui entre dans la catégorie ci-dessus d'un mélange localisé. L'écart entre le champ de température théorique, dérivé de la solution de Nusselt (noté T_{Nu}) et le champ de température expérimental (noté T_{exp}), peut être utilisé pour mettre en évidence les régions du film où le mélange a une influence sur la distribution de température. Pour l'exemple présenté dans la Fig. 6, le mélange concerne principalement trois régions : Le creux capillaire, où l'on peut observer une poche de liquide à une température plus élevée. Un mécanisme similaire à celui de la séparation des flux mis en évidence par Dietze et Kneer [8] peut expliquer la formation d'un tel processus pour améliorer le transfert de chaleur. Sous la bosse de l'onde principale se trouve une région de liquide plus froid. Dans la région inter-ondes (pour $0 \leq \varphi \leq 3\pi/4$ et $7\pi/4 \leq \varphi \leq 2\pi$), une couche de liquide légèrement plus chaude est observée à proximité de la paroi. Cette région est reliée à la région encore plus chaude du creux capillaire mentionné ci-dessus. Les résultats suggèrent un processus cyclique où la couche limite thermique est réinitialisée chaque fois qu'il y a une interférence avec l'onde principale et se redéveloppe ensuite dans la région inter-vagues.

5. Conclusions

En utilisant différents arrangements optiques, la technique de fluorescence induite par laser à deux couleurs peut fournir soit des mesures planes du champ de température dans des films liquides ondulés, soit des mesures ponctuelles de la température moyenne sur l'épaisseur du film. La combinaison de ces mesures avec celles de la hauteur du film, et de la température de la paroi, fournit des données précieuses pour quantifier le transfert de chaleur via le coefficient de transfert de chaleur et donc le nombre de Nusselt.

Une comparaison avec la solution de Nusselt, qui considère un transfert de chaleur purement diffusif dans la direction perpendiculaire à l'écoulement à l'intérieur d'un film plat, peut être utilisée pour évaluer l'augmentation moyenne dans le temps du transfert de chaleur à travers le mélange induit par les vagues à l'intérieur des films ondulés. Une hauteur et une distance critiques des ondes par rapport à l'entrée de l'écoulement (environ 0,05 fois le produit de l'épaisseur du film et du nombre de Peclet de l'écoulement) sont nécessaires pour observer une déviation significative de la couche limite thermique par rapport à la solution de Nusselt, qui se développe sur la paroi chauffée. Les ondes avec les crêtes les plus prononcées et les creux capillaires sont les plus efficaces en termes de promotion du mélange thermique. Les effets du nombre de Reynolds et de l'inclinaison de la paroi peuvent être pris en compte en introduisant une distance sans dimension et une température normalisée, calculée sur la base de l'épaisseur moyenne du film dans le temps.

En supposant une extrapolation spatiale de la solution de Nusselt jusqu'aux crêtes des vagues, il est également possible d'identifier les régions où le mélange induit un changement significatif de la température (jusqu'à 25%). La méthode peut être appliquée pour la comparaison avec les images expérimentales de température, ou avec les mesures de température moyenne en volume, même si l'analyse est moins simple dans ce cas. Les résultats révèlent que le mélange commence à partir des creux capillaires principaux et près de la paroi juste en dessous de la bosse de l'onde principale, puis s'étend progressivement et se propage à d'autres régions du film.

Références

- [1] R. Collignon, O. Caballina, F. Lemoine, G. Castanet, Simultaneous temperature and thickness measurements of falling liquid films by laser-induced fluorescence, *Experiments in Fluids*, 63 (2022), 68.
- [2] R. Collignon, O. Caballina, F. Lemoine, G. Castanet, Temperature distribution in the cross section of wavy and falling thin liquid films, *Experiments in Fluids*, 62 (2021), 115.
- [3] G. Dietze, A. Leefken, R. Kneer, Investigation of the backflow phenomenon in falling liquid films, *Journal of Fluid Mechanics*, 595 (2008), 435-459.
- [4] M. Chhay, D. Dutykh, M. Gisclon, C. Ruyer-Quil, New asymptotic heat transfer model in thin liquid films, *Applied Mathematical Modelling*, 48 (2017), 844-859.
- [5] H. Yu, T. Gambaryan-Roisman, P. Stephan, Numerical Simulations of Hydrodynamics and Heat Transfer in Wavy Falling Liquid Films on Vertical and Inclined Walls, *Journal of Heat Transfer*, 235 (2013).
- [6] C. Markides, R. Mathi, A. Charogiannis, An experimental study of spatiotemporally resolved heat transfer in thin liquid-film flows falling over an inclined heated foil, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 92 (2016), 872-888.
- [7] O. Kabov, B. Scheid, I. Sharina, J. Legros, Heat transfer and rivulet structures formation in a falling thin liquid film locally heated, *International Journal of Thermal Sciences*, 41 (2002), 664-672.
- [8] G. Dietze, R. Kneer, Flow separation in falling liquid films, *Frontiers in Heat and Mass Transfer*, 2 (2011).

Remerciements

Ce travail a été financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) dans le cadre du projet FRAISE (Film Ruisselants à Instabilités de Surface : Exploration, AAP-2016).

Thermal rectification of thermal diode based on VO₂ under transient Dirichlet conditions

Cagatay HARATOKA*, Karl JOULAIN, Younès EZZAHRI

Institut Pprime, CNRS, Université de Poitiers, ISAE-ENSMA
F-86962 Futuroscope Chasseneuil (France)

*(Corresponding author: cagatay.haratoka01@univ-poitiers.fr)

Abstract - In this study, we focused on the main thermal control element, which is the thermal diode and considered its operation in the conductive heat transfer regime. The thermal rectification of a thermal diode made of VO₂ and SiO₂, is investigated by changing various parameters under Dirichlet boundary conditions. We found that the thermal rectification factor can rise to very high values during the transient process before reaching steady-state conditions. Thus, the study of the thermal diode behaviour under transient conditions is very promising for a better control of practical thermal systems.

1. Introduction

Thermal management is becoming one of the most important engineering endeavours and it is essential to keep the temperature within a certain level for various applications for both performance and safety such as photovoltaic panels [1], batteries [2], thermal storage systems [3]. The thermal diode, which is analogous to the electronic diode, is an encouraging device to generate thermal rectification for thermal management. It is a two-terminal system that rectifies the heat flux depending on the direction of the temperature gradient between the boundaries of the two terminals [4]. Thermal rectification is a process that occurs when the heat flux depends on the direction of the temperature gradient [5]. The topic was firstly studied in 1936 by Starr [6]. Among thermal rectification devices, researches on thermal diodes have dramatically increased in the past decade [4]. Thermal diodes based on phase change materials (PCM) are a beneficial alternative to obtain efficient thermal rectification. Among PCMs, VO₂, which is one of the most popular PCMs, has recently drawn great attention thanks to its close critical transition temperature to room temperature. VO₂ shows monoclinic and tetragonal-rutile crystalline structures below and above the critical temperature, $T_c = 341$ K, respectively [7]. Metallic phase results in high thermal conductivity above T_c , whereas dielectric phase results in low thermal conductivity below it [8].

In the literature, available studies mostly focused on exploring conductive thermal rectification under steady-state conditions. Yang et al. [9] modelled a thermal diode that consists of two materials with linear temperature-dependent thermal conductivities based on Fourier's law of heat conduction and carried out a study to optimize the thermal rectification. They obtained a maximum rectification ratio of 0.5 [9]. However, reaching this high rectification ratio is difficult and costly, because there is a need for a high temperature difference more than 100 K to obtain it [9]. As a practical advantage of PCMs, this drawback can be overcome thanks to their thermal conductivity alteration to some extent. Thus, there are detailed investigations especially on VO₂ to use in thermal diodes as a single PCM or combination with another PCM [10, 11, 12]. Ordonez-Miranda et al. [11] examined a thermal diode with a single PCM, they examined VO₂ and nitinol under steady-state conditions. They reached 19.7% of thermal rectification and concluded that a higher thermal conductivity contrast, smaller thermal hysteresis and faster phase

transition can generate higher thermal rectification. Moreover, Kasali et al. [10] theoretically investigated the thermal diode that was made by two PCMs as the combination of VO₂ and Polyethylene. In their study, they reached a thermal rectification of 60%. Later, they analysed the diode geometry. They obtained a thermal rectification of 63.5% and 63.2% for spherical and cylindrical thermal diodes, respectively, that were made by VO₂ and Polyethylene [12].

Nevertheless, not much effort has been devoted to the study of conductive thermal rectification under transient conditions. The latter needs to be well understood to be able to utilize thermal components practically and efficiently. Herrera et al. [13] published the first study related to thermal diodes under transient conditions. They calculated the thermal rectification of thermal diodes whose thermal conductivity varies linearly with temperature by applying finite difference method. Also, they introduced time-dependent thermal rectification factor and observed a higher rectification factor under transient conditions [13]. Klinar et al. [14] carried out a numerical study to investigate the influence of a thermal diode in a magnetocaloric refrigeration device. They analyzed various temperature dependent thermal conductivity profiles and observed that the thermal rectification reaches higher values under transient conditions than steady-state conditions.

There are many studies that examine the thermal rectification of thermal diodes in steady-state conditions and the interest for transient analysis is increasing. However, we have not encountered any prior work that studied thermal diodes while considering properties of VO₂ in full aspects under transient conditions. Therefore, the objective as well as the novelty of this study is to investigate a thermal diode based on a single PCM, under transient conditions. The thermal diode is made of VO₂ and SiO₂ and we consider Dirichlet boundary conditions to be applied. The thermal conductivity and specific heat of VO₂ depend strongly on temperature, mainly in the vicinity of the critical transition temperature. On the other hand, the thermal conductivity and specific heat of SiO₂ are constant. The thermal rectification of the thermal diode is investigated in detail by changing different parameters.

2. Theoretical modelling

We consider a thermal diode that is made of a PCM and non-PCM in this study as stated before. There is a heat exchange between the two thermal baths due to their temperature difference $T_h - T_c$, as illustrated in Fig.1. The heat flux flows from the PCM to the non-PCM in the forward configuration. Conversely, it flows in the opposite direction in the backward configuration. Heat fluxes in forward and backward configurations are driven by the thermal conductivities of the PCM and non-PCM. The total length of the model is $2l$ and both materials have equal lengths, which mean half of the total length, as shown in Fig.1.

2.1. Nondimensionalization of the transient process

The nonlinear heat diffusion equation for VO₂ is given by:

$$\rho_v c_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[k(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (1)$$

The thermal conductivity, $k(T)$, and specific heat capacity, $c_p(T)$, of VO₂ vary with temperature. The thermal conductivity of VO₂ can be described using the following equation [11]:

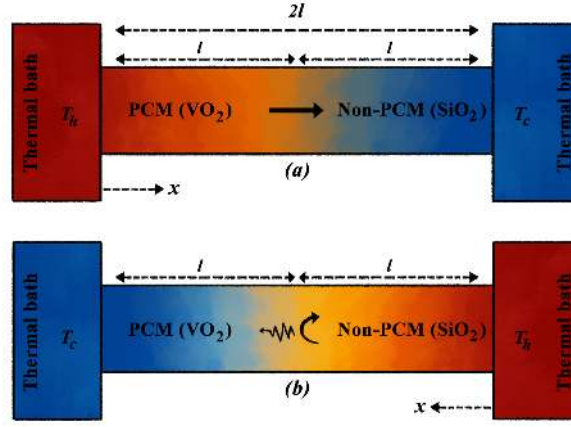


Figure 1 : Schematic representation of the studied thermal diode in the forward and backward configurations

$$k(T) = k_d + \frac{k_m - k_d}{1 + e^{-\beta(T-T_o)}} \quad (2)$$

where k_d and k_m represent the thermal conductivity of VO_2 in the dielectric and metallic phases, respectively. T_o is the phase transition temperature and β is the phase transition slope. The values of these parameters are as follows: $3.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ for k_d , $6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ for k_m and 1.6 K^{-1} for β . In addition, T_o takes the values 342.9 K and 334.9 K during the heating and cooling processes respectively due to 8 K hysteresis effect of VO_2 between these processes [11].

As reported in Ref [15], the expression of the specific heat capacity of VO_2 is given by:

$$c_p(T) = c_d(T) + T \frac{\alpha^2}{\rho_v \kappa} + L_n \frac{\partial f}{\partial T} \quad (3)$$

where c_d , ρ_v , α , κ , L_n represent the specific heat capacity predicted by Debye Model, density of VO_2 , coefficient of thermal expansion, isothermal compressibility and latent heat, respectively. Since the variation of c_d within the range of BCs is negligibly small, we assume it to be constant and we take the average of the values of c_d at the BC temperatures as $0.704 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Moreover, ρ_v of VO_2 changes according to its crystalline structure. However, for simplicity sake throughout the study, we assume ρ_v to be also constant and we take the average of the values of the dielectric monoclinic and metallic tetragonal-rutile crystalline structures as 4612 kg.m^{-3} . L_n equals 51.45 kJ.kg^{-1} for the heating process of VO_2 [16] and we assume the same value for the cooling process. As explained in the study of Ordonez-Miranda et al. [15], the second term in the right side of Eq.3 can be neglected, because the values of this term are much smaller than the values of c_d within the phase transition temperatures. Thus, its contribution is neglected throughout the study. The temperature behaviours of the thermal conductivity and specific heat capacity of VO_2 are reported in Figs.2(a) and 2(b), respectively.

Eq.1 can be nondimensionalized as

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_d} \left[1 + \frac{L_n}{c_d \Delta T_o} \frac{\partial f}{\partial \theta} \right] \frac{\partial \theta}{\partial t^*} = \frac{\partial}{\partial x^*} \left\{ [1 + (k_r - 1) f(\theta)] \frac{\partial \theta}{\partial x^*} \right\} \quad (4)$$

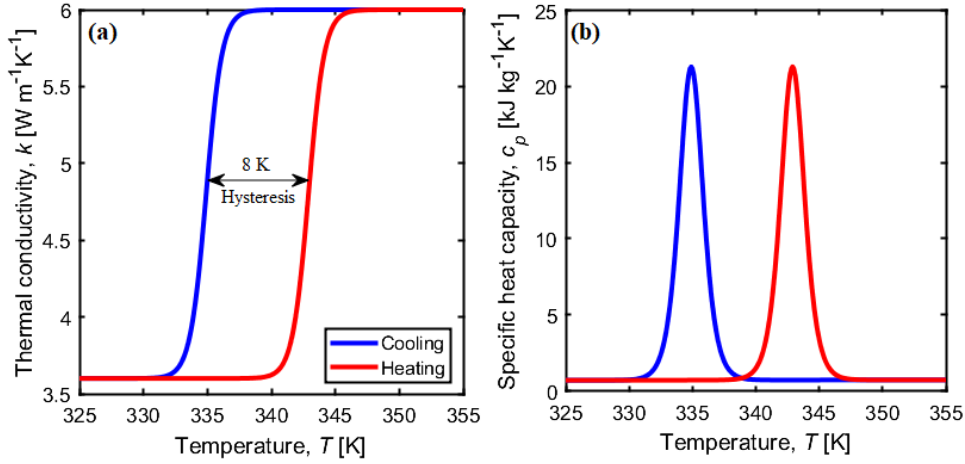


Figure 2 : Computed behaviours of the (a) thermal conductivity and (b) specific heat capacity of VO_2 as functions of temperature

where the dimensionless temperature is defined by $\theta = (T - T_o)/\Delta T_o$, the dimensionless length by $x^* = x/l$ and the dimensionless time by $t^* = \bar{\alpha}t/l^2$. ΔT_o is the difference between the transition temperatures of heating and cooling processes: $\Delta T_o = T_{oh} - T_{oc}$. $\bar{\alpha}$ is the average thermal diffusivity between the one of the dielectric structure of VO_2 and SiO_2 , which is $\bar{\alpha} = (\alpha_d + \alpha_s)/2$. α_d and α_s represent the thermal diffusivity of the dielectric structure of VO_2 and SiO_2 , respectively. They are given by $\alpha_d = k_d/(\rho_v c_d)$ and $\alpha_s = k_s/(\rho_s c_s)$. ρ_v and ρ_s are the densities of VO_2 and SiO_2 in order. The thermal conductivity, k_s , specific heat capacity, c_s , and density, ρ_s , of SiO_2 are $1.5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $0.73 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ and 2650 kg.m^{-3} , respectively. $k_r = k_m/k_d$ and $f(\theta)$ is expressed as $f(\theta) = [1 + e^{-\beta\Delta T_o\theta}]^{-1}$.

Moreover, the heat diffusion equation in SiO_2 , whose thermal conductivity and specific heat capacity does not vary with temperature, can be nondimensionalized as

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_s} \frac{\partial \theta}{\partial t^*} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^{*2}} \quad (5)$$

Eq.(4-5) are numerically solved by using implicit finite difference method and discretized in time and space for many nodes. Finally, the nondimensional heat flux density can be evaluated by using Eq.6 and Eq.7 for forward and backward configurations.

$$\phi_+^* = -k_s \frac{\partial \theta}{\partial x^*} \quad (6)$$

$$\phi_-^* = -k_d [1 + (k_r - 1) f(\theta)] \frac{\partial \theta}{\partial x^*} \quad (7)$$

where + and - signs represent forward and backward fluxes, respectively.

2.2. Thermal rectification analysis

In the absence of an internal heat source, the heat flux remains constant throughout the system under steady-state conditions. Therefore, thermal rectification can be calculated using the ratio of the difference between forward and backward heat fluxes to the maximum heat

flux between the two configurations. However, this is not valid for transient conditions as emphasized by Herrera et al. [13], because heat flux can vary throughout the system under these conditions. Thus, we analysed the thermal rectification on the basis of the heat flux density at the cold end by considering the fact that heat spontaneously moves from the hot side to the cold side according to the second law of thermodynamics. Consequently, we define the thermal rectification as

$$R(t^*) = \frac{|\phi_+^* - \phi_-^*|}{\max(\phi_+^*, \phi_-^*)} \quad (8)$$

R_{max} , which is one of the metrics proposed by Herrera et al. [13] to evaluate the thermal rectification, is also investigated throughout the study and it represents the maximum thermal rectification factor.

3. Results and discussion

In our analysis of the time dependent thermal rectification behaviour of the suggested VO₂ based thermal diode under transient Dirichlet conditions, we assume $T_h = 354$ K and $T_c = 324$ K and we explore the consequences of two initial conditions: $T(t = 0) = T_c$ leading to a heating process of the full system and $T(t = 0) = T_h$ which leads to a cooling process. We investigate the impact of varying three different parameters; β , L_n and the ratio k_r . During the study, only one parameter is changed in each analysis and the rest is kept unchanged. We consider five different cases for each parameter as shown in Table 1.

	β K ⁻¹	L_n kJ.kg ⁻¹	k_r
(i)	0.5	66.89(+30%)	1.2
(ii)	1	59.17(+15%)	1.5
(iii)	1.6	51.45	1.667
(iv)	3	43.73(-15%)	3
(v)	5	36.02(-30%)	5

Table 1 : Investigated parameters and cases

As expressed by Eqs.2 and 3, the thermal conductivity k and specific heat capacity c_p of VO₂, depends strongly on the parameter β . The variation of this parameter affects considerably the temperature profile of these two properties. Indeed, by decreasing β , the jump from the dielectric value k_d to the metallic value k_m become less steep and the amplitude of c_p decreases. On other hand, sharper transition behaviour occurs in k and higher c_p are observed when β increases. We report in Figs.3, the computed time behaviours of the normalized heat flux density (ratio of the heat flux density to the quantity $\Delta T_o/l$) at the cold boundary [Figs.3(a) and 3(c)] and the thermal rectification factor [Figs.3(b) and 3(d)] in the forward and backward configurations for both the heating [Figs.3(a) and 3(b)] and cooling [Figs.3(c) and 3(d)] processes of the full thermal diode. The general trend is the same for the different values of β in each process and each configuration. In the heating process, the normalized heat flux density increases with time to saturate at the steady-state values for both forward and backward configuration, while there is a decreasing behaviour in the cooling process. The behaviour of the thermal rectification factor R shows interesting features, which are consequences of the behaviour of the normalized heat flux densities in the forward and backward configurations for each process.

In both the heating and cooling processes, R manifests a maximum R_{max} , goes to zero, then increases again to reach the steady-state value. R_{max} has a higher amplitude and occurs in early times in the cooling process in comparison to the heating process. The time at which R vanishes in the cooling process is almost double the one for the heating process. Interestingly also, is the fact that varying β affects more R_{max} in the heating process and the time of R vanishing in the cooling process, in comparison to the opposite process, respectively. The effect of β becomes less pronounced in the steady-state regime.

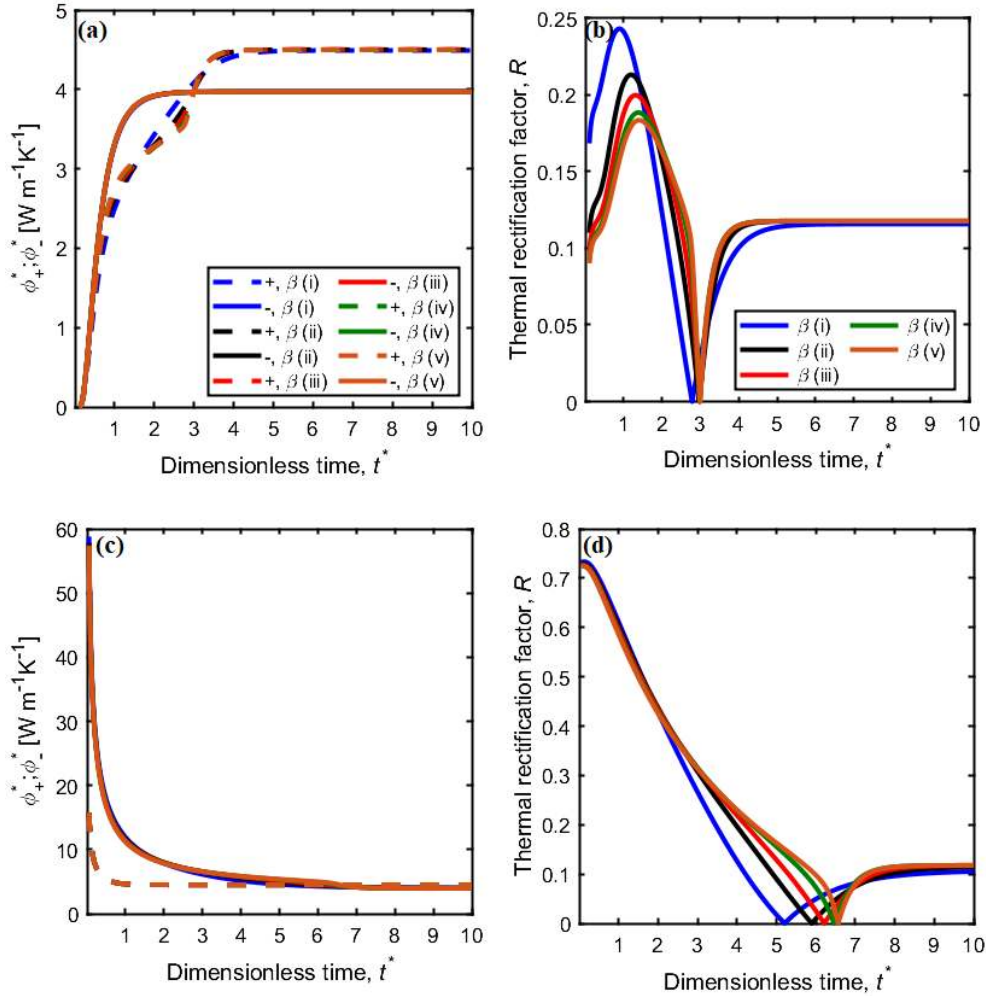


Figure 3 : Computed time behaviours of the normalized heat flux density and thermal rectification factor in the heating [(a) and (b)] and cooling [(c) and (d)] processes, respectively, for different values of the parameter β

The specific heat capacity c_p has a direct effect on heat transfer under transient conditions. In the case of VO₂ and as we discussed it above, the latent heat L_n plays a key role in the behaviour of c_p . We report in Figs.4(a) and 4(b), the computed time behaviours of the thermal rectification factor R in the heating and cooling processes, respectively, for different values of L_n . The main features in the time profile of R , are almost similar to the ones shown in Figs.3(b) and 3(d). While varying L_n affects more R_{max} in the heating process than in the cooling process similarly to the effect of β , it influences the time at which R vanishes in both processes. In the steady-state regime, the effect of L_n disappears and all the curves collapse on each other as expected. c_p has no impact on the heat transfer under steady-state conditions.

The third and last parameter we considered in our study is the ratio of the thermal conduc-

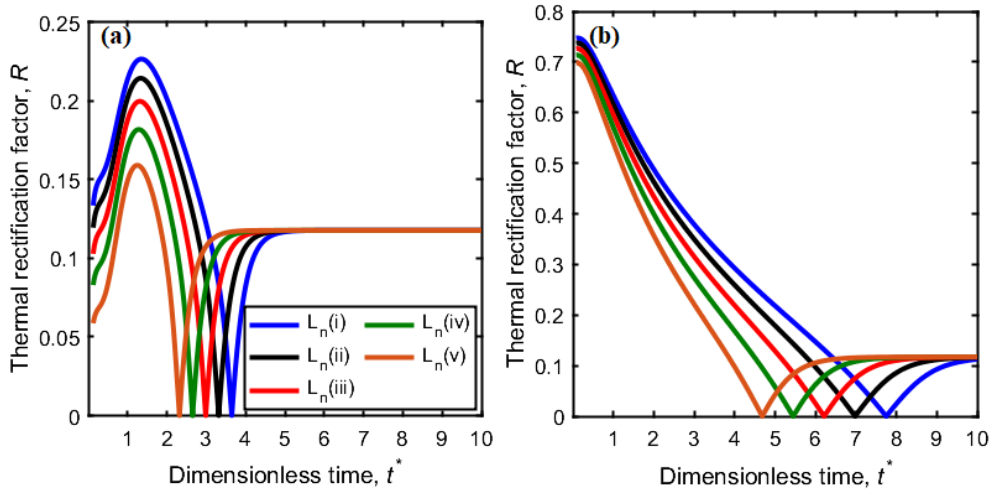


Figure 4 : Computed time behaviours of the thermal rectification factor in the heating (a) and cooling (b) processes, for different value of the parameter L_n

tivity of the metallic and dielectric phases of VO_2 , k_r . We show the computed time behaviours of the thermal rectification factor R in the heating and cooling processes, in Figs.5(a) and 5(b), respectively, for different values of k_r . While in the cooling process, the features remain similar to the case of varying β and L_n , the time profiles of R in the heating process manifest interesting additional features depending on the value of k_r . Varying k_r impacts strongly the entire time profile of R spanning from the transient regime to the steady-state regime.

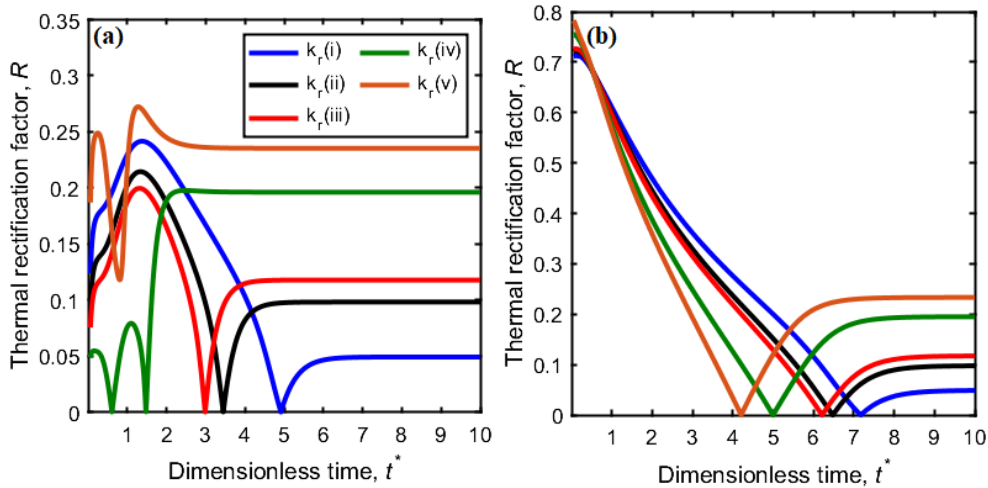


Figure 5 : Computed time behaviours of the thermal rectification factor in the heating (a) and cooling (b) processes, for different value of the parameter k_r

4. Conclusion

To summarize the merit of this study; we have not come across a study that examines thermal diodes with considering properties of VO_2 in full aspects under transient conditions. The studies in the literature are generally made based on simplified assumptions regarding the temperature dependent behaviour of thermal conductivity and specific heat capacity or conducted under steady-state conditions. In this study, we have theoretically analyzed the thermal rectifi-

cation factor of a thermal diode that is made of VO₂ and SiO₂ considering Dirichlet boundary conditions under transient conditions.

We have examined various parameters that affect the thermal rectification under transient conditions. It has been shown that thermal conductivity and specific heat capacity have a major impact on the behaviour of the thermal rectification under transient conditions. Moreover, although transient studies are not considered enough in the literature, we observed higher thermal rectification under transient conditions than steady-state conditions in almost all parameters. Considering the reasonable outcomes of this theoretical study, further research should be conducted on thermal diodes especially under transient conditions in order to demonstrate the full benefits of the transient analysis for a better control of practical thermal systems.

References

- [1] M. Browne, B. Norton, S. McCormack, Phase change materials for photovoltaic thermal management, *Renew. Sust. Energ. Rev.*, 47 (2015) 762-782.
- [2] Z. Rao, S. Wang, A review of power battery thermal energy management, *Renew. Sust. Energ. Rev.*, 15 (9) (2011) 4554-4571.
- [3] A. Pasupathy, R. Velraj, R. Seeniraj, Phase change material-based building architecture for thermal management in residential and commercial establishments, *Renew. Sust. Energ. Rev.*, 12 (1) (2008) 39-64.
- [4] M. Wong, C. Tso, T. Ho, H. Lee, A review of state of the art thermal diodes and their potential applications, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 164 (2021) 120607.
- [5] N. Roberts, D. Walker, A review of thermal rectification observations and models in solid materials, *Int. J. Therm. Sci.*, 50 (5) (2011) 648-662.
- [6] C. Starr, The copper oxide rectifier, *Phys.*, 7 (1) (1936) 15-19.
- [7] F. J. Morin, Oxides which show a metal-to-insulator transition at the neel temperature, *Phys. Rev. Lett.*, 3 (1959) 34-36.
- [8] D.-W. Oh, C. Ko, S. Ramanathan, D. G. Cahill, Thermal conductivity and dynamic heat capacity across the metal-insulator transition in thin film vo₂, *Appl. Phys. Lett.*, 96 (15) (2010) 151906.
- [9] Y. Yang, H. Chen, H. Wang, N. Li, L. Zhang, Optimal thermal rectification of heterojunctions under fourier law, *Phys. Rev. E*, 98 (2018) 042131.
- [10] S. O. Kasali, J. Ordonez-Miranda, K. Joulain, Conductive thermal diode based on two phase-change materials, *Int. J. Therm. Sci.*, 153 (2020) 106393.
- [11] J. Ordonez-Miranda, J. M. Hill, K. Joulain, Y. Ezzahri, J. Drevillon, Conductive thermal diode based on the thermal hysteresis of vo₂ and nitinol, *J. Appl. Phys.*, 123 (8) (2018) 085102.
- [12] S. O. Kasali, J. Ordonez-Miranda, K. Alaili, K. Joulain, Spherical and cylindrical conductive thermal diodes based on two phase-change materials, *Z. Naturforsch. A*, 77 (2) (2022) 181-190.
- [13] F. A. Herrera, T. Luo, D. B. Go, Thermal Rectification Under Transient Conditions: The Role of Thermal Capacitance and Thermal Conductivity, *J. Heat Transfer*, 139 (9) (2017) 091301.
- [14] K. Klinar, M. Muñoz Rojo, Z. Kutnjak, A. Kitanovski, Toward a solid-state thermal diode for room-temperature magnetocaloric energy conversion, *J. Appl. Phys.*, 127 (23) (2020) 234101.
- [15] J. Ordonez-Miranda, Y. Ezzahri, K. Joulain, J. Drevillon, J. J. Alvarado-Gil, Modeling of the electrical conductivity, thermal conductivity, and specific heat capacity of vo₂, *Phys. Rev. B*, 98 (2018) 075144.
- [16] C. N. Berglund, H. J. Guggenheim, Electronic properties of vo₂ near the semiconductor-metal transition, *Phys. Rev.*, 185 (1969) 1022-1033.

Etude expérimentale d'un procédé de refroidissement par jets d'eau combinés avec un écoulement d'air annulaire

Djamel Eddine GUERFI^{1, 2}, Alain SARDA², Denis EDELIN³, Stéphane ROUX³, Nadine ALLANIC², Damien LECOINTE¹

¹Nantes Université, IRT Jules Verne, F-44000 Nantes, France

² GEPEA Nantes Université, Oniris, CNRS, GEPEA, UMR 6144, F-44000 Nantes, France

³Nantes Université, CNRS, Laboratoire de thermique et énergie de Nantes, LTeN, UMR 6607, F-44000 Nantes, France

Résumé - Dans cette étude, le refroidissement par jets impactants d'un bloc d'acier avec un écoulement multiphasique a été étudié expérimentalement. En plus de l'impact des jets sur la surface, un écoulement d'air est imposé dans l'espace annulaire. Le but est d'étudier les effets de différents paramètres hydrodynamiques et aérodynamiques sur les transferts thermiques au contact de la paroi interne du bloc. Les paramètres étudiés sont le rapport des débits des fluides et le nombre de jets impactants. Les effets de la variation de chaque paramètre ont été étudiés non seulement sur le refroidissement de la paroi interne mais aussi sur l'homogénéité du refroidissement de la surface supérieure du bloc

NOMENCLATURE

c_p	Capacité thermique massique [J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	<i>Indices et exposants</i>	
\bar{h}	Coefficient d'échange moyen [W.m ⁻² .K ⁻¹]	a	Air
CHF	Critical heat flux [W.m ⁻²]	c	Canal
Q_v	Debit volumique[l.min ⁻¹]	e	Eau
\dot{m}	Débit massique [kg.s ⁻¹]	j	Jet
\bar{q}	Densité de flux thermique moyenne [W.m ⁻²]	exp	Expérimental
v	Vitesse d'écoulement [m.s ⁻¹]	p	Paroi
E_{moy}	Ecart moyen de températures [°C]	s	Surface
Re_e	Nombre de Reynolds de l'eau dans le tube central,	int	Intérieur
Re_j	Nombre de Reynolds des jets,	ext	Extérieur
Re_a	Nombre de Reynolds de l'air	glo	Globale
d_a	Diamètre hydraulique $d_{int\ c} - d_{ext\ t}$ [m]	mod	Model
d_j	Diamètre jet [m]	Y	Température ajustée [°C]
$d_{int\ t}$	Diamètre intérieur tube central d'eau [m]	lon	Longueur
T	Température [°C]	<i>Lettres grecques</i>	
		σ	Rapport des débits massiques

1 Introduction

La mise en forme de certains matériaux composites à matrice thermoplastique nécessite des températures de mise en œuvre élevées jusqu'à 450 °C. Ces matériaux sont souvent formés par la méthode de moulage par compression nécessitant une phase préalable de chauffage du moule, suivie par une phase de refroidissement. Dans les études menées par Yin et al [1] sur les effets de la densité de flux thermique sur la distribution des phases de l'eau le long d'un canal cylindrique, un refroidissement non-homogène ou trop rapide peut entraîner dans certains cas un retrait non maîtrisé de la pièce ou des fissures dans les pièces.

Afin de produire des pièces de haute qualité, un refroidissement contrôlé et homogène est primordial. Un nouveau concept, le « Smart Element of Cooling » (SEC) a été développé lors d'une collaboration GEPEA/IRT Jules Verne dans le cadre d'une thèse PERFORM soutenue par E. Agyeman [2]. La piste envisagée pour résoudre les problématiques décrites était de remplacer l'approche de refroidissement qui consiste à imposer un écoulement d'eau dans une direction perpendiculaire à la surface du canal par un refroidissement par l'impact de la surface par des multiples jets d'eau combinés à un écoulement transverse d'air (cf. Fig. 1).

L'objectif de cette méthode est de minimiser les hétérogénéités engendrées par les changements d'état de l'eau le long des canaux afin d'améliorer l'homogénéité du champ de température des surfaces impactées.

Les jets impactants ont de nombreuses applications dans l'industrie aéronautique, électronique et dans la mise en œuvre des matériaux. Les jets d'air sont utilisés pour le refroidissement des aubes des turbines des moteurs d'avions et pour le chauffage des ailes d'avions pour empêcher la formation de glace sur leurs bords d'attaques [3]. Des jets d'eau et de fluides fluorocarbures sont utilisés pour la trempe des métaux pendant leur mise en œuvre et pour le refroidissement des pièces électroniques [4]. Les effets du nombre de Reynolds et de la distance entre l'orifice de la buse et la surface impactée pendant le refroidissement d'une plaque chaude ont été étudiés par Daniel Thibault [5]. En plus de la caractérisation des transferts thermiques par un jet, Lee et al. [6] ont étudié l'effet des interactions entre 2 jets à proximité l'un de l'autre sur les échanges thermiques sur une plaque d'acier rectangulaire. Ces études ont révélé qu'une distance de séparation entre les jets de 3 diamètres de jet assure le coefficient d'échange le plus élevé dans la zone de recouvrement où les fluides provenant des deux jets se rejoignent.

Ces études nous permettront de mieux comprendre les phénomènes qui se produisent lorsque des jets d'eau sont soumis à un écoulement d'air dans un espace confiné cylindrique et les effets de l'interaction multi fluidiques sur les transferts thermiques entre les jets et la paroi.

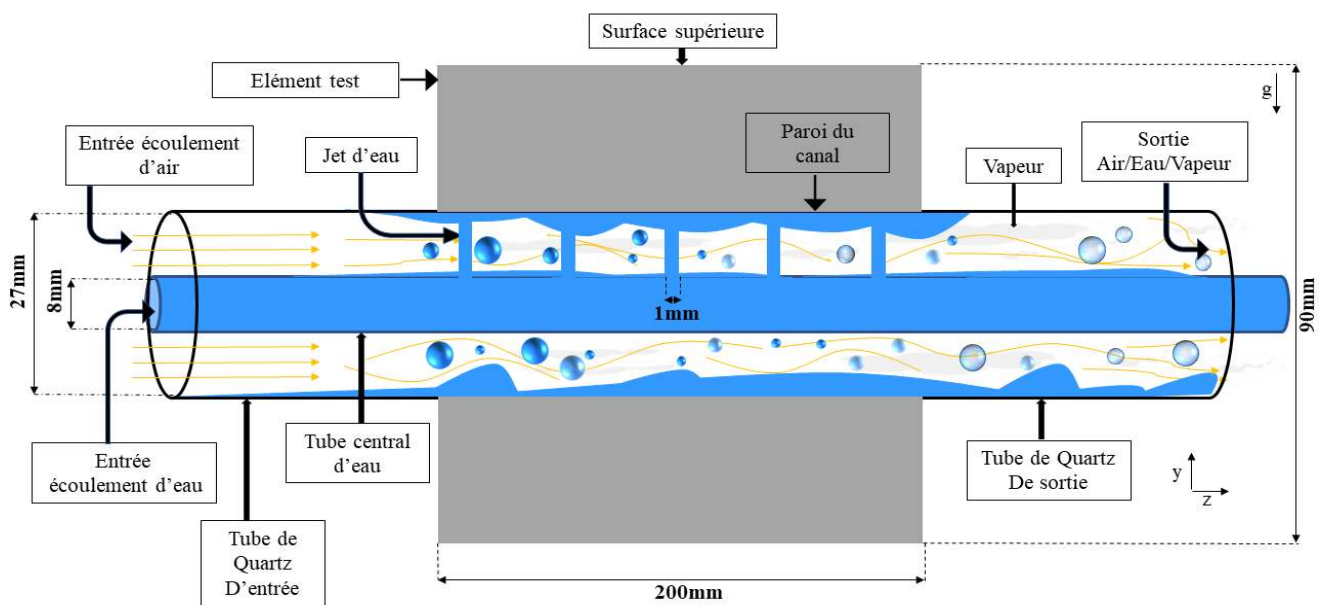


Figure 1 principe de la méthode de refroidissement (SEC)

2 Méthodologie expérimentale et traitement des données

2.1 Description du banc expérimental

Le SEC (Fig. 1) est constitué d'un bloc d'acier (*316L*) de dimensions $200\text{mm} \times 100\text{mm} \times 90\text{mm}$ avec un tube de quartz en amont qui conduit l'air vers l'entrée du canal percé alors que le tube en aval conduit le mélange eau/air/vapeur. Afin de générer les jets d'eau, un tube central est introduit coaxialement dans le canal percé dans le bloc d'acier. L'extrémité du tube central est bouchée pour diriger la totalité de l'eau vers les orifices.

Le protocole expérimental consiste à chauffer le bloc jusqu'à 320°C , avant de le laisser se refroidir par convection forcée avec un faible écoulement d'air (14 l.min^{-1}) dans l'espace annulaire et par convection entre la paroi et le tube central, jusqu'à ce que la température moyenne atteigne une valeur de 300°C . On démarre alors l'écoulement d'eau avec un débit continu Q_e .

Le **Tableau 1** présente les nombres de Reynolds des écoulements, on suppose que le débit global est uniformément distribué entre les orifices percés sur le tube central.

$Q_e (l \cdot min^{-1})$	$v_e (m \cdot s^{-1})$	Re_e	$v_j (m \cdot s^{-1})$	Re_j	$Q_a (l \cdot min^{-1})$	$v_a (m \cdot s^{-1})$	Re_a
0,45	0,14	1200	1,36	1400	40	2,9	3500
1,4	0,46	3700	4,25	4250	350	25,7	30000
2,6	0,86	7000	7,9	8000			

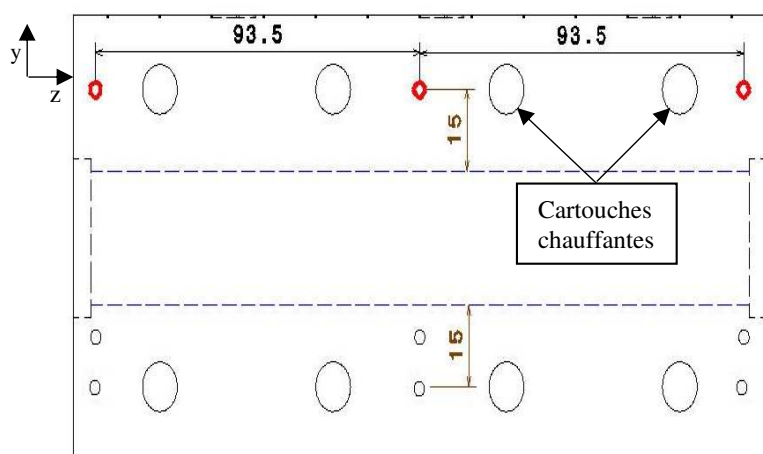
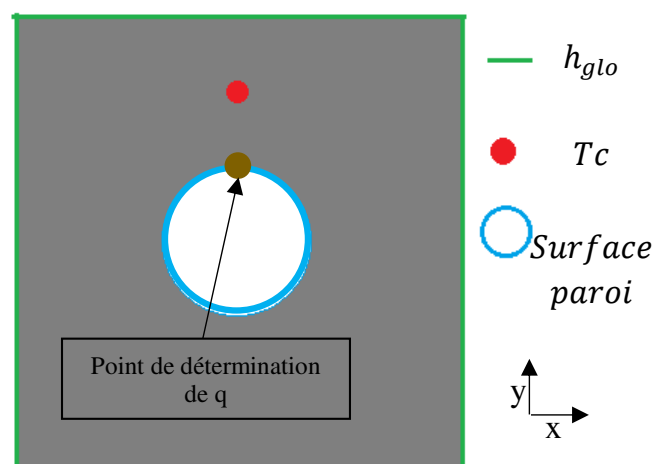
Tableau 1 Synthèse des expériences effectuées

Pour tous les essais, le diamètre des jets est $1mm$.

2.2 Identification des conditions de transfert thermiques à la paroi

La densité de flux thermique (q) transitoire traversant la paroi du canal et la température de paroi correspondante ont été déterminées par la méthode séquentielle de Beck [7] [2]. Les mesures expérimentales utilisées pour la méthode inverse sont les moyennes des températures mesurées par les 3 thermocouples insérés à $15mm$ de la surface supérieure du canal (cf. **Figure 2**). Le problème en 3D est réduit en un modèle en 2D en supposant que la valeur de q est uniformément distribuée sur toute la surface du canal (cf. **Figure 3**).

Afin de prendre en compte les pertes par convection naturel malgré la présence d'un isolant thermique en laine de silice avec un épaisseur de 30 mm ($SiO_2 + CaO + MgO$) faible conductivité de $0,036\text{ W} \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$, un coefficient d'échange global relativement faible de $1\text{ W} \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ a été imposé comme condition limite sur les frontières extérieures du modèle de l'élément test.


Figure 2 : position des thermocouples pour la méthode inverse

Figure 3 : Modèle numérique utilisé pour la méthode inverse

Afin d'améliorer la précision de la méthode inverse, la dépendance des propriétés thermiques de l'acier en fonction de la température extraite de la bibliographie [8] a été prise en compte. Les détails de la méthode inverse comme l'algorithme d'optimisation, l'influence des paramètres comme : le nombre pas de temps futurs, le pas de temps, les conditions limites et les incertitudes sur les valeurs de q calculés sont données dans les travaux antérieurs [2]

La validation de la méthode fait aussi l'objet d'une autre étude en cours avec une comparaison des valeurs de températures proches paroi déterminées par la méthode avec ceux mesurées expérimentalement. La méthode globale de discrétisation ne garantit pas le flux réel et les valeurs obtenus sont toujours plus petites que la littérature.

D'après la loi de Newton pour la convection forcée :

$$\bar{q} = \bar{h} \times (T_p - T_e) \quad (1)$$

On obtient

$$\bar{h} = \frac{\bar{q}}{T_p - T_e} \quad (2)$$

Où \bar{q} est la densité de flux thermique moyenne échangée avec la paroi, \bar{h} est le coefficient d'échange thermique entre le fluide et la paroi, T_p est la température de paroi, et T_e la température initiale de l'eau.

3 Résultats et analyses

3.1 Effet du rapport des débits

Le **Tableau 2** présente les valeurs des rapports des débits massiques entre le jet et l'air (**équation 3**).

$$\sigma = \frac{\dot{m}_j}{\dot{m}_a} \quad (3)$$

$Q_{\text{eau}} (\text{l} \cdot \text{min}^{-1})$	$\dot{m}_j (\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}) \cdot 10^{-3}$	$Q_a (\text{l} \cdot \text{min}^{-1})$	$\dot{m}_a (\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}) \cdot 10^{-3}$	σ
0,45	1,07	40	0,8	1,5
1,4	3,32	40	0,8	4
2,6	6,17	40	0,8	8
1,4	3,32	350	7,03	0,5
2,6	6,17	350	7,03	1

Tableau 2 Rapports des débits massiques entre l'eau et l'air

3.1.1 Vitesse de refroidissement et homogénéité thermique de la surface supérieure de l'élément test

Afin d'analyser la distribution de la température sur la surface supérieure de l'élément test, l'étude de l'homogénéité sera effectuée avec 13 thermocouples centraux uniformément distribués sur la longueur de la surface de l'élément test (cf. **figure 6**). Le critère utilisé pour évaluer l'homogénéité est l'écart moyen calculé par **l'équation 5**. Les températures mesurées au cours du temps **ont été ajustées** par **l'équation 4** afin d'éliminer les **écarts de température à l'état initial du refroidissement** qui varie entre 5 et 8°C

On note : pour $i=1, 2, 3, \dots, 13$

$$Y_i(t) = T_i(t) - T_i(t = 0) \quad (4)$$

Pour chaque pas de temps, l'écart moyen est calculé par l'expression suivante :

$$\text{Ecart moyen } (\bar{E}_{lon}(t)) = \frac{\sum_{i=1}^{12} \sum_{k=i+1}^{13} (|Y_i(t) - Y_k(t)|)}{x} \quad \text{Où } x = 78 \text{ est le nombre de différences.} \quad (5)$$

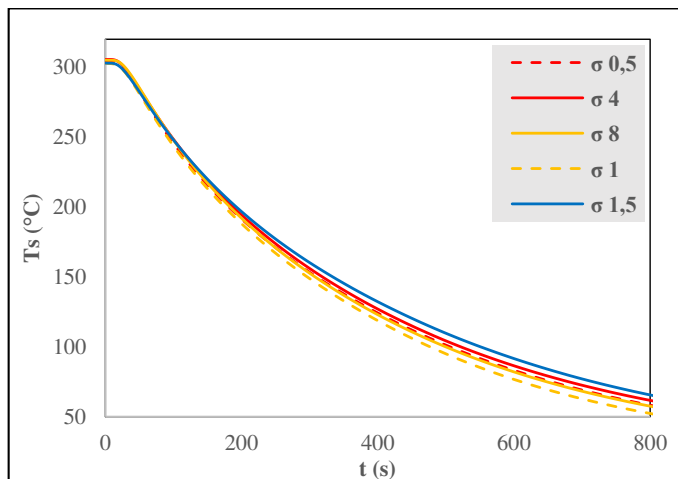


Figure 4 : Température moyenne de la surface supérieure en fonction du temps pour différents rapports de débits

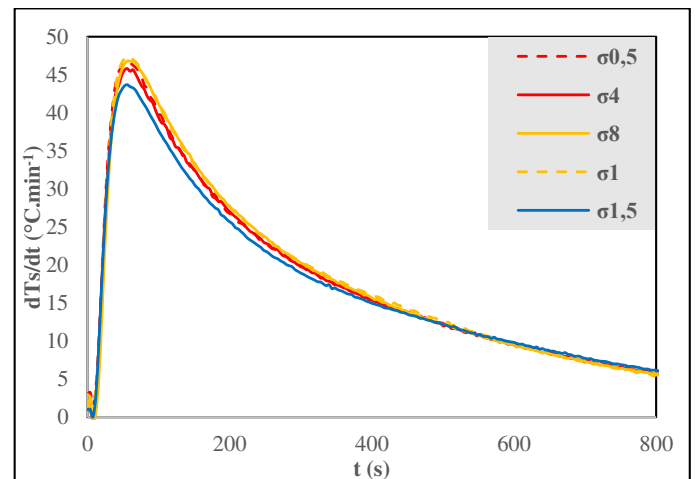


Figure 5 : Vitesse de refroidissement de la surface supérieure de l'élément test en fonction du temps pour différents rapports de débits

La **Figure 4** montre l'influence du changement du rapport de débits massiques sur l'évolution de la température moyenne de la surface supérieure de l'élément. Les évolutions sont similaires. La **Figure 5** montre l'évolution des vitesses de refroidissement pour chaque combinaison de débits. La vitesse maximale de 48 °C.min⁻¹ est atteinte pour $\sigma=1$ (grand débit d'air et grand débit d'eau) et une vitesse maximum de 43 °C.min⁻¹ atteinte pour un $\sigma=1,5$ (faible débit d'eau).

L'augmentation du débit d'air fait augmenter la vitesse de refroidissement maximale de $1^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$. L'augmentation du débit d'eau induit une augmentation de la vitesse de refroidissement jusqu'à $4^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$. Ceci est dû au fait que pour les diamètres des orifices fixes, augmenter le débit d'eau augmente aussi la vitesse des jets [9]. De plus, les écarts entre les vitesses de refroidissement diminuent au cours du temps et convergent après 400 s. Ceci pourrait s'expliquer par la transition du refroidissement de l'ébullition nucléée à la convection forcée qui a une plage de densité de flux thermique plus faible

La **figure 7** présente l'écart moyen calculé sur la longueur de la surface supérieure pour chaque rapport des débits. Elle révèle qu'avec un grand débit d'air, la diminution du débit d'eau améliore l'homogénéité sur la longueur de la surface supérieure. Par contre pour des combinaisons avec un faible écoulement d'air l'homogénéité est meilleure avec un faible écoulement d'eau

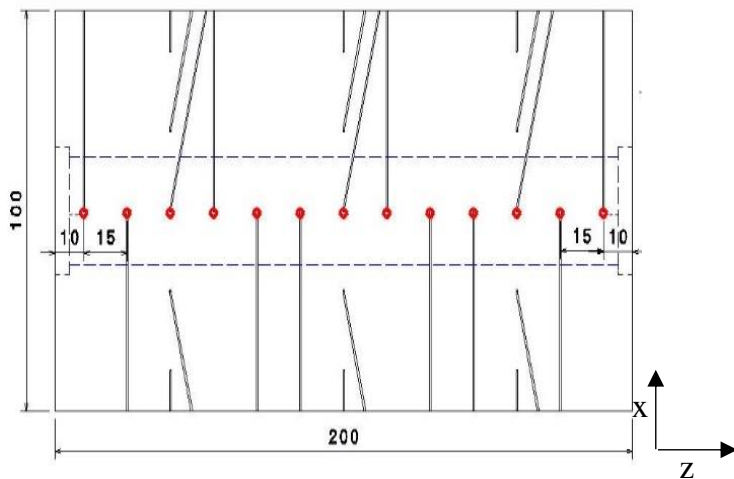


Figure 6 : Position des 13 thermocouples sur la longueur de la surface supérieure de l'élément test.

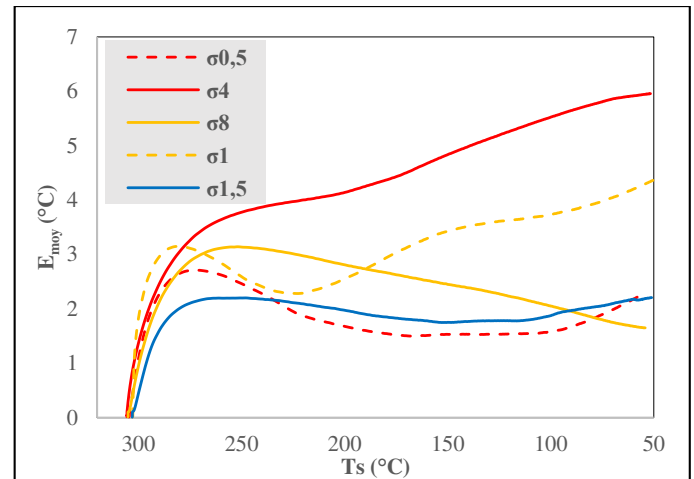


Figure 7 : Ecart moyen de température sur la longueur de la surface supérieure de l'élément test en fonction de la température moyenne de la surface

3.1.2 Echanges thermiques avec la paroi du canal de refroidissement

La **Figure 8** nous montre que la température de paroi a tendance à chuter plus rapidement au fur et à mesure que le débit d'eau augmente. Par contre, avec un débit d'eau faible on arrive à avoir un refroidissement plus intense au début du refroidissement. On remarque aussi que la vitesse de refroidissement diminue avec l'augmentation du débit d'air car ce dernier arrive plus facilement à chasser l'eau dans l'espace annulaire vers la sortie du canal ce qui diminue le temps d'échange thermique entre l'eau et la paroi [9].

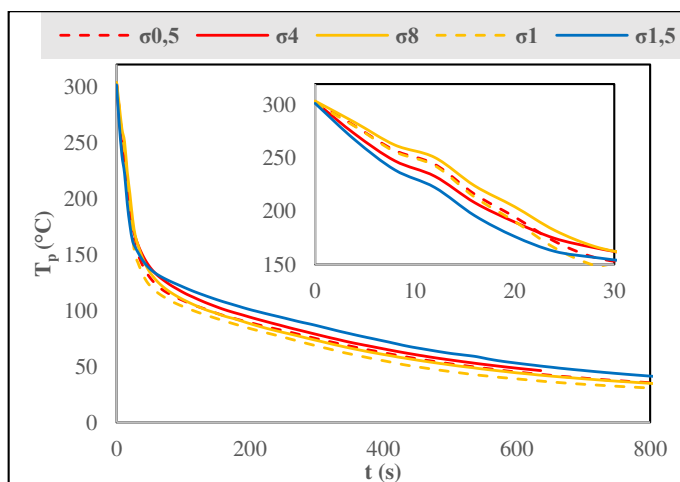


Figure 8 : Température de la paroi du canal de refroidissement pour différents rapports de débits

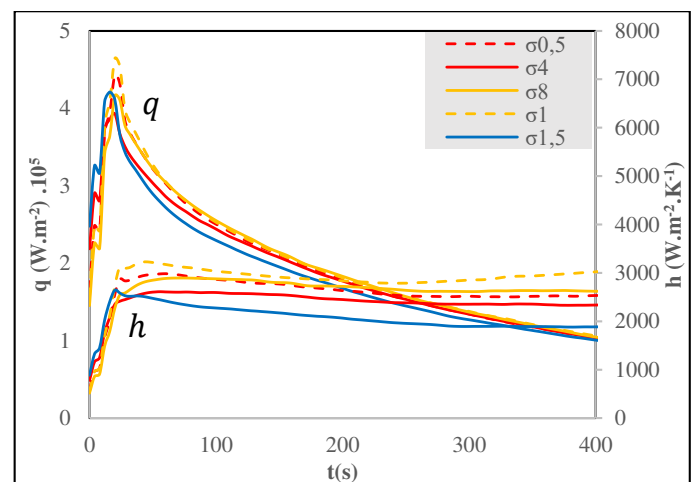


Figure 9 : Densité de flux thermique et coefficients d'échange thermique calculés pour différents rapports de débits

L'analyse des **figures 8 et 9** révèle que l'augmentation du débit d'eau accentue la densité de flux thermique échangée avec la paroi avec une augmentation du flux critique (CHF) de $3,90 \cdot 10^5 \text{ W.m}^{-2}$ pour un débit d'eau de $0,45 \text{ l.min}^{-1}$ à $4,64 \cdot 10^5 \text{ W.m}^{-2}$ pour un débit d'eau de $2,6 \text{ l.min}^{-1}$. et idem aussi pour le coefficient d'échange avec une augmentation de $2533 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ à $3284 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour les mêmes débits d'eau respectivement. On constate aussi que l'air a une influence sur les échanges thermiques avec la paroi avec une augmentation de la densité de flux thermique qui pourra atteindre $5 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2}$ pour un même débit d'eau.

Le dispositif ne permet pas de faire la distinction entre les modes de transferts présents dans l'espace annulaire mais l'analyse de la variation de la densité de flux thermique en fonction du temps sur la figure 9 qui suit la logique des courbes d'ébullition classique. On peut constater trois phases sur l'évolution de q : **(1)** Jusqu'à $t=20\text{s}$ q augmente, l'ébullition est transitoire. La surface de la paroi n'est pas complètement mouillée, des zones de la paroi sont recouvertes par de la vapeur. **(2)** Ensuite, on observe une baisse de la densité de flux thermique en raison de la baisse progressive de la température de paroi (**cf. Fig 8**). Le mode de transfert dominant est l'ébullition nucléée. **(3)** Lorsque la température de la paroi se rapproche de 100°C , il n'y a plus d'ébullition et les échanges se font par convection forcée.

3.2 Influence du changement du nombre de jets sur le refroidissement de l'élément test

Afin d'analyser l'effet du changement du nombre de jets, différentes configurations du tube central ont été testées (**cf. figure 10**). Le **Tableau 3** présente les paramètres expérimentaux des différentes expériences qui ont été effectuées. Les débits d'eau et d'air sont identiques.

Tube	$\dot{m}_j \text{ (kg.s}^{-1}\text{) } \cdot 10^{-3}$	$\dot{m}_a \text{ (kg.s}^{-1}\text{) } \cdot 10^{-3}$	σ
7 jets	3.32	0.8	4
19 jets	1.22	0.8	1.5
4 jets	5.82	0.8	7.3

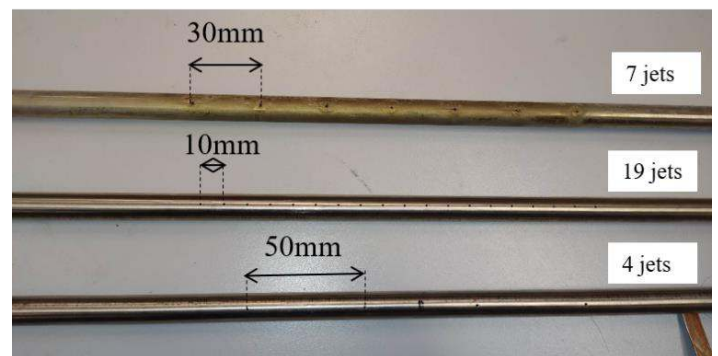


Figure 10: Tubes centraux utilisés avec différents nombres de jets.

Tableau 3 : Valeurs des rapports des débits massiques

Le nombre de jets a été choisi pour avoir des distances entre les jets de (10mm, 30mm et 50mm) afin de reprendre les études faites par Lee et al [6], et dans la littérature [9] et [10] avec des distances entre les jets de entre $10d_j$ et $50d_j$. Ces études malgré qu'ils se sont déroulés dans des conditions d'écoulements différentes (surface plane avec écoulement monophasique) ont démontré qu'un refroidissement relativement homogène d'une surface plane pouvait être acquis avec des lignes de jets espacés de façon optimale.

3.2.1 Effet du changement de nombre de jets sur la vitesse de refroidissement et l'homogénéité thermique de la surface supérieure de l'élément test

Les résultats de l'analyse de la vitesse de refroidissement de la surface supérieure avec un changement du nombre de jets (**figure 11**) montrent que cette variation n'a aucun effet significatif. Concernant l'homogénéité de la température sur la longueur de la surface supérieure de l'élément test illustré sur la **Figure 12**, la configuration avec 7 jets est plus favorable à l'homogénéité que les deux autres configurations. Ce résultat confirme les résultats obtenus dans la littérature [6], [9] et [10] qui affirment qu'une distance optimale doit exister entre les jets afin d'assurer un refroidissement homogène et sachant aussi que le débit global est constant ce qui fait que l'augmentation du nombre de jets diminue le flux par jet.

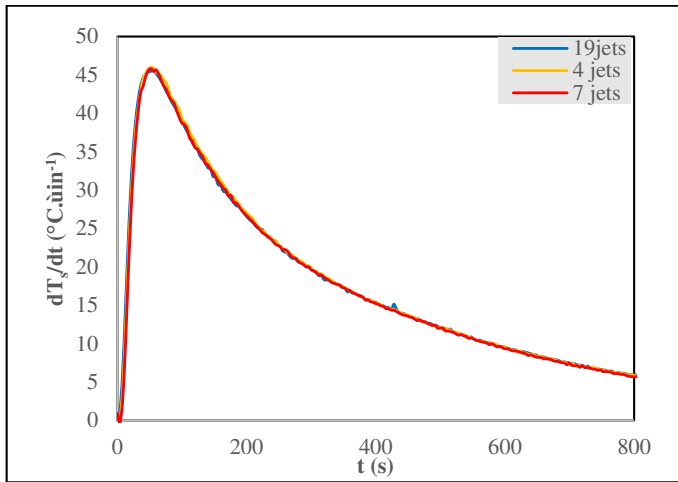


Figure 11: Vitesse de refroidissement de la surface supérieure en fonction du temps pour différents nombres de jets

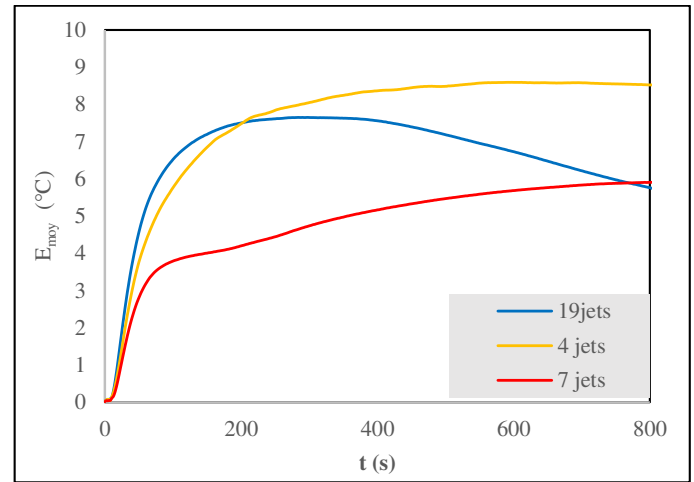


Figure 12: Ecart moyen de la température sur la longueur de la surface supérieure en fonction du temps pour différents nombres de jets

3.2.2 Effet du changement de nombre de jets sur les échanges thermiques avec la paroi

La **figure 13** montre l'effet du changement du nombre de jets sur la vitesse de refroidissement de la paroi. L'analyse de cette dernière révèle que ce changement n'a pas d'effet significatif durant le cycle de refroidissement sauf pour les premiers instants où le refroidissement n'est pas monotone avec une variation de la vitesse de refroidissement de la paroi entre $470 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$ à $730 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$. Ce phénomène complexe n'est pas encore pleinement explicable dans la mesure où les essais de répétabilité sont en cours afin de vérifier le protocole expérimental

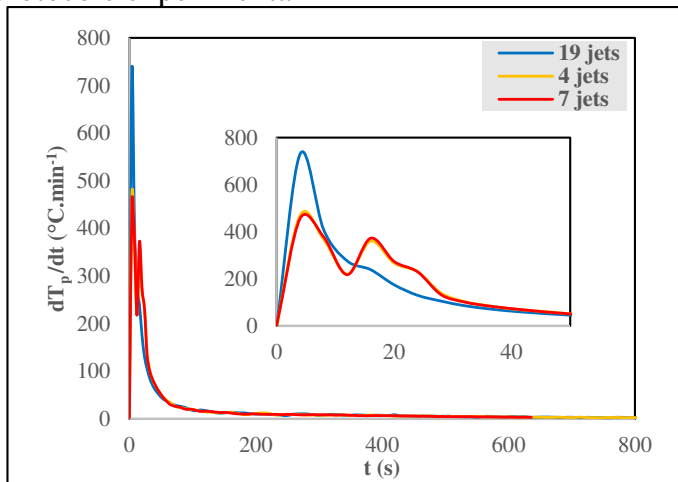


Figure 13: Vitesse de refroidissement de la paroi en fonction du temps pour différents nombres de jets

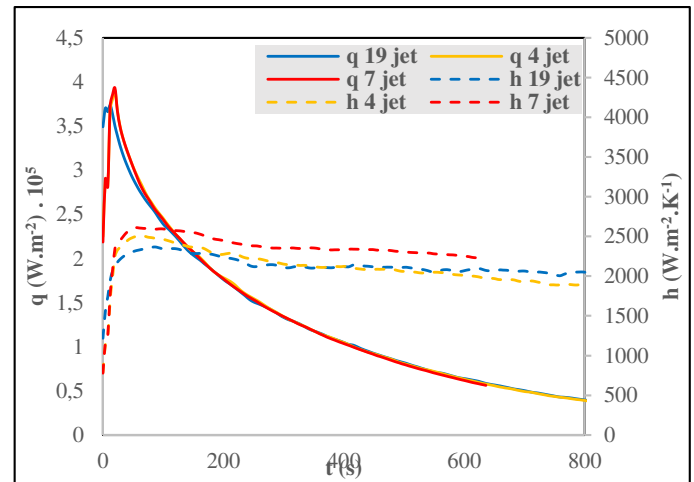


Figure 14: Densité de flux thermique et coefficients d'échange thermiques calculés pour différents nombres de jets

La **figure 14** représentent l'effet du changement du nombre de jet sur les densités de flux thermique échangées avec la paroi et les coefficients d'échanges correspondants. Ces figures montrent bien qu'aucun effet significatif n'est lié à ce paramètre.

4 Conclusion

Cette étude a révélé qu'en faisant varier le rapport des débits des deux fluides, on peut agir sur la vitesse de refroidissement en phase d'ébullition transitoire, l'homogénéité en température de la surface supérieure du bloc et les échanges thermiques avec la paroi impactée. Il y a une corrélation entre le rapport des débits massiques et la densité de flux thermique échangée avec la paroi. Ceci permet de refroidir la surface plus rapidement en variant le débit des écoulements ou le nombre des jets. Mais cela peut aussi influencer

l'homogénéité du refroidissement. Quand un débit d'eau avec une grande vitesse est soumis à un écoulement d'air, la turbulence générée par l'interaction entre les deux fluides augmente la vitesse de refroidissement [11]. Par contre, si le rapport des débits massiques diminue (i.e. augmentation du débit d'air et diminution débit d'eau), on observe un refroidissement plus homogène avec augmentation de la zone mouillée sur la paroi

On a aussi observé qu'après la transition du refroidissement par l'ébullition nucléée à la phase de refroidissement par convection forcée, toutes les courbes de vitesse de refroidissement se rejoignent avec des valeurs presque identiques. Pendant la phase de refroidissement par convection forcée, la vitesse de refroidissement de la surface supérieure de l'élément test ne pourrait donc pas être contrôlée en variant le rapport des débits.

En plus, les études sur l'influence du nombre de jets ont révélé que ce nombre n'a pas de grande influence sur la densité de flux thermique et les coefficients d'échanges. En effet, le débit global est identique. Par contre, ce paramètre influe directement sur l'homogénéité du refroidissement de la plaque supérieure avec un nombre de jet correspondant à une distance optimale entre les jets et une dégradation de l'homogénéité en augmentant ou en diminuant le nombre de jets à partir de cette valeur.

Dans cette étude on montre que même avec l'utilisation de moindre nombre de jets les vitesses de refroidissement moyenne sont conformes aux attentes. Cette étude aura comme perspective l'étude de l'effet de chacun des paramètres avec une régulation des débits d'eau afin de contrôler la vitesse de refroidissement.

Références

1. S. Yin, J. Zhang, L. Tong, Y. Yao, et L. Wang, « Experimental study on flow patterns for water boiling in horizontal heated tubes », *Chemical Engineering Science*, vol. 102, p. 577-584, oct. 2013, doi: 10.1016/j.ces.2013.08.026.
2. E. Agyeman, « Étude expérimentale, optimisation et régulation des transferts de chaleur lors du refroidissement d'une section d'outillage haute température par l'utilisation de multi-jets impactants », PhD Thesis, Nantes, 2021.
3. P. Grenson, O. Léon, P. Reulet, B. Aupoix, Investigation of an impinging heated jet for a small nozzle-to-plate distance and high Reynolds number: An extensive experimental approach. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 102 (2016), 801-815.
4. Y. Cheng, A.A.O. Tay, X. Hong, An experimental study of jet impingement cooling of electronic components with and without boiling, *Advances in Electronic Materials and Packaging*, (2001) Cat. No.01EX506.
5. Daniel Thibault, Etude du refroidissement par impact de jets à travers une paroi mince avec un écoulement cisailant amont : application aux aubes de turbines, Thèse, Université de Poitiers, 2009.
6. S.G. Lee, M. Kaviani, J. Lee, Quench subcooled-jet impingement boiling: Two interacting-jet enhancement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 126 (2018), 1302-1314.
7. B. Heinrich et B. Hofmann, « Beck, J. V.; Blackwell, B.; St. Clair, C. R., jr., Inverse Heat Conduction. Ill-Posed Problems. New York etc., J. Wiley & Sons 1985. XVII, 308 S., £ 46.00. ISBN 0-471-08319-4 », *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, vol. 67, n° 3, p. 212-213, 1987, doi: 10.1002/zamm.19870670331.
8. S. Kim, « Thermophysical Properties of Stainless Steels ». Argonne National Laboratory, 1975, Consulté le: oct. 06, 2020. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.osti.gov/servlets/purl/4152287>
9. K. V. Jondhale, M. A. Wells, M. Militzer, et V. Prodanovic, « Heat Transfer during Multiple Jet Impingement on the Top Surface of Hot Rolled Steel Strip », *steel research international*, vol. 79, no 12, p. 938-946, 2008, doi: 10.1002/srin.200806224.
10. Z. Liu, « Experiments and mathematical modelling of controlled runout table cooling in a hot rolling mill », thesis, University of British Columbia, Vancouver, Canada, 2001
11. V. Devahdhanush, I. Mudawar « Review of Critical Heat Flux (CHF) in Jet Impingement Boiling » *Int. J. Heat Mass Transf.*, 169 (2021), Article 120893

Modélisation du comportement thermique d'un caloduc oscillant plat : approche par méthode inverse

Thibault VAN'T VEER^{1,2*}, Vincent AYEL², Mouad DINY¹, Etienne VIDECOQ², Yves BERTIN²

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 - Les caloducs oscillants demeurent des systèmes complexes au comportement thermohydraulique chaotique, et la simulation par des modèles prédictifs n'est pas encore rendue possible même au premier ordre. C'est pourquoi cette étude propose d'étudier, par une méthode inverse simple, le comportement thermique d'un caloduc oscillant plat à partir de données expérimentales fournies par thermographie infrarouge. Il est alors possible de mettre en avant un profil de conductivité thermique associé à la géométrie du caloduc, offrant la possibilité d'exploiter les résultats expérimentaux dans un modèle global de gestion thermique.

Nomenclature

FR	taux de remplissage, -	z	hauteur adimensionnée, -
k	conductivité thermique, W/m/K	<i>Indices et exposants</i>	
R_{th}	résistance thermique, K/W	eff	effective
Q	puissance thermique, W	$pertes$	perdes thermiques
S	terme source, W/m ³	ev	évaporateur
T	température, K	cd	condenseur

1. Introduction

Parmi les solutions techniques connues et appliquées pour la gestion thermique de composants dissipatifs, les systèmes diphasiques passifs, et plus communément les caloducs, présentent de nombreux avantages par rapport à d'autres systèmes plus lourds (conduction...) ou plus complexes (systèmes actifs...). En effet, qualifiés de passifs, ils ne consomment pas d'énergie autre que la source de chaleur à refroidir pour fonctionner en toute autonomie. Ils sont divisés en trois grandes familles que sont : les caloducs et thermosiphons, les boucles diphasiques à pompage capillaire et les caloducs oscillants. Ils présentent des performances généralement attractives (jusqu'à 300 W/cm² selon le système considéré) et peuvent être miniaturisés pour intégrer le refroidissement des composants électroniques par exemple (μ -processeur, IGBT...).

Moins répandu et toujours au stade de recherche, le caloduc oscillant est particulier pour son fonctionnement et son comportement thermohydraulique pour le moins stochastique. Simple dans sa géométrie (Figure 1), la succession de bouchons liquides et de poches de vapeur, situés dans un canal (ou un tube) de dimensions capillaire et enroulé de multiples fois autour de sources chaude et froide, entraîne la réunion de phénomènes physiques complexes et multi-échelles : convection monophasique de la phase liquide, ébullition, dépôt d'un film liquide microscopique en aval des ménisques récessifs étant le lieu de phénomènes d'évaporation ou

condensation intenses selon la source associée, ou encore évaporation de la ligne de contact (ligne triple).

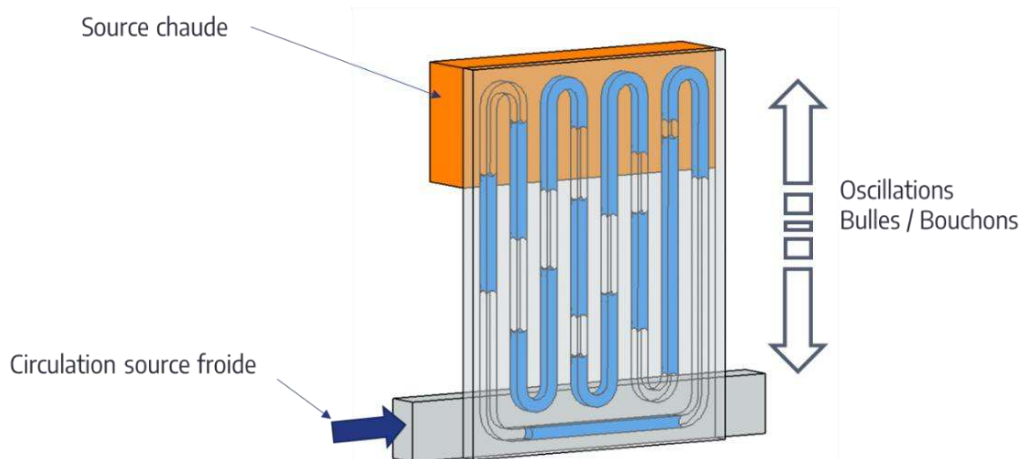


Figure 1 : Vue 3D d'un caloduc oscillant plat

Par une approche nodale simple, les performances thermiques des caloducs oscillants sont généralement caractérisées expérimentalement par une résistance thermique (R_{th}) dont la valeur dépend des conditions opératoires (nature du fluide, taux de remplissage, orientation, température de source froide, etc.) et varie en fonction de la puissance transférée. Cette méthodologie offre l'avantage d'être rapide et donne une première évaluation du potentiel du caloduc oscillant en tant que système de refroidissement. Ainsi, avec la géométrie du caloduc la notion de conductivité équivalente est introduite. Soit avec la longueur totale du caloduc [Kwon-15], soit avec la longueur de la zone adiabatique [Kamijima-20]. Des travaux sur un caloduc tubulaire incorporé dans un châssis métallique ont montré une démarche différente pour identifier la conductivité thermique équivalente par utilisation de la thermographie infrarouge [Hemadri-11]. Cette étude est néanmoins limitée par d'importants effets de bord qui rendent compliquée l'identification de la conductivité équivalente. Néanmoins, pour chaque cas de figure, la conductivité thermique équivalente est considérée constante suivant la longueur du caloduc, et sa valeur dépend de la puissance injectée. Par exemple, $k_{eff} = 2300$ W/m/K pour une puissance de 150 W pour le caloduc oscillant de [Hemadri-11] avec une longueur caractéristique de 250 mm (tube circulaire de diamètre intérieur de 2 mm, éthanol comme fluide de travail, et $FR = 60\%$). La figure 2 suivante montre une comparaison d'un thermogramme expérimental avec une simulation numérique pour ce cas de figure.

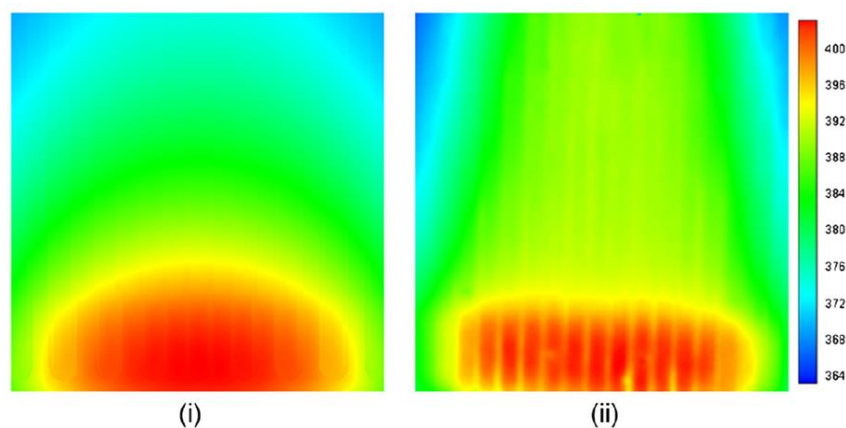


Figure 2 : Comparaison entre des résultats de simulation (i) et expérimentaux (ii) pour une puissance de 150 W ($k_{eff} = 2300$ W/m/K). [Hemadri-11]

2. Mesures expérimentales

2.1. Dispositif expérimental

La Figure 3 montre le caloduc oscillant installé en position verticale, avec la face avant peinte en noire pour contrôler son émissivité ($\varepsilon = 0,95, \pm 0,02$). Les dimensions extérieures du caloduc sont $94 \times 108 \text{ mm}^2$ avec un canal interne rectangulaire de dimension $0,5 \times 0,8 \text{ mm}^2$. Les sources chaude et froide sont disposées sur la face arrière du caloduc. Une isolation thermique est assurée par 5 cm de laine de roche ($k = 0,04 \text{ W/m/K}$). Six films chauffants de type Kapton-KHLVA (10 W/in^2) disposés en trois colonnes sont régulés via le logiciel LabVIEW® par trois alimentations ELC-ALR3206D. La source froide du caloduc est assurée par la circulation d'eau glycolée régulée en température par un cryothermostat (Huber CC415). Le débit de fluide caloporteur est piloté via une vanne de régulation et un débitmètre à ultrason (FD-XC20R2 de chez Keyence).

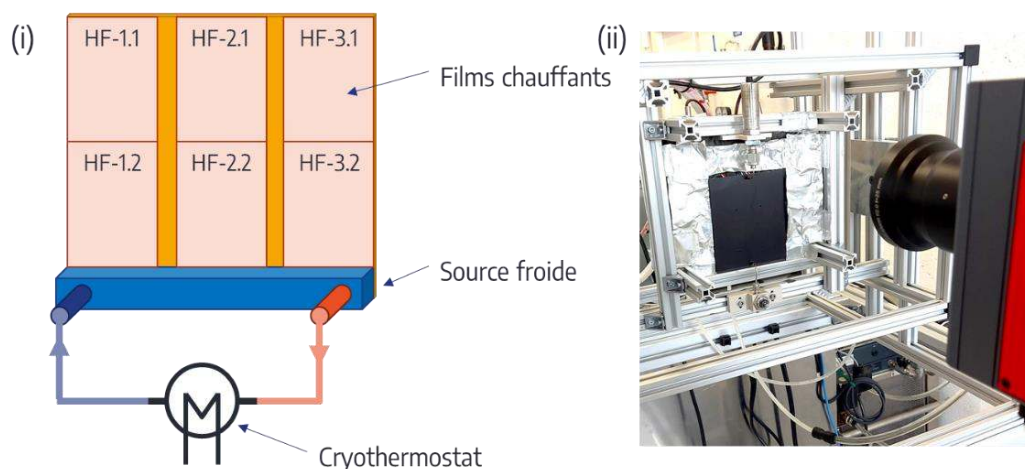


Figure 3 : Dispositif expérimental : (i) représentation schématique de l'arrière du caloduc avec les sources chaude et froide et (ii) vue de la face avant peinte en noire du caloduc oscillant dans son châssis, avec isolation, capteur de pression (en haut) et caméra infrarouge (premier plan)

Les températures d'entrée et sortie de la source froide sont mesurées par l'intermédiaire de thermocouples de type T ($\pm 0,8 \text{ K}$), tout comme pour la température ambiante. Le champ de température de la face avant du caloduc est mesuré au moyen d'une caméra infrarouge (Infratec® 9450 ; résolution spatiale 1280×1024 ; précision spatiale $\pm 1 \text{ K}$; résolution temporelle $\pm 0,03 \text{ K}$ à 30°C).

2.2. Résultats expérimentaux

Durant les essais, la température de la zone condenseur est maintenue constante à 20°C au moyen du cryothermostat. Côté zone évaporateur, des films chauffants sont utilisés pour fournir la puissance thermique. Des échelons croissants de puissance de 15 W au total sont successivement imposés au niveau des six films chauffants. La caractérisation thermique est effectuée en régime stationnaire : dès que le caloduc oscillant est considéré stable thermiquement (c'est-à-dire dont le niveau de température moyen ne varie plus avec le temps, sachant que le transfert de chaleur se fait par fluctuations de températures du fait des mouvements de fluides définis en introduction comme chaotiques), le système est supposé dans un mode de fonctionnement « pseudo-stationnaire » et les mesures infrarouges peuvent débuter. Afin de limiter la taille des fichiers d'acquisition, la plage de mesure infrarouge est de 300 s à une fréquence de 1 Hz (adaptée aux phénomènes instables d'évaporation et condensation).

Deux séries d'essai servent de donnée d'entrée pour cette étude. Le caloduc est rempli avec un fluide de travail (ici le réfrigérant R1233zde) avec deux taux de remplissage (FR , Filling Ratio) fixés à 30% et 50%. Pour un tel système, le taux de remplissage est défini comme le rapport entre le volume occupé par la phase liquide sur le volume total interne des canaux. Il conditionne alors la masse de fluide initiale à introduire à l'intérieur du caloduc oscillant.

Pour chaque échelon de puissance, les images infrarouges sont moyennées dans le temps pour donner un thermogramme moyen. La Figure 4 (i) montre un thermogramme moyenné pour une consigne de puissance de 45 W, ainsi qu'un premier graphe (Figure 4 (ii)) affichant l'évolution des températures pour trois points situés dans la zone évaporateur ($T_{ev,1}$ à 3) et condenseur ($T_{cd,1}$ à 3), représentés par les croix sur la Figure 4 (i), pendant la durée d'acquisition (300 s) ; un second graphe (Figure 4 (iii)) présente trois profils de température ($HF-1$ à 3) extraits sur la hauteur du caloduc entre la source froide (en bas) et la source chaude (partie haute). La hauteur du caloduc est adimensionnée, et la convention a été prise d'avoir la partie basse du condenseur à $z = 0$ et le haut de la zone évaporateur à $z = 1$.

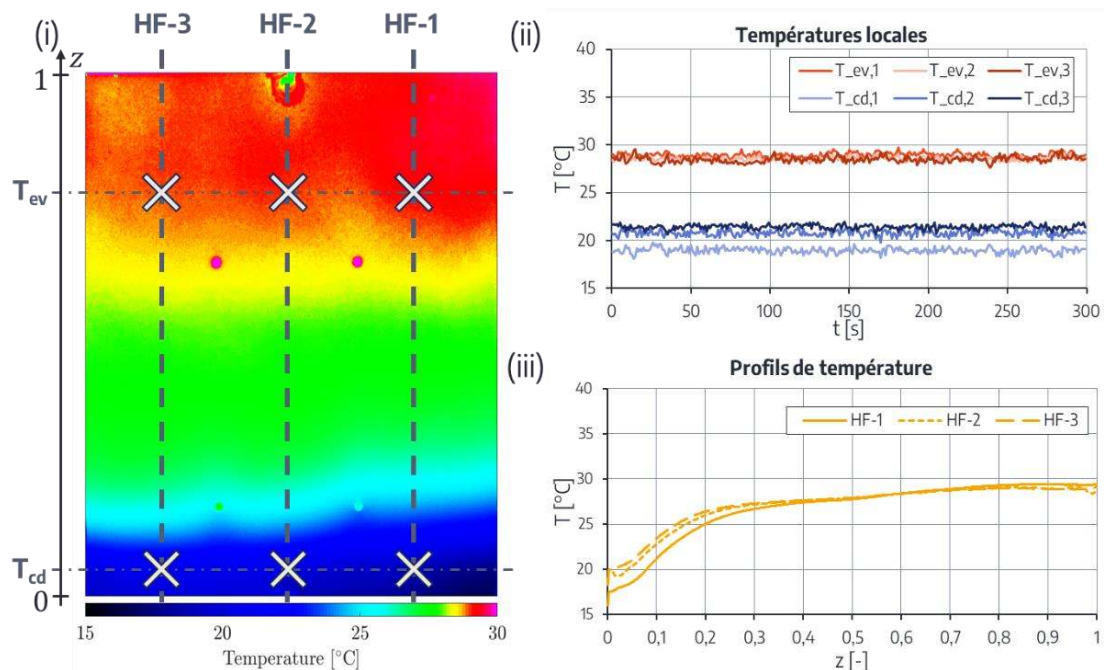


Figure 4 : Analyse d'un essai à 45 W ($FR = 30\%$) : (i) Thermogramme moyenné avec la mise en évidence des trois profils de température ; (ii) évolution des températures sur la durée de l'essai et (iii) profils de température extraits sur la hauteur du caloduc en régime permanent

3. Résolution par méthode inverse

3.1. Enoncé du problème

L'objectif ici est d'identifier la conductivité thermique équivalente locale du caloduc, c'est-à-dire obtenir un profil de conductivité thermique qui dépend de la hauteur z . Etant donné que le champ de température est relativement homogène dans la seconde dimension (Figure 4 (i)), et que le caloduc est suffisamment mince pour considérer sa température uniforme selon son épaisseur, le problème sera traité uniquement en 1D suivant la dimension verticale z . Les mesures expérimentales ayant été réalisées dans un mode « pseudo stationnaire », le problème est considéré stationnaire. La résolution se fait par résolution de l'équation de la chaleur, où la conductivité thermique, $k(z)$, est l'inconnue. Pour ce problème 1D, les conditions aux limites

sont un flux thermique positif imposé au niveau de la zone évaporateur ($z > 0,07$) et deux flux thermiques négatifs (zone condenseur et pertes thermiques sur toute la longueur). Concernant les conditions initiales, la température est fixée constante à la température de la source froide sur toute la longueur du caloduc. L'équation de la chaleur associée aux différentes hypothèses s'écrit ainsi :

$$\frac{\partial k(z)}{\partial z} \frac{\partial T(z)}{\partial z} + k(z) \frac{\partial^2 T(z)}{\partial z^2} + S = 0 \quad (1)$$

Avec $T(z)$ la température issue du post-traitement des données expérimentales et S le terme source dépendant des conditions aux limites.

La principale difficulté ici est l'utilisation des données expérimentales pour évaluer la température et sa dérivée seconde. Bien que les mesures aient été réalisées par thermographie infrarouge, le champ de température laisse apparaître un léger bruit de mesure qui s'accroît avec les dérivées successives. Filtrer le signal n'est pas concluant, cela entraîne un déphasage et une perte d'information. Il a été choisi d'approximer le profil de température expérimental par une fonction analytique continue sur le domaine d'étude. Classique, mais instable aux extrémités du domaine, l'approximation par des polynômes ne donne pas de résultat concluant. À la suite de ces observations et à la vue des profils de température de la Figure 4 (iii), le choix s'est orienté vers la somme de deux exponentielles (eq. (2)). Cette relation mathématique, toujours croissante, offre deux avantages principaux : de ne dépendre que de quatre paramètres (A_0 , A_1 , z_1 , et z_2) qui permettent une méthode rapide (moindres carrés non linéaire) pour approximer les données expérimentales et de respecter les pentes horizontales à l'origine et à $z = 1$.

$$\tilde{T}(z) = A_0 + A_1 \left(1 - \frac{1}{z_1 - z_2} \left(e^{-\frac{z}{z_1}} - e^{-\frac{z}{z_2}} \right) \right) \quad (2)$$

où A_0 , A_1 , z_1 , et z_2 sont des constantes à déterminer pour chaque profil de température.

3.2. Résolution

L'approximation des profils de température par le modèle mathématique prédéfini est résolue avec le logiciel Matlab®, à l'aide de la fonction « fit ». La Figure 5 montre, pour la série d'essai avec un taux de remplissage de 50%, les profils de température expérimentaux superposés au profil approximé (eq. (2)) pour des puissances allant de 15 à 75 W. A noter que, pour la puissance à 15 W, le caloduc ne s'est pas comporté comme un caloduc oscillant : il n'a pas démarré, ce qui s'est traduit par un blocage des oscillations et donc un équilibre des pressions entre les différentes poches de vapeur. Par conséquent ce profil de température est typique d'une courbe de conduction pure le long de la plaque en cuivre chauffée. Concernant les autres profils de température (pour des puissances thermiques Q supérieures à 30 W), les oscillations caractéristiques du fluide de travail mettent en avant les performances du caloduc, notamment par l'homogénéité du champ de température dans la zone évaporateur à partir de $z = 0,4$. Le transfert de chaleur via le fluide prend le dessus sur le transfert par conduction le long de la structure.

Ensuite, à partir de la forme analytique du profil de température et de sa dérivée seconde, l'équation de la chaleur (eq. (1)) est résolue en utilisant un schéma de résolution classique par la méthode d'Euler implicite d'ordre 1.

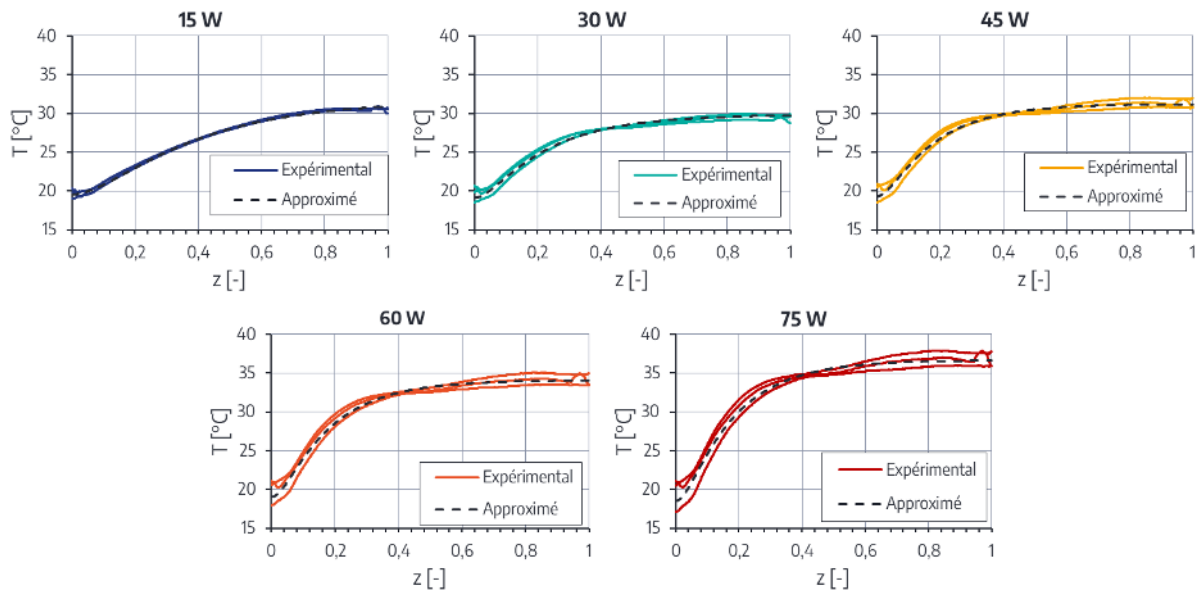


Figure 5 : Profils de température expérimentaux et approximatés pour la série d'essai à $FR = 50\%$

3.3. Profils de conductivité thermique

L'identification du profil longitudinal de conductivité thermique a été menée pour les deux taux de remplissage (30% et 50%) pour les puissances allant de 15 W à 75 W. Les différents profils de conductivité sont comparés sur la Figure 6. Plusieurs points sont à souligner :

- Les résultats obtenus n'ont pas de sens physique dans la mesure où, pour un système diphasique, la notion de conductivité thermique ne représente en rien les échanges associés aux mouvements chaotiques et nombreux phénomènes (convection, évaporation, condensation) du fluide de travail. C'est notamment visible sur la Figure 6 lorsque, à la limite du système (z proche de 1), la conductivité devient négative.
- Le cas particulier à $Q = 15$ W pour le taux de remplissage de 50%, lorsque le caloduc ne fonctionne pas, ne montre pas une conductivité constante de 390 W/m/K comme ce serait le cas pour de la conduction pure. Cela provient, entre autres de l'incertitude des données expérimentales, des effets de bords et des conditions limites du modèle qui sont appliquées au niveau des sources chaude et froide et ne sont pas complètement fidèles aux conditions expérimentales.
- Concernant l'évolution des profils de conductivité, ils sont croissants sur l'intervalle $z = 0$ à $0,8$, traduisant le fait que le champ de température, et donc le profil de température associé, est de plus en plus uniforme avec la puissance dans la zone évaporateur, selon l'axe vertical. Cela démontre un transfert quasi total de la densité de puissance injectée à la source chaude vers le bas du caloduc par le biais des échanges entre le fluide et la paroi directement. En revanche, au-delà de $z = 0,8$, la densité de puissance à évacuer vers le bas du caloduc par sa section transversale diminue, conduisant alors à une diminution nette de la conductivité thermique apparente.
- Pour finir, malgré les différences observées pour les deux taux de remplissage sur la Figure 6, les profils de conductivité thermique montrent des évolutions tout à fait similaires. Seule la valeur maximale semble dépendre de la puissance et des performances thermiques du caloduc (voir les courbes de résistances thermiques visibles sur la Figure 7). En effet, lorsque la résistance thermique se stabilise vers une asymptote en-deçà de $0,2$ K/W, les profils de conductivité thermique sont semblables quels que soient la puissance et le taux de remplissage (courbes oranges et rouges sur la Figure 6).

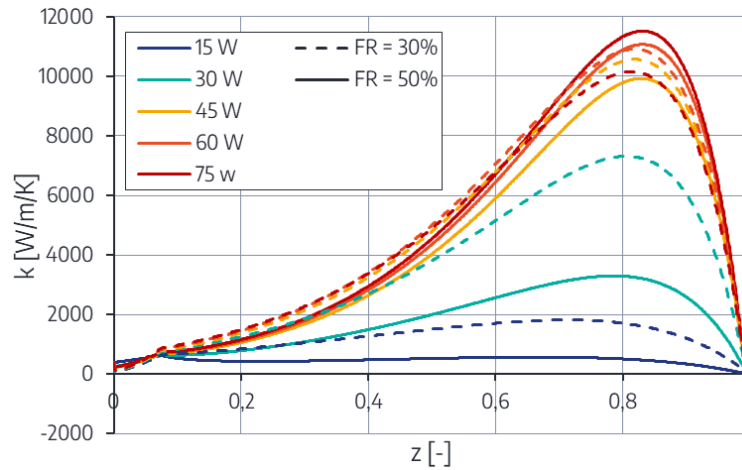


Figure 6 : Profils de conductivité thermique équivalente suivant la hauteur du caloduc oscillant plat pour deux taux de remplissage pour une puissance allant de 15 à 75 W

$$R_{th} = \frac{\bar{T}_{ev} - \bar{T}_{cd}}{Q - Q_{pertes}} \quad (3)$$

Où \bar{T}_{ev} et \bar{T}_{cd} sont les températures moyennes de la zone évaporateur et condenseur.

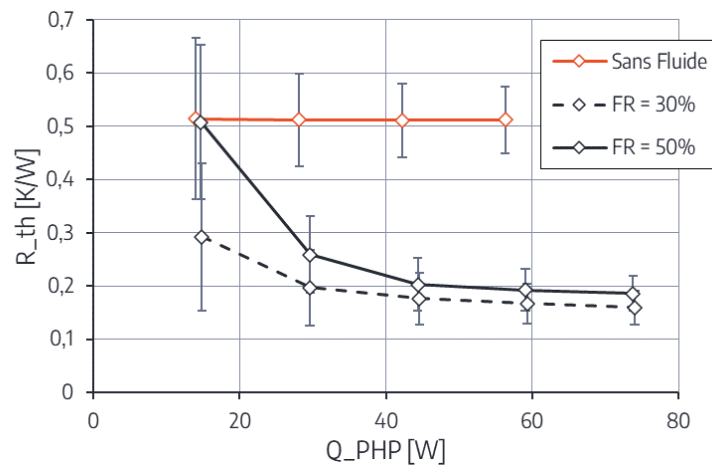


Figure 7 : Résistances thermiques associées aux résultats expérimentaux de la Figure 6 pour les taux de remplissage de 30% et 50%

4. Simulation numérique

Par l'intermédiaire d'une modélisation 3D par éléments finis du dispositif expérimental effectuée avec le logiciel GT-suite®, les profils de conductivité équivalente ainsi calculés permettent de simuler le comportement thermique du caloduc plat. Les conditions limites, identiques aux conditions expérimentales, sont appliquées aussi bien au niveau de la source chaude que de la source froide. Le thermogramme (ii) de la Figure 8 est un exemple de point d'essai simulé en intégrant le profil de conductivité thermique extrait auparavant (Figure 6). Sa comparaison avec le thermogramme expérimental (i) montre que les champs de températures sont relativement proches. Les profils de température présents sur le graphe (iii) mettent en avant un léger écart au niveau de $z = 0,5$, principalement dû au modèle mathématique utilisé pour approximer le profil de température expérimental (éq. (2)). En effet, ce modèle ne prend pas en compte le passage d'un premier plateau homogène à un second à $z = 0,5$, comme on le voit sur les courbes expérimentales de la Figure 5. Dans ce cas, l'erreur maximale entre le champ de température simulé et expérimental ne dépasse pas $1,3^{\circ}\text{C}$.

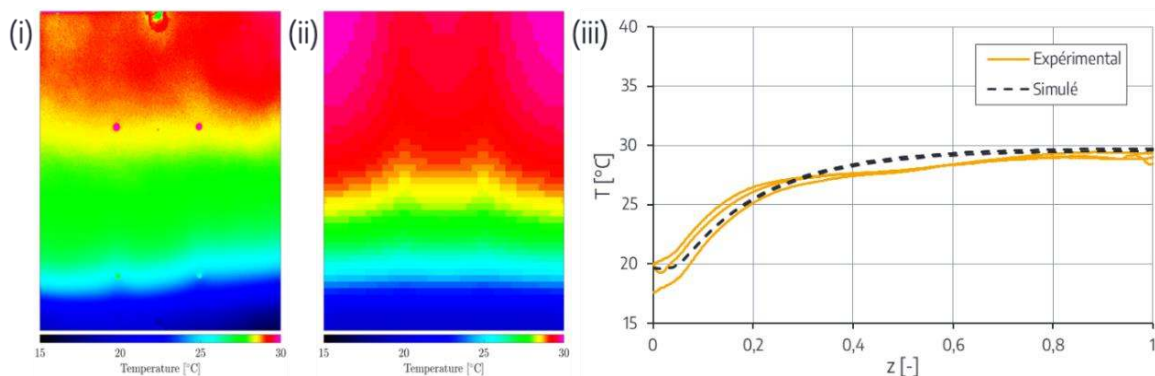


Figure 8 : Résultats de simulation numérique pour le cas 45 W - FR = 30% : (i) thermogramme expérimental, (ii) thermogramme simulé, et (iii) comparaison des profils de température

5. Conclusions

A partir d'une étude expérimentale menée sur un caloduc oscillant plat par l'intermédiaire de la thermographie infrarouge, des champs de température moyennés du fonctionnement du système en régime stabilisé pour deux taux de remplissage (30% et 50%) ont été analysés pour remonter, par méthode inverse, au profil de conductivité thermique du caloduc. Cette approche permet de mettre en évidence le lien étroit entre la résistance thermique du caloduc et la valeur maximale obtenue pour la conductivité thermique équivalente. L'analyse des profils de conductivité thermique a montré, notamment à basse puissance, des valeurs plus élevées pour un taux de remplissage à 30%, traduisant d'un optimum autour de cette valeur.

Les profils de conductivité thermique ont ensuite été utilisés pour simuler le comportement thermique du caloduc via un modèle numérique par différence finie 3D. Les résultats de simulation sont cohérents avec les visualisations expérimentales. Pour un cas de test à 45 W avec un taux de remplissage de 30%, l'erreur maximale ne dépasse pas 1,3°C.

Cette étude demande d'être approfondie avec davantage de données expérimentales pour des modes opératoires différents (nature du fluide, taux de remplissage, conditions limites etc.) afin de gagner en robustesse dans le but d'établir des lois empiriques pour une approche de modélisation orientée système.

Références

- [Hemadri-11] - A. G. S. K. Vadiraj A. Hemadri, «Thermal radiators with embedded pulsating heat pipes: Infra-red thermography and simulations» Applied Thermal Engineering, vol. 31, pp1332-1346, 2011.
- [Kamijima-20] - Y. Y. A. S. I. K. Chihiro Kamijima, «Relating the thermal properties of a micro pulsating heat pipe to the internal flow characteristics via experiments, image recognition of flow patterns and heat transfer simulations» International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 163, 2020.
- [Kwon-15] - S. J. K. Gi Hwan Kwon, «Experimental investigation on the thermal performance of a micro pulsating heat pipe with a dual-diameter channel» International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 89, pp817-828, 2015.

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.

Étude expérimentale de la dynamique des phénomènes au sein d'un condenseur

Marie-Océane SEGUIN*, Frédéric PLOURDE¹, Dominique COUTON¹, Matthieu FENOT¹

¹Institut Pprime - CNRS, ENSMA, Université de Poitiers, Département Fluides, Thermique, Combustion, 1 avenue Clément Ader - BP 40109, 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex - France

*(auteur correspondant : marie-oceane.seguin@ensma.fr)

Résumé – Dans le cadre d'un dimensionnement optimal d'un condenseur de type tubes et calandre, une connaissance maîtrisée des phénomènes apparaissant en régime stationnaire mais également en transitoire est primordiale. Les conditions opérationnelles retenues ont un impact important sur les transferts thermiques et sur la mise en place de la condensation. De plus, le système est très sensible aux variations de ces conditions de fonctionnement. La mise en place d'un banc d'essais muni d'une instrumentation complète a permis l'étude de ces phénomènes.

Nomenclature

C_p	Capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>
H	Enthalpie $J.kg^{-1}$	B bouilleur
h	Coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$cond$ condensation
m	Débit massique, kg/s	$ebull$ ébullition
P	Puissance, W	ext extérieur-tube
p	Pression, bar	int intérieur-tube
Q	débit g/s	ref refroidissement
S_{ech}	Surface d'échange, m^2	S surchauffeur
T	Température, K	sat saturation
		tot total

1. Introduction

Les échangeurs de chaleur sont largement utilisés dans l'industrie. Il en existe différents types en fonction, par exemple, de l'état des fluides utilisés (monophasique ou diphasique) ou de leur géométrie (tubes et calandre, à plaques, à ailettes). Parmi ces échangeurs, les condenseurs sont des composants majeurs dans des domaines industriels variés. De nombreuses études ont été réalisées sur la condensation à l'état stationnaire (qu'elle soit interne ou externe). Ces études ont, entre autres, permis la détermination de corrélations empiriques permettant l'évaluation du coefficient d'échange thermique en condensation. Les études sur la condensation de l'eau restent cependant peu nombreuses. De plus, très peu de travaux ont été réalisés en régime transitoire, régime pour lequel l'utilisation de corrélations stationnaires reste discutable. . Pourtant, une variation du régime de refroidissement du condenseur peut avoir un impact non négligeable sur la condensation et la réponse en pression du système (pouvant, dans des cas extrêmes, amener à la détérioration de l'échangeur).

La présente étude se focalise sur les condenseurs de type tubes et calandre Eau/eau se caractérisant par la circulation d'eau froide à l'intérieur d'un faisceau de tubes et de vapeur d'eau se condensant à l'extérieur de ce faisceau. L'objectif est d'obtenir une meilleure appréhension des phénomènes apparaissant à la fois en stationnaire mais aussi, et surtout, lors de transitoires de débit de refroidissement et en particulier lors d'une diminution ou d'un arrêt du débit de refroidissement. La détermination de coefficients d'échange caractérisant la

condensation en régime stationnaire et transitoire est également souhaitée. Compte tenu de la grande complexité des phénomènes, cette compréhension passe par la mise en place d'un dispositif expérimental.

2. Dispositif expérimental

La Figure 1 ci-dessous présente une le dispositif expérimental utilisé.

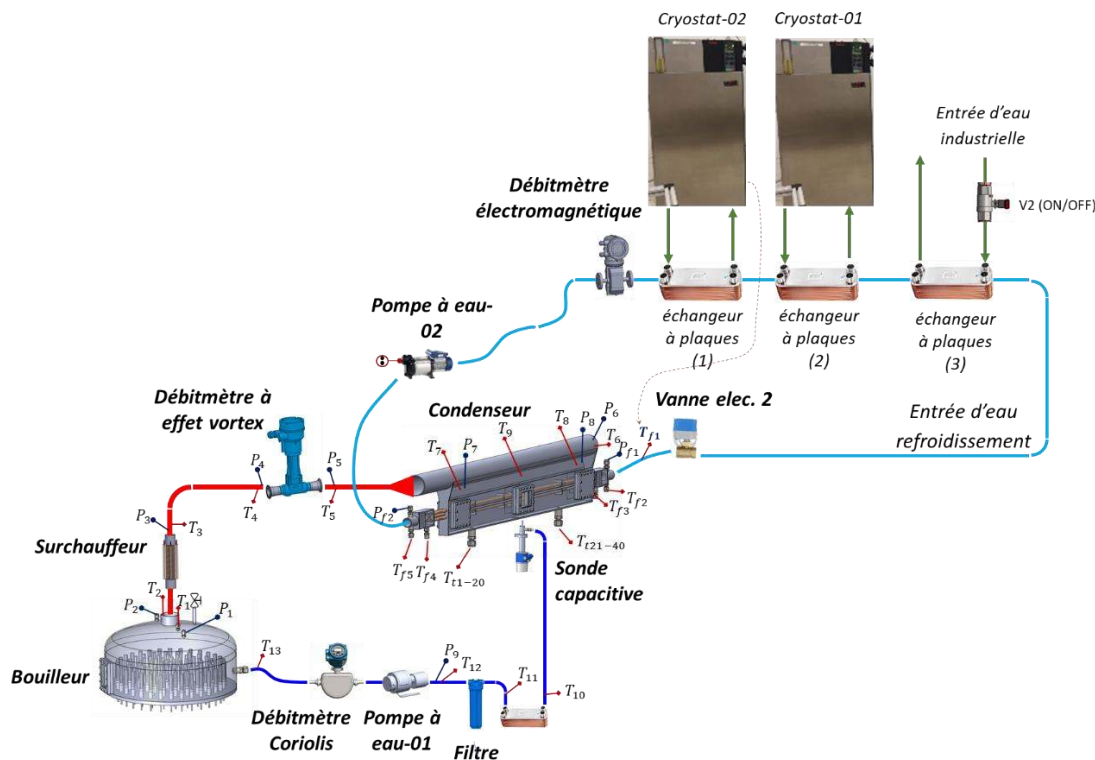


Figure 1 : Représentation du dispositif expérimental

Ce dispositif est divisé en deux circuits. Le circuit dit « chaud » est composé d'un bouilleur permettant la génération de la vapeur, d'un surchauffeur servant à compenser les pertes thermiques des conduites et des différents composants, du condenseur représentatif d'une petite portion d'un échangeur à tubes et calandre et d'une pompe permettant le retour des condensats au bouilleur. Le circuit de refroidissement permet quant à lui l'alimentation, et le contrôle précis du débit et de la température d'entrée du fluide froid du condenseur par l'intermédiaire d'une pompe et de cryostats.

Le condenseur d'essais a été dimensionné de telle sorte à être le plus représentatif possible des phénomènes apparaissant dans un condenseur de taille industrielle tout en garantissant une précision optimale des mesures réalisées. Le condenseur utilisé, composé de 5 tubes disposés en quinconces, est présenté en Figure 2. Bien que le nombre de tubes soit environ 200 fois plus faible, et que les puissances mises en jeu soit 1000 fois inférieures, il est possible de considérer qu'il correspond à une petite portion d'un échangeur industriel complet en termes d'agencement des tubes. En effet, les nombres de similitude sont conservés par rapport à l'échangeur industriel (valeurs des nombres de Reynolds intérieur et extérieur, nombre de Jacob extérieur).

Afin d'optimiser la compréhension des phénomènes et la détermination des coefficients d'échange, deux stratégies ont été retenues. La première réside en la mise en place de deux hublots (visibles sur la Figure 2) sur les parois du condenseur. Ces hublots permettent de visualiser la formation de la condensation sur les tubes et d'en déduire les régimes d'écoulement (en gouttes, en film, etc).

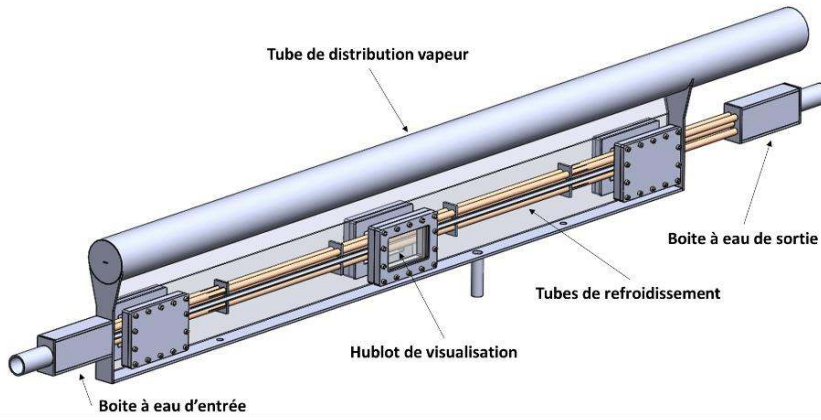


Figure 2 : Représentation du condenseur d'essais

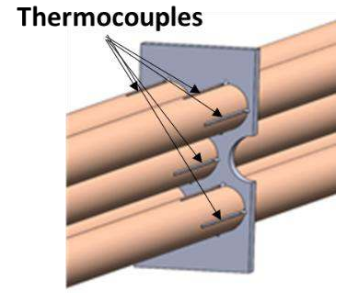


Figure 3 : Disposition des thermocouples de paroi

La seconde stratégie repose sur une instrumentation importante de la boucle d'essais. En effet, plus de 80 mesures sont réalisées à une fréquence d'acquisition de 1Hz : 2 mesures de puissances (au bouilleur et au surchauffeur), 3 mesures de débit (débit de vapeur avant le condenseur, débit de condensation après celui-ci et débit de refroidissement pour le circuit « froid »), 11 mesures de pression (précision de $\pm 2\text{mbar}$) (P sur la Figure 1) permettant de suivre les pertes de charge dans le dispositif et s'assure de la pression au condenseur (3 mesures au condenseur) et 65 mesures de températures (5 PT100 $\pm 0.3^\circ\text{C}$ et 60 thermocouples type T $\pm 0.5^\circ\text{C}$) (T sur la Figure 1). Parmi ces 65 températures, les températures d'entrée et sortie de l'eau de refroidissement sont doublées afin d'assurer une précision optimale du calcul de la puissance dissipée au travers du circuit de refroidissement. Par ailleurs, on compte 40 mesures de températures de parois disposées telles que présenté en Figure 3 : 4 thermocouples disposés à 45° sur la circonférence de la paroi de chaque tube sont placés en deux abscisses différentes. Ces mesures permettent la détermination de la température de paroi externe moyenne par tube (en moyennant les valeurs des 8 thermocouples) et de la température de paroi externe moyenne globale (en moyennant les valeurs des 40 thermocouples) et permettent ainsi l'évaluation du coefficient d'échange en condensation. Elles ont également pour but d'identifier des zones plus froides pouvant être dues à une épaisseur plus importante du film de condensats.

2.1. Évaluation des transferts thermiques

En régime stationnaire, un bilan thermique peut être réalisé. Dans le circuit « chaud », la puissance totale injectée au bouilleur $P_{B,tot}$ est connue. En soustrayant la puissance nécessaire à la réchauffe des condensats revenant au bouilleur, et en supposant que les pertes thermiques sont négligeables, il est possible d'estimer la puissance consacrée à l'ébullition :

$$P_{B,ebull} = P_{B,tot} - Q_{cond}c_{p,cond}(T_{B,sat} - T_{cond}) \quad (1)$$

Par ailleurs, dans le circuit froid, la connaissance du débit de refroidissement Q_{ref} et des températures d'entrée et de sortie, respectivement T_{ref}^e et T_{ref}^s , permettent de calculer la puissance évacuée au travers de l'eau de refroidissement :

$$P_{ref} = Q_{ref}c_{p,ref}(T_{ref}^s - T_{ref}^e) \quad (3)$$

Enfin, en supposant que la vapeur arrive avec une surchauffe négligeable dans le condenseur et que seuls les tubes de refroidissement participent à la condensation, on a :

$$P_{ref} = P_{cond} = Q_{vap}(H_{v,sat} - H_{L,sat}) \quad (4)$$

Cette puissance devrait également être égale à la puissance d'ébullition au bouilleur.

La réalisation de ce bilan thermique permet l'évaluation des pertes thermiques de la boucle et permet de s'assurer que la grande majorité de la condensation est réalisée sur les tubes.

L'un des objectifs de l'étude est l'évaluation du coefficient d'échange de condensation (extérieur des tubes du condenseur) et la comparaison aux corrélations empiriques classiques.

En régime stationnaire, deux méthodes peuvent être utilisées pour parvenir à ce coefficient. La première consiste à supposer le coefficient d'échange interne connu. De nombreuses corrélations de conduite, telles que les corrélations de Petukhov [1], Gnielinski [2] ou HTRI [4], existent pour l'évaluation du coefficient d'échange en convection forcée dans un tube horizontal. En s'appuyant sur la méthode de différence de température logarithmique moyenne (DTLM), la puissance de refroidissement peut s'exprimer de la façon suivante :

$$P_{ref} = K S_{ech} DTLM \quad (5)$$

Avec K le coefficient donné par :

$$K = \frac{1}{\frac{D_{ext}}{D_{int}} \frac{1}{h_{int}} + \frac{D_{ext}}{2\lambda_p} \ln\left(\frac{D_{ext}}{D_{int}}\right) + \frac{1}{h_{ext}}} \quad (6)$$

S_{ech} la surface d'échange externe des tubes et $DTLM$ la différence de température logarithmique moyenne :

$$DTLM = \frac{(T_{sat} - T_{ref}^s) - (T_{sat} - T_{ref}^e)}{\ln\left(\frac{T_{sat} - T_{ref}^s}{T_{sat} - T_{ref}^e}\right)} \quad (7)$$

En estimant h_{int} à l'aide d'une corrélation connue, on obtient :

$$h_{ext} = \left[\frac{S_{ech} DTLM}{P_{ref}} - \frac{D_{ext}}{D_{int}} \frac{1}{h_{int}} - \frac{D_{ext}}{2\lambda_p} \ln\left(\frac{D_{ext}}{D_{int}}\right) \right]^{-1} \quad (8)$$

Par la suite, la corrélation d'échange retenue pour l'évaluation du coefficient d'échange intérieur-tube est la corrélation proposée par HTRI (Heat Transfer Research Inc.) [4] qui permet l'évaluation du coefficient d'échange en régime d'écoulement laminaire, de transition et turbulent. Cette corrélation étant principalement développée pour les échangeurs de chaleurs, elle est, à priori, adaptée à cette étude.

La seconde méthode d'évaluation du coefficient d'échange de condensation repose sur l'évaluation de la température de paroi externe moyenne des tubes $T_{p,ext}$. En effet, on a :

$$h_{ext} S_{ech} (T_{sat} - T_{p,ext}) = P_{ref} \quad (9)$$

Il est donc possible d'isoler le coefficient d'échange extérieur-tube dans cette expression.

En régime transitoire, la réalisation des bilans thermiques et l'évaluation des coefficients d'échange est plus complexe. En effet, l'entièreté de la vapeur ne peut plus être condensée, ce qui implique une augmentation de la pression dans la boucle. Les inerties thermiques des différents composants entrent également en jeu. Par ailleurs, il n'est à priori pas évident que les corrélations empiriques utilisées pour l'évaluation du coefficient d'échange interne restent valables en régime transitoire. Face à toutes ces inconnues, la première méthode retenue sera une approximation des régimes quasi stationnaires (ARQS). On supposera que le transitoire pourra être vu comme une succession d'états stationnaires et l'évaluation du coefficient d'échange à chaque pas de temps sera donc réalisée en s'appuyant sur les équations présentées précédemment. A l'issu des premiers résultats il sera possible de conclure quant à la précision de cette première approche.

3. Résultats

Un point de fonctionnement stationnaire de référence a été retenu. Ce point de fonctionnement correspond aux conditions présentées dans le Tableau 1.

Q_{ref}	T_{ref}^e	$P_{B,tot}$	P_s
g/s	°C	W	W
400	20	15000	200

Tableau 1 : Conditions de fonctionnement du point stationnaire de référence

La puissance injectée au surchauffeur a été choisie de telle sorte à garantir une surchauffe d'au minimum 5°C au condenseur.

L'essai est considéré stationnaire lorsque toutes les grandeurs mesurées n'évoluent plus sur une durée de 30mn.

Dans cette partie, seule la phase stationnaire de cet essai sera analysée. Les grandeurs d'intérêts sont moyennées sur les 10 dernières minutes de l'essai. Les grandeurs d'intérêt permettant d'établir un bilan massique et thermique de l'essai et calculées selon les relations présentées au paragraphe précédent sont résumées dans le Tableau 2.

$P_{B,ebull}$	P_{ref}	P_{cond}	p_{cond}	$T_{sat,cond}$	T_{cond}
W	W	W	bar	°C	°C
14111	13820	14295	0.187	58.6	67.7

Tableau 2 : Grandeurs d'intérêt du point de fonctionnement

On constate que la puissance injectée au surchauffeur permet d'obtenir une surchauffe de la vapeur d'environ 10°C au condenseur. La quasi-totalité de la puissance servant à l'ébullition de l'eau au bouilleur est évacuée par l'eau de refroidissement au condenseur. On relève une différence d'environ 200W qui peut s'expliquer par différents paramètres : les incertitudes de mesure servant à l'évaluation de la puissance de refroidissement, la condensation pouvant se former sur les parois du condenseur et le fait que les pertes thermiques au bouilleur ont été négligées.

On remarque également que la puissance évacuée par l'eau de refroidissement est légèrement supérieure à la puissance qui serait nécessaire à la condensation de la vapeur à saturation au débit estimé. Cela peut être dû au fait que la désurchauffe de la vapeur n'est pas prise en compte dans le calcul de P_{cond} et que la mesure du débit vapeur présente une certaine incertitude (de l'ordre de 5%).

L'écoulement intérieur-tube est considéré turbulent ($Re = 2.2 \times 10^4$). Le coefficient d'échange intérieur-tube obtenu à l'aide de la corrélation HTRI [4] en régime turbulent vaut :

$$h_{int,HTRI} = 17888W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$$

Les valeurs du coefficient d'échange extérieur-tube évaluées par les deux méthodes présentées au paragraphe précédent sont les suivantes :

$$h_{ext,DTLM} = 10272W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$$

$$h_{ext,Tp} = 10082W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$$

Ces deux valeurs de coefficients d'échange sont relativement proches. Cependant, la méthode basée sur le DTLM est fortement dépendante du choix de la corrélation pour le calcul

du coefficient d'échange intérieur-tube. Différentes corrélations ont été testées (HTRI [4], Petukhov [1], Gnielinski [2]) afin de quantifier l'impact de ce choix sur le coefficient d'échange externe. Des écarts de l'ordre de 12% sur le coefficient d'échange interne ont été obtenus, entraînant des écarts de l'ordre de 10% sur le coefficient d'échange externe. La méthode basée sur la température de paroi présente quant à elle une incertitude fonction de la précision de la température de paroi moyenne.

Enfin, la visualisation au travers des hublots présents sur les parois du condenseur permet d'observer la mise en place de la condensation. Les observations obtenues à deux instants différents sont présentées en Figures 4 et 5.

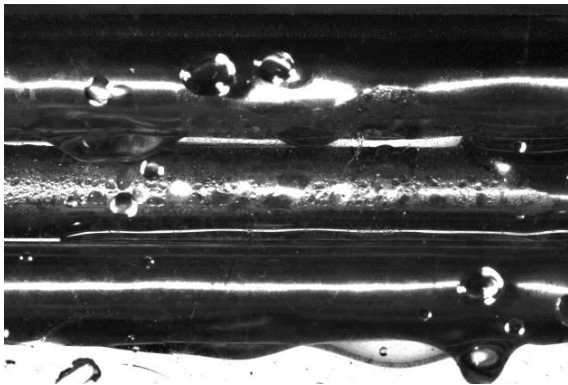


Figure 4 : Formation de la condensation sur les tubes à l'instant t

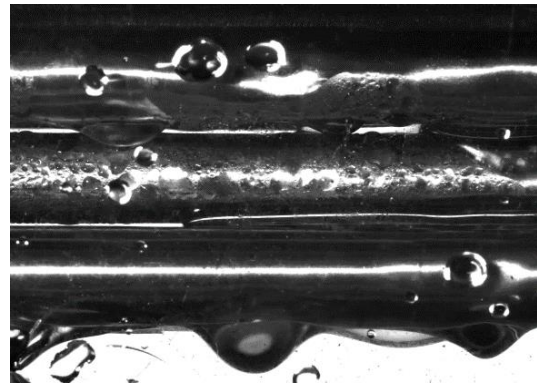


Figure 5 : Formation de la condensation sur les tubes à l'instant $t+dt$

On remarque la formation de condensation en gouttes sur les parois des tubes du condenseur qui viennent ruisseler jusqu'aux tubes inférieurs. La majorité des corrélations adaptées à la condensation sur la paroi de tubes horizontaux sont des corrélations pour une condensation en film. En utilisant par exemple la corrélation de Nusselt [3] valable pour de la condensation en film sur un tube en vapeur stagnante, on obtient un coefficient d'échange $h_{ext,Nu} = 13771 W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$. Cette corrélation tend donc à surestimer le coefficient d'échange vis-à-vis des résultats d'essais. Une étude sur différents points de fonctionnement supplémentaires et la comparaison avec d'autres corrélations plus complètes issues de la littérature devraient permettre de pouvoir définir une méthode adaptée pour le calcul du coefficient d'échange.

4. Conclusion

Les résultats présentés dans cette étude se focalisent sur un fonctionnement stationnaire. Les premières conclusions mettent en lumière la nécessité d'une étude plus approfondie afin de conclure quant à une formulation adaptée pour le calcul du coefficient d'échange extérieur-tube. Par ailleurs, des essais en régimes transitoires seront réalisés à posteriori afin de compléter cette étude.

Références

- [1] PETUKHOV, B.S., KIRILLOV, V.V., About Heat Transfer at Turbulent Fluid Flow in Tubes (in Russian), Thermal Engineering, 4, 63-68 (1958).
- [2] GNIELINSKI, V. Heat transfer in laminar flow, in : VDI Heat Atlas, second ed., Springer Verlag (Chapter G1, Section 3) (2010)
- [3] NUSSOLT, E.K.W., Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes, Verein Deutscher Ingenieure Zeitschrift, 60, 541–580 (1916).
- [4] HTRI (Heat Transfer Research Inc.), Design Manual (1997)

Effet du rayonnement thermique sur des flammes diluées et décarbonées

Julie BEN ZENOU^{1*}, Ronan VICQUELIN¹

¹ Université Paris-Saclay, CNRS, CentraleSupélec, Laboratoire EM2C, Gif-sur-Yvette, France

*(auteur correspondant : julie.benzenou@centralesupelec.fr)

Résumé - L'effet du rayonnement thermique est étudié sur des flammes H₂-Air et CH₄-O₂ diluées. Pour cela, un solveur fluide réactif est couplé à une solution semi-analytique de l'équation de transfert radiatif. Le rayonnement thermique a trois effets principaux : une diminution de la température dans les gaz brûlés, un préchauffage des gaz frais, et une augmentation de la vitesse de flamme laminaire. Le modèle de gaz gris est comparé à des propriétés radiatives plus réalistes en utilisant un modèle CK. La prise en compte du rayonnement thermique conduit à une augmentation significative de la vitesse de flamme laminaire qui atteint 320% à 5 atm pour une flamme d'hydrogène.

Nomenclature

ρ	masse volumique, kg/m ³	x	position, m
S_l	vitesse de flamme laminaire non-étirée, cm/s	L	longueur du domaine, cm
ϕ	richesse	κ	coefficient d'absorption, m ⁻¹
T	température, K	τ	transmissivité
y_{dilu}	fraction massique de diluant	R	$(S_l^{\text{rad}} - S_l^{\text{adiab}})/S_l^{\text{adiab}}$, %
P	pression, atm		

1. Introduction

Les méthodes de combustion décarbonée, telles que la combustion de l'hydrogène ou l'oxy-combustion du méthane, sont des solutions potentielles pour neutraliser les émissions de carbone dans les processus industriels et les moyens de transport. Cependant, elles présentent des défis comme la stabilisation de la flamme ou l'augmentation des émissions de polluants comme les oxydes d'azote (NO_x).

Une façon de limiter ces émissions est de diluer les gaz frais avec des gaz brûlés, *i.e.*, de la vapeur d'eau ou de dioxyde de carbone. La dilution avec de la vapeur d'eau a été étudiée pour les flammes d'hydrogène (ou de gaz de synthèse) à la fois expérimentalement et numériquement [1, 2, 3]. La principale conclusion de ces études est que la dilution réduit la vitesse de la flamme, la température adiabatique et les émissions de NO_x. Il en est de même pour les flammes de méthane diluées avec du CO₂ [4].

Les effets du rayonnement thermique et en particulier de sa réabsorption par les gaz frais (ici par la vapeur d'eau ou la vapeur de CO₂) sont mal compris et sont généralement négligés dans les simulations de flammes libres. Le rayonnement thermique dans les flammes diluées a été étudié numériquement dans la littérature, principalement sur des flammes méthane/air diluées avec de la vapeur de dioxyde de carbone. Ces études [5, 6, 7, 8, 9] soulignent la nécessité de considérer la dépendance spectrale des propriétés radiatives du gaz et de modéliser non seulement l'émission de rayonnement mais aussi la réabsorption. Elles ont établi que la réabsorption augmente la vitesse et la température de la flamme. Ju *et al.* [5] ont également relevé une forte dépendance à la longueur du domaine. Cependant, la plupart de ces études se concentrent sur des flammes sphériques utilisées pour trouver expérimentalement la vitesse de flamme laminaire.

Cette géométrie nécessite une extrapolation (non-)linéaire pour trouver la vitesse de flamme non-étirée à partir des valeurs étirées à rayon fini. Elle suppose également des conditions adiabatiques. Cette extrapolation n'est pas nécessaire avec les simulations de flammes planes 1D, qui peuvent directement fournir la valeur de la vitesse de flamme laminaire non étirée.

Ce travail a pour but de mieux comprendre l'effet du rayonnement thermique sur les flammes planes 1D diluées. Les méthodes numériques utilisées sont décrites dans la section 2. Afin de calculer des flammes couplées réalistes, plusieurs simulations sont entreprises sur des flammes H₂-Air-H₂O : avec des propriétés de gaz gris dans un domaine infini (section 3), avec des propriétés de gaz gris dans un domaine fini (section 4) et avec des propriétés radiatives spectrales réalistes dans un domaine fini (section 5). L'impact de la pression sur les résultats est discuté dans la section 6. Finalement, la section 7 ouvre la discussion aux flammes CH₄-O₂-CO₂.

2. Méthodes numériques

2.1. Couplage des solveurs fluide et radiatif

Ce travail utilise le code maison Agath, développé au laboratoire EM2C, pour résoudre les équations de Navier-Stokes en régime permanent 1D pour un écoulement réactif multi-espèces. Dans l'état stationnaire considéré, le flux de masse constant $\rho_u S_l$ est une valeur propre de cet ensemble d'équations complété par les conditions aux limites. Ces équations sont discrétisées avec un schéma de volume fini et résolues avec un solveur de Newton. Pour la combustion de l'hydrogène, le mécanisme chimique détaillé de Varga *et al.* [10] (12 espèces, 30 réactions) est choisi, et une formulation multi-espèce prenant en compte l'effet Soret, comme conseillé dans [11], est utilisée pour modéliser les vitesses de diffusion. Pour la combustion du méthane, le schéma GRI 3.0 [12] (53 espèces, 325 réactions) est utilisé avec une formulation classique de diffusion moyennée pour la modélisation du transport.

Ce solveur d'écoulement réactif est couplé à un solveur semi-analytique 1D pour décrire le transfert radiatif dans un domaine 1D hétérogène. Ce solveur est basé sur la solution semi-analytique exacte détaillée, dans le cas gris, par Modest [13]. Elle est adaptée à un cas spectral en intégrant sur le nombre d'onde. Cette solution s'appuie sur des fonctions intégrées-exponentielles pour exprimer les transmissivités de couches 1D apparaissant dans la forme intégrale de l'équation de transfert radiatif. Deux modèles pour les propriétés radiatives des gaz sont considérés : une approximation grossière de gaz gris et un modèle CK précis [14] avec des paramètres mis à jour par Rivière et Soufiani [15].

Des flammes diluées sont étudiées ici pour une richesse $\phi = 0,45$, une température de gaz frais $T_u = 500$ K, un rapport de dilution $y_{H_2O} = 0,2$ (ou $y_{CO_2} = 0,6$) et une pression variant entre 1 et 20 atm. Ces conditions sont représentatives de celles du fonctionnement d'un moteur.

2.2. Conditions aux limites

Les calculs de vitesse de flamme laminaire (sans rayonnement) sont généralement effectués dans des domaines suffisamment grands pour simuler une propagation dans un milieu infini. Cependant, il sera montré (section 4) que la taille du domaine, même si elle reste très supérieure à l'épaisseur de la flamme, affecte fortement les résultats couplés au rayonnement thermique. Deux ensembles de conditions aux limites sont donc comparés dans cette étude. L'un simule un domaine infini avec une infinité de gaz frais pour $x < 0$ et une infinité de gaz brûlés pour $x > 0$. L'autre reproduit un domaine de longueur finie dans lequel la température des gaz frais est celle imposée au premier point du domaine. Dans cette configuration, le gaz est supposé être

entouré d'une enceinte noire froide à 500 K. Dans les deux cas, le domaine simulé s'étend de $x = -L = -20$ cm à $x = L = 20$ cm avec le front de flamme situé autour de $x = 0$ cm. Dans le cas fini, une partie du rayonnement thermique émis est perdue aux frontières du domaine alors que dans le cas infini, toute l'émission est réabsorbée. Une partie de cette réabsorption a lieu en amont du domaine simulé, ce qui doit être reflété dans les conditions aux limites. La température au premier point du domaine simulé sera donc différente de celle imposée au mélange imbrûlé à $-\infty$ dans la configuration infinie.

3. Gaz gris et domaine infini

La première configuration étudiée est un domaine infini de gaz frais et brûlés considérés gris. On choisit un coefficient d'absorption uniforme $\kappa = 1 \text{ m}^{-1}$. L'épaisseur optique des couches de gaz frais et brûlés est infinie. Une flamme H₂-Air-H₂O avec $\phi = 0,45$, $T_u = 500$ K, $P = 5$ atm et $y_{\text{H}_2\text{O}} = 0,2$ est simulée dans un domaine de 40 cm de long en utilisant le jeu de conditions aux limites du cas infini détaillé dans la section 2.2. Les profils de température et de puissance radiative de la flamme sont représentés sur la Figure 1. Le profil de température de la flamme adiabatique correspondante (*i.e.* sans rayonnement thermique) est également affiché pour comparaison.

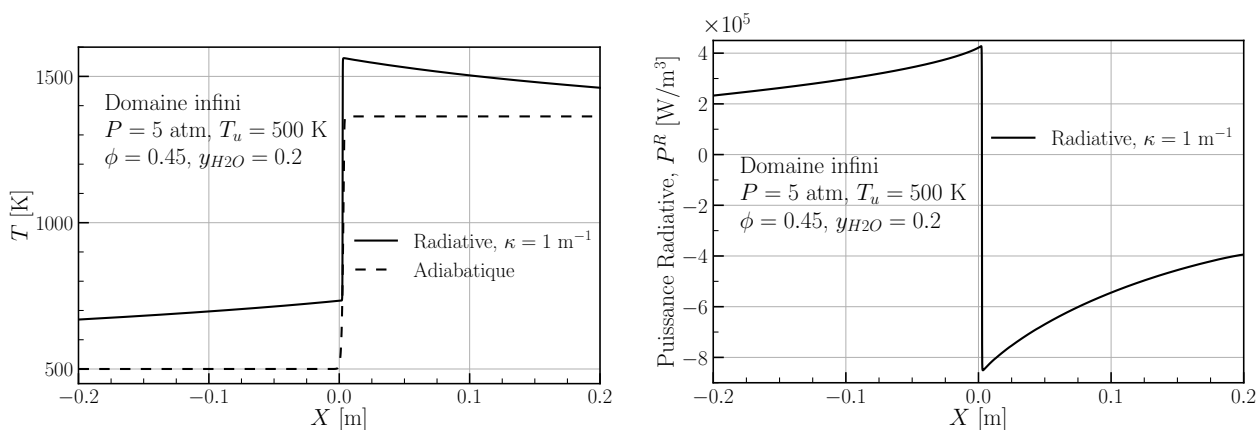


Figure 1 : Profils de température (gauche) et de puissance radiative (droite) dans le cas de gaz gris dans un domaine infini.

La puissance radiative est négative dans les gaz brûlés où l'émission est dominante et positive dans les gaz frais, où l'absorption est majoritaire. Cette absorption conduit à un préchauffage de la couche 1D infinie de gaz frais, ce qui explique que la température au premier point du domaine numérique soit supérieure à $T_u = 500$ K. Dans les gaz brûlés, l'émission conduit à une diminution de la température. En écrivant un bilan de température entre le dernier point du domaine numérique et $x = +\infty$, on trouve que $T_{+\infty}$ vaut 1363 K, ce qui est précisément la température adiabatique de fin de combustion de la flamme étudiée. Ceci valide la simulation d'un domaine infini sans pertes : tout rayonnement émis doit être, à terme, réabsorbé.

Le préchauffage des gaz frais a deux conséquences principales : la température maximale dans le domaine est supérieure à la température adiabatique (1562 K au lieu de 1363 K), et la vitesse de flamme laminaire non étirée augmente considérablement. Cette vitesse de flamme, et les autres obtenues dans cette étude sur l'hydrogène, sont résumées dans le Tableau 1 avec la valeur correspondante de $R = (S_l^{\text{rad}} - S_l^{\text{adiab}})/S_l^{\text{adiab}}$. Ce coefficient, similaire à celui défini dans [7], quantifie l'effet du rayonnement thermique sur la vitesse de flamme. Dans ce premier scénario, l'augmentation est conséquente avec $R = 1500$ % et S_l passant de 2 cm/s à 31,9 cm/s.

4. Gaz gris et domaine fini

Les chambres de combustion réelles ne sont pas infinies. La Figure 2 compare les profils de température et de puissance radiative pour le même mélange de gaz frais que précédemment mais avec les deux jeux de conditions aux limites détaillées dans la section 2.2.

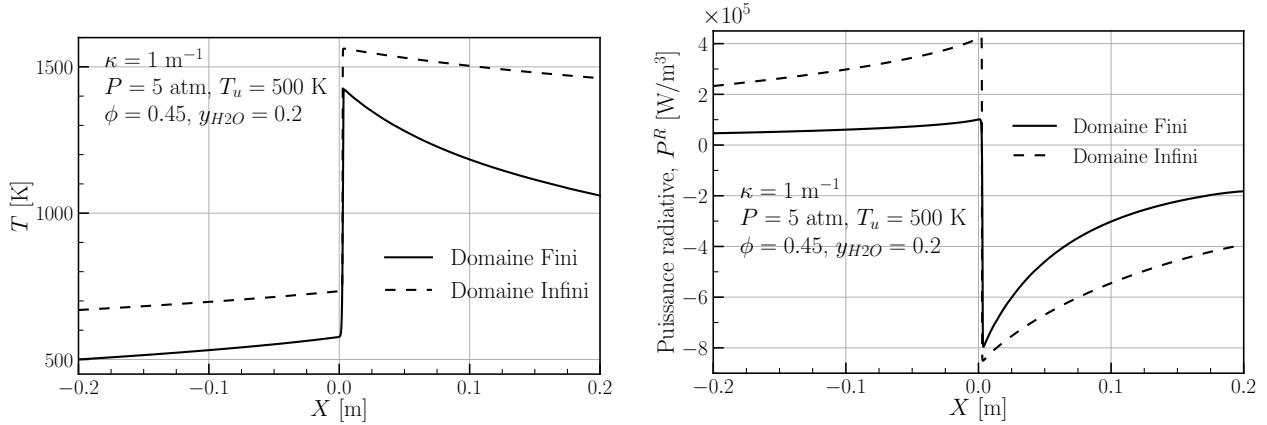


Figure 2 : Effet des conditions aux limites sur les profils de température (gauche) et de puissance radiative (droite).

Les mêmes phénomènes que ceux détaillés dans la section 3 apparaissent dans la configuration finie. Le préchauffage est cependant moins important pour trois raisons. Premièrement, la condition de Dirichlet à $x = -20 \text{ cm}$ force la température à 500 K à cette position. Deuxièmement, les gaz brûlés émettent moins dans le cas du domaine fini car la frontière froide à droite les refroidit. Troisièmement, la couche de gaz frais n'est plus infinie, et son épaisseur optique est désormais finie ($\kappa L = 0,2$ et $\tau_u = \exp(-\kappa L) \approx 0,82$). Une partie du rayonnement thermique émis ne peut plus être réabsorbée par les gaz frais et est perdue à la frontière froide à gauche. La valeur de la température au dernier point du domaine simulé, qui est maintenant de 1060 K, *i.e.* 300 K de moins que la température adiabatique de la flamme, met en évidence ces pertes. L'effet sur la vitesse de flamme est également plus faible que dans la configuration infinie avec une vitesse de $S_f^{\text{rad}} = 4,3 \text{ cm/s}$ correspondant à $R = 115 \%$.

L'épaisseur optique des gaz peut être modifiée en changeant la valeur de κ . La Figure 3 compare trois valeurs d'épaisseurs optiques (0,02, 0,2 et 2) associées à des transmissivités décroissantes pour les gaz frais de 0,98, 0,82 et 0,14. Le préchauffage devient de plus en plus important quand κ augmente puisqu'un coefficient d'absorption plus élevé signifie plus d'émission des gaz brûlés (pour une température fixée), et une épaisseur optique plus élevée signifie plus de réabsorption des gaz frais ainsi qu'un impact plus faible des frontières froides. Les pertes thermiques dans le domaine atteignent une valeur maximale pour les transmissivités intermédiaires. En effet, lorsque le domaine est optiquement fin ($\kappa L = 0,02$), l'émission des gaz brûlés est moins importante, ce qui explique la faible diminution de la température. Au contraire, lorsque le domaine est assez épais ($\kappa L = 2$), l'impact des frontières froides est moins intense. Les pertes sur le domaine sont alors plus faibles que dans le cas $\kappa L = 0,2$ comme le prouve la température en sortie du domaine simulé, qui est plus élevée pour $\kappa L = 2$.

Dans le cas optiquement fin ($\kappa L = 0,02$), la valeur de la vitesse de flamme est très proche de la valeur adiabatique (voir Tableau 1). D'autre part, même avec $\kappa L = 2$, la vitesse de flamme est toujours inférieure de 67% à celle du cas infini. Cela indique que la convergence en épaisseur optique du côté épais n'est pas atteinte. Augmenter κ de 1 à 10 m^{-1} dans un domaine de 40 cm revient à garder $\kappa = 1 \text{ m}^{-1}$ constant mais à augmenter la longueur du domaine de 40

cm à 4 m. Cela signifie que la longueur du domaine a un impact significatif sur l'impact du rayonnement thermique, comme le montrait *Ju et al.* [5]. Dans les applications pratiques de combustion, où les dimensions de la chambre varient de quelques dizaines de cm à plusieurs mètres, une configuration finie d'une longueur appropriée doit être simulée pour obtenir une vitesse de flamme avec rayonnement correcte.

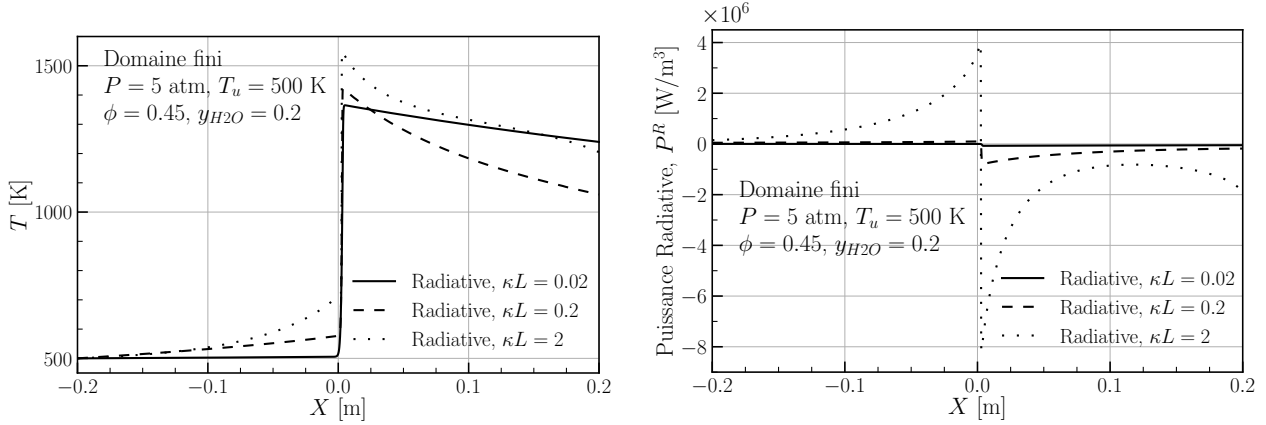


Figure 3 : Profils de température (gauche) et de puissance radiative (droite) pour différentes épaisseurs optiques dans un domaine fini.

5. Propriétés radiatives spectrales

Pour continuer d'augmenter la complexité et le réalisme de la simulation, des propriétés radiatives dépendantes du nombre d'onde doivent être prises en compte au lieu de l'approximation de gaz gris. Un modèle CK est choisi comme détaillé dans la section 2.2. Les spectres d'émissivité des gaz frais et brûlés sont présentés sur la Figure 4 pour différentes conditions de pression. La fonction de Planck modélisant l'émission d'un corps noir à la température des gaz brûlés ($T_{\text{adiab}} = 1363$ K) est représentée en pointillés pour souligner la zone d'intérêt des spectres. Il est clair que les mélanges étudiés ne sont pas gris. Des propriétés radiatives spectrales sont nécessaires même si elles rendent les simulations plus coûteuses (1022 bandes au lieu d'une seule valeur pour κ).

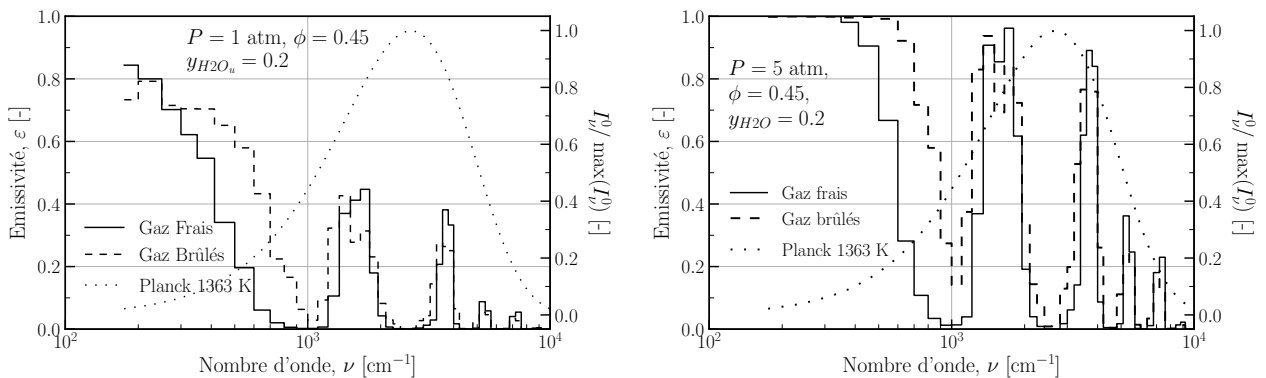


Figure 4 : Spectres d'émissivité des gaz frais et brûlés selon le modèle CK pour deux valeurs de pression 1 atm (gauche) et 5 atm (droite).

La Figure 5 compare cette simulation avec le modèle CK aux calculs précédents avec l'approximation de gaz gris avec $\kappa L = 0.2$ ($\tau = 0, 82$) et $\kappa L = 2$ ($\tau = 0, 135$). Avec le modèle CK, la transmissivité moyenne du mélange brûlé pondérée par la fonction de Planck est de $\tau = 0, 68$. Les profils de température et de puissance radiative du calcul avec le modèle CK se situent entre les tracés des deux autres simulations. Cela suit l'ordre des épaisseurs optiques, des mélanges

les plus fins aux plus épais. Il est important de noter ici que pour une configuration réaliste avec un domaine fini, un modèle détaillé de propriétés radiatives, un mécanisme chimique détaillé et une modélisation correcte du transport, la prise en compte du rayonnement thermique conduit à une augmentation de la vitesse de flamme laminaire de 320%. Ainsi, dans ces flammes H₂-Air-H₂O, il est essentiel de tenir compte du rayonnement thermique pour obtenir des simulations correctes de la vitesse de flamme.

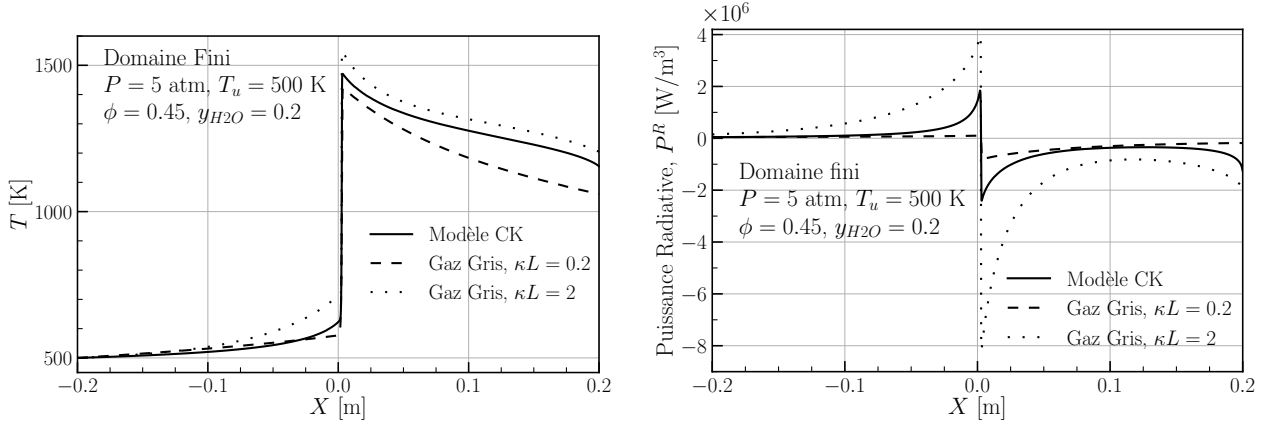


Figure 5 : Effets des propriétés radiatives sur les profils de température (gauche) et de puissance radiative (droite).

6. Effet de la pression

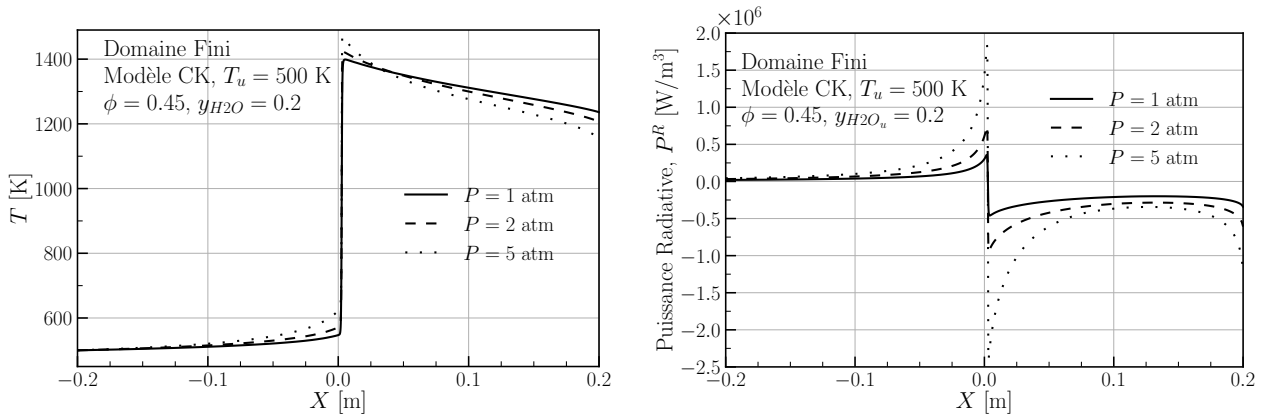


Figure 6 : Effet de la pression sur les profils de température (gauche) et de puissance radiative (droite)

Les effets du rayonnement avec le modèle CK sont maintenant étudiés pour différentes conditions de pression. La base de données spectroscopiques utilisée pour déterminer les paramètres du modèle CK tient compte des effets d'élargissement de raie dus à la pression. La Figure 6 présente les profils de température et de puissance radiative pour des simulations à 1, 2 et 5 atm. L'augmentation de la pression et donc du coefficient d'absorption des gaz brûlés entraîne une plus grande émission des gaz chauds. Cela se reflète dans la baisse de la température après le front de flamme, qui est plus raide aux pressions plus élevées. Une pression plus élevée, correspondant à un mélange plus épais, conduit également à un préchauffage plus important des gaz frais.

Les vitesses de combustion des flammes adiabatiques et couplées aux différentes pressions considérées sont détaillées dans le Tableau 1. Comme attendu, les flammes avec rayonnement à 1, 2 et 5 atm sont plus rapides que les flammes adiabatiques correspondantes. Avec le modèle CK, contrairement au gaz gris, deux effets de la pression sur la vitesse de flamme laminaire

s'opposent. En effet, il est connu que l'augmentation de la pression conduit à des valeurs plus faibles de vitesses de flamme. Cependant, avec le rayonnement thermique, l'augmentation du préchauffage due à l'augmentation de la pression conduit à une vitesse de flamme plus élevée. Ces deux effets sont en opposition dans ces flammes diluées couplées. Le premier effet est le plus fort ici : l'augmentation de la pression réduit la vitesse de flamme, à la fois dans les simulations adiabatiques et dans les calculs couplés. Cependant, l'effet du rayonnement, qui est quantifié par R , croît avec la pression : de 46% à 1 atm à 320% à 5 atm. Ceci est, de nouveau, dû à l'augmentation de l'épaisseur optique et de l'intensité du rayonnement quand la pression augmente. Il est intéressant de noter que même à pression atmosphérique, l'effet du rayonnement thermique sur une flamme pauvre H₂-Air-H₂O est significatif.

Domaine	Modèle de rayonnement	κL [-]	S_l [cm/s]	R [%]
Infini	Adiabatique	-	2,0	-
	Gaz Gris	0,2	31,9	1500
Fini	Adiabatique	-	2,0	-
		0,02	2,1	5
	Gaz Gris	0,2	4,3	115
		2	21,4	970
	Modèle CK	-	8,4	320

Tableau 1 : Résumé des valeurs de vitesse de flamme pour les différentes conditions étudiées pour H₂

7. Oxycombustion du méthane diluée avec du dioxyde de carbone

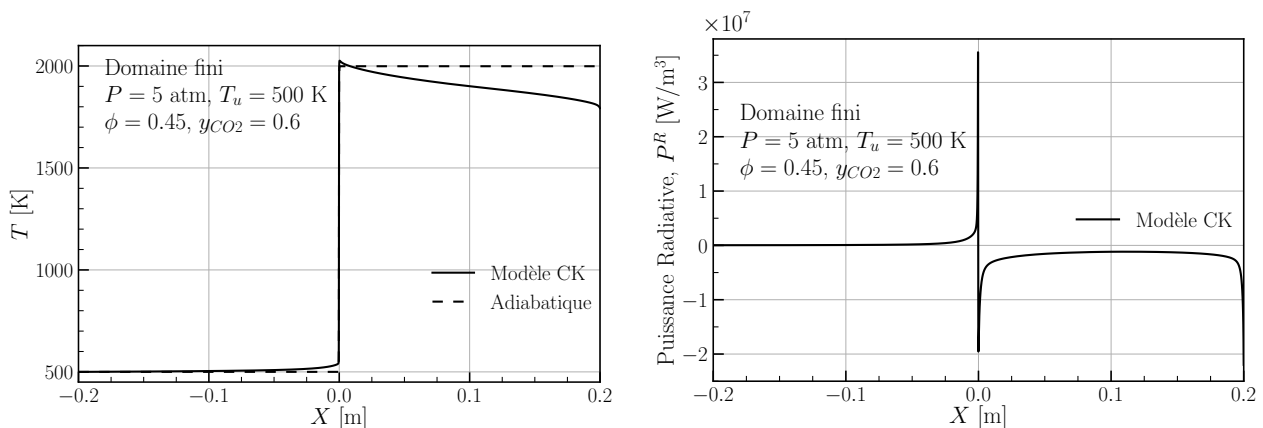


Figure 7 : Prise en compte du rayonnement sur une flamme d'oxycombustion CH₄-O₂-CO₂

Suite à ces études sur des flammes H₂-Air-H₂O, une flamme CH₄-O₂ diluée avec de la vapeur de CO₂ a également été simulée pour comparer les effets du rayonnement sur les deux carburants. Les profils de température et de puissance radiative obtenus pour $P = 5$ atm, $\phi = 0,45$, $T_u = 500$ K et $y_{CO_2} = 0,6$ sont présentés en Figure 7. Le taux de dilution est plus élevé que dans le reste de l'étude car le CO₂ vient remplacer l'azote de l'air. Le modèle CK et le jeu de conditions correspondant à un domaine fini ont été utilisés. Il est intéressant de souligner que cette simulation est sensiblement plus chère que celles pour l'hydrogène car la chimie du méthane est plus complexe.

Les mêmes phénomènes que pour l'hydrogène peuvent être retrouvés avec une émission des gaz brûlés menant à une baisse de température, une réabsorption par le CO₂ des gaz frais entraînant un préchauffage et une température maximale légèrement supérieure à la température

adiabatique. L'effet sur la vitesse de flamme est moins important que celui observé précédemment avec $S_i^{\text{adiab}} = 20,5$ cm/s et $S_i^{\text{rad}} = 23,4$ cm/s soit $R = 14$ %. Il sera intéressant dans la suite de faire varier le taux de dilution, la richesse et la pression de cette flamme de méthane pour voir si des effets du même ordre de grandeur que ceux trouvés pour l'hydrogène existent.

8. Conclusion

Cette étude a examiné l'effet du rayonnement thermique sur des flammes 1D prémélangées H₂-Air diluées avec de la vapeur d'eau en utilisant un solveur fluide réactif couplé à une solution semi-analytique de l'équation de transfert radiatif. Les résultats ont montré que le transfert radiatif a un impact significatif sur les caractéristiques de la flamme. Sa prise en compte entraîne un préchauffage des gaz frais, une augmentation de la vitesse de la flamme laminaire, et une diminution de la température dans les gaz brûlés. L'effet de la longueur du domaine sur ces phénomènes a été examiné, soulignant l'importance de sa considération dans les simulations pratiques. L'étude a également comparé l'approximation de gaz gris à des propriétés radiatives plus réalistes en utilisant un modèle CK. Les simulations couplées ont révélé que la prise en compte du rayonnement thermique conduit à une augmentation significative de la vitesse de la flamme laminaire, qui atteint 320% à 5 atm. L'impact de la pression a également été étudié. Une ouverture aux flammes CH₄-O₂-CO₂ a montré que les mêmes phénomènes avaient lieu mais avec un effet plus faible du rayonnement. Dans l'ensemble, cette étude souligne la nécessité de prendre en compte le rayonnement thermique dans les simulations 1D de flammes diluées afin d'obtenir des prédictions précises des caractéristiques de la flamme, telles que sa vitesse laminaire non étirée, une brique fondamentale de la modélisation de la combustion 3D turbulente.

Références

- [1] Xie, Yongliang *et al.* (2014). Comparative study on the effect of CO₂ and H₂O dilution on laminar burning characteristics of CO/H₂/air mixtures. *Int. J. Hydrog. Energy*, 39(7), 3450–3458.
- [2] Meng, Shun *et al.* (2016). The effects of water addition on the laminar flame speeds of CO/H₂/O₂/H₂O mixtures. *Int. J. Hydrog. Energy*, 41(25), 10976–10985.
- [3] Lyu, Yajin *et al.* (2018). Effects of steam dilution on laminar flame speeds of H₂/air/H₂O mixtures at atmospheric and elevated pressures. *Int. J. Hydrog. Energy*, 43(15), 7538–7549.
- [4] Qiao, L. *et al.* (2010). Extinction of premixed methane/air flames in microgravity by diluents : Effects of radiation and Lewis number. *Combust. Flame*, 157(8), 1446–1455.
- [5] Ju, Yiguang *et al.* (1998). Effects of radiative emission and absorption on the propagation and extinction of premixed gas flames. *Symp. (Int.) Combust.*, 27(2), 2619–2626.
- [6] Ruan, Jiongming *et al.* (2001). Combined effects of nongray radiation and pressure on premixed CH₄/O₂/CO₂ flames. *Combust. Flame*, 124(1-2), 225–230.
- [7] Chen, Zheng (2017). Effects of radiation absorption on spherical flame propagation and radiation-induced uncertainty in laminar flame speed measurement. *Proc. Combust. Inst.*, 36(1), 1129–1136.
- [8] Chen, Zheng *et al.* (2007). Studies of radiation absorption on flame speed and flammability limit of CO₂ diluted methane flames at elevated pressures. *Proc. Combust. Inst.*, 31(2), 2693–2700.
- [9] Han, Minchao *et al.* (2015). Laminar flame speeds of H₂/CO with CO₂ dilution at normal and elevated pressures and temperatures. *Fuel*, 148, 32–38.
- [10] Varga, T. *et al.* (2015). Optimization of a hydrogen combustion mechanism using both direct and indirect measurements. *Proc. Combust. Inst.*, 35(1), 589–596.
- [11] Sánchez, Antonio L. and Williams, Forman A. (2014). Recent advances in understanding of flammability characteristics of hydrogen. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 41, 1–55.
- [12] Smith, Gregory P. *et al.* (1999). GRI-Mech 3.0. <http://me.berkeley.edu/gri-mech/>
- [13] Modest, M. F. (1993). Radiative Heat Transfer. McGraw-Hill.
- [14] Goody, Richard *et al.* (1989). The correlated-k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 42(6), 539–550.
- [15] Rivière, Philippe and Soufiani, Anouar (2012). Updated band model parameters for H₂O, CO₂, CH₄ and CO radiation at high temperature. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 55(13-14), 3349–3358.

Caractérisation expérimentale d'écoulements alternés de gaz au sein de microcanaux. Pertes de charge et variations de température

Jean KOVCHAR, Magali BARTHES*, François LANZETTA, Jean-Marc COTE, Michel DE LABACHELERIE

Institut FEMTO-ST, Univ. de Franche-Comté, CNRS
25030 Besançon, France

*(auteur correspondant : magali.barthes@femto-st.fr)

Résumé - Les écoulements gazeux au sein d'une machine Stirling sont de type oscillant alterné et sont très peu documentés à l'échelle microscopique. L'objectif de ce travail expérimental concerne l'étude de tels écoulements dans des canaux de section rectangulaire, de diamètres hydrauliques variant de 100 μm à 1 mm et sous différentes fréquences d'oscillation, de 0.7 Hz à 3.5 Hz. On montre l'influence du diamètre hydraulique sur les variations de pression et de température avec des variations de pression jusqu'à 6 fois plus importantes et des variations de température plus que 6 fois supérieures dans les canaux de diamètre 100 μm par rapport à celles obtenues, dans les mêmes conditions, dans les canaux de diamètre 1 mm .

Nomenclature

$D_h = \frac{4S_p}{\Pi}$ diamètre hydraulique, m

f fréquence, Hz

h hauteur du microcanal, m

L longueur du microcanal, m

P pression, Pa

r rayon hydraulique du microcanal, m

S_p section de passage, m^2

T température, K

w largeur du microcanal, m

Nombres adimensionnels

Re nombre de Reynolds

Wo nombre de Womersley

Symboles grecs

$\alpha = \frac{l}{h}$ rapport d'aspect

ν viscosité cinématique, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

Π périmètre mouillé, m

ω fréquence angulaire $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$

1. Introduction

La valorisation des chaleurs fatales constitue un enjeu majeur pour notre économie. On estime que, sur le gisement industriel sur près de 110 TWh , 25 % correspondent à un niveau de température compris entre 100 °C et 200 °C. Les progrès récents des dernières décennies dans les technologies MEMS ont ouvert la voie à la conception, au développement et à la miniaturisation de dispositifs de récupération et de conversion en énergie électrique d'énergie basse température fonctionnant sur le principe d'une machine Stirling. Ces machines Stirling sont caractérisées par des écoulements oscillants alternés de gaz (air, hélium, hydrogène).

De précédentes études menées au sein de l'institut FEMTO-ST [1] [2] ont contribué à la fabrication d'un prototype de moteur Stirling miniaturisé. Cependant, les tests expérimentaux de ce prototype ont mis en évidence des problèmes liés aux écoulements alternés à ces échelles milli- et sub-millimétriques. Les pertes de charge observées étaient, en effet, bien plus importantes que celles prévues par la théorie basée sur les résultats à échelle macroscopique. Optimiser le design de la machine Stirling miniature nécessite donc de bien comprendre les

caractéristiques thermiques et fluidiques des écoulements alternés de gaz au sein de conduites de dimensions milli- et sub millimétriques.

Cependant, il existe très peu de références bibliographiques de tels écoulements à ces échelles, alors qu'à l'échelle macroscopique, ces écoulements alternés ont été largement étudiés depuis Richardson *et al.*[3] : ils ont montré en particulier qu'à l'échelle macroscopique, le profil de vitesse présentait la particularité d'avoir une vitesse maximale en proche paroi (au lieu d'être localisée au centre de l'écoulement, comme on peut l'observer au sein d'écoulements stationnaires continus). Sur une période, l'écoulement étant à vitesse moyenne nulle, le nombre de Reynolds classique n'était plus pertinent. Ainsi, Womersley [4] a défini un nombre adimensionnel permettant de caractériser l'instationnarité d'un écoulement, le nombre de Womersley :

$$Wo = r \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \quad (1)$$

Plus récemment, Tanaka *et al.*[5], Leong *et al.*[6] ont proposé, pour caractériser les écoulements oscillants alternés, d'utiliser une définition du nombre de Reynolds modifié prenant en compte la vitesse maximale de l'écoulement.

En l'absence de données sur les écoulements oscillants alternés à l'échelle microscopique, et afin d'avoir une base de référence en micro-fluidique, nous nous sommes intéressés aux études menées sur les écoulements stationnaires au sein de microcanaux au cours des dernières décennies.

Parmi les différentes études d'écoulements permanents en microcanaux avec un fluide compressible, nous pouvons citer par exemple le travail de Wu *et al.*[9] qui furent parmi les premiers à étudier les écoulements de gaz au sein de microcanaux de diamètre hydraulique compris entre $45 \mu m$ et $85 \mu m$ pour une large gamme de nombre de Reynolds ($100 < Re < 15000$). Plus récemment, Yuan *et al.*[10] ont étudié l'écoulement d'air au sein de canaux circulaires de diamètre $400 \mu m$. Dans tous les cas, ces auteurs ont trouvé un coefficient de pertes de charge plus important que celui prévu par la théorie à échelle macroscopique.

Pour mener l'étude visant à une meilleure compréhension des caractéristiques thermo-fluidiques des écoulements oscillants alternés au sein de milli- et microcanaux, nous avons conçu et microfabriqué des canaux de différentes géométries. Dans cet article, nous présenterons les résultats obtenus avec de l'air pour des canaux de même longueur, sans singularité, avec deux diamètres hydrauliques de rapport d'aspect identique.

2. Matériel

Une fois le dimensionnement réalisé, les canaux ont été réalisés à l'aide de technologies de microfabrication, au sein de la centrale MIMENTO (salle blanche) de l'Institut FEMTO-ST. Un exemple de canal ainsi réalisé est représenté sur la figure 1.

Le canal est visible au centre et, de part et d'autres, des convergents/divergents ont été dimensionnés afin de permettre l'adaptation de section avec le reste du dispositif expérimental tout en minimisant les pertes de charge singulières (générées par ces singularités) et dans la limite de l'espace disponible sur le substrat (wafer) utilisé en salle blanche. Le tableau 1 présente les dimensions caractéristiques des canaux et les conditions opératoires testées et présentées dans cet article.

Ces canaux sont constitués d'un assemblage de trois wafers : deux en silicium (orientation

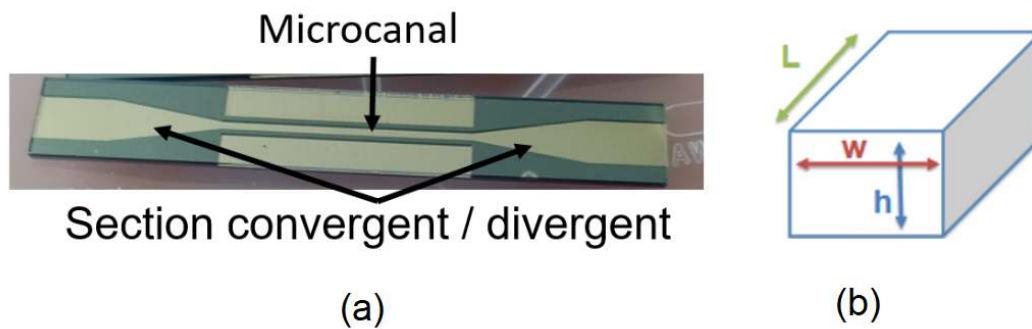


Figure 1 : (a) microcanal ($D_h = 1 \text{ mm}$) réalisé à l'aide de technologies de microfabrication, (b) Schéma des microcanaux avec h la hauteur, w la largeur et L la longueur du microcanal.

	D_h	w	h	L	α	f
	μm	μm	μm	mm		Hz
Canal 1	100	100	100	25	1	0.7-3.5
Canal 2	1000	1000	1000	25	1	0.7-3.5

Tableau 1 : Caractéristiques des canaux étudiés et conditions opératoires de l'étude

100, dopés P), et un en verre (borofloat 33). Le substrat du bas est un substrat de Silicium d'une épaisseur de $500 \mu\text{m}$ qui constitue la paroi inférieure du microcanal. Le substrat du milieu constitue le microcanal : il est gravé sur toute son épaisseur par gravure sèche profonde (DRIE). La hauteur des microcanaux « h » est donc celle de l'épaisseur du substrat de Silicium. Enfin, le wafer du dessus est un substrat de verre de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur prévu pour permettre la visualisation de l'écoulement et servant de paroi supérieure du microcanal.

L'assemblage des différents wafers a été réalisé d'abord par thermocompression Or-Or entre les deux substrats de Silicium; l'élément obtenu (stack) constitué des 2 wafers de silicium assemblés a ensuite été collé au wafer de verre par soudure anodique.

Après découpe des wafers, différents microcanaux sont obtenus. Chaque microcanal est ensuite testé sur un banc de mesure représenté sur la figure 2. L'écoulement alterné d'air qui traverse le microcanal (1) est généré à l'aide de deux pistons (5) qui sont mis en mouvement, avec un déphasage de π , par un système de bielle-manivelle entraîné par un moteur (4) dont la vitesse de rotation est réglable.

Le design des raccords entre les pistons et le microcanal est réalisé de sorte à obtenir une symétrie de l'écoulement alterné de part et d'autre du microcanal. Ces raccords supportent d'une part les capteurs de pression KULITE XCQ-055-10 BARA-8068-3-661 (2). D'autre part, ils supportent aussi des capteurs de température (3) qui sont des thermocouples de type K de diamètre $12.7 \mu\text{m}$, fabriqués et étalonnés au laboratoire. Des emplacements sont également prévus pour intégrer des capteurs de vitesse par fil chaud, de part et d'autre des extrémités du canal, en regard des capteurs de pression et de température.

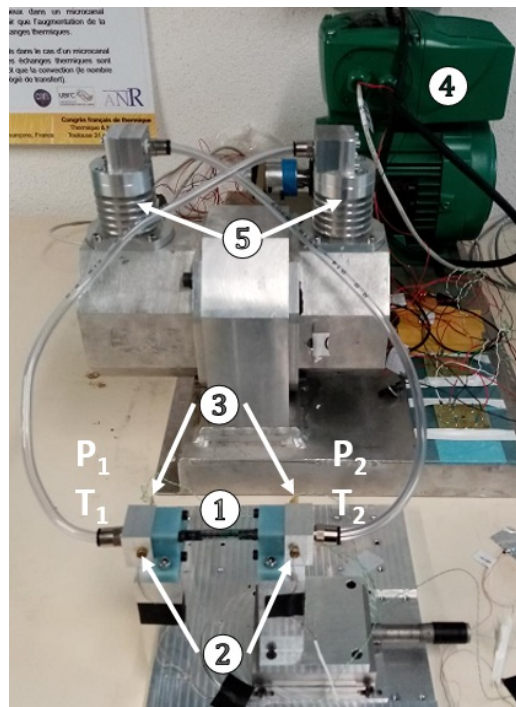


Figure 2 : *Dispositif expérimental.* (1) microcanal, (2) Capteurs de pression, (3) Thermocouple type K, (4) Moteur, (5) Pistons

3. Résultats

La figure 3 représente l'évolution de la pression relative pour différentes fréquences, de 1 Hz à 3 Hz pour les microcanaux de diamètre hydraulique 1 mm et 100 μm . On observe sur une période que, pour le microcanal de 1 mm , l'amplitude de variation de la pression augmente de 170 Pa à 310 Pa lorsque la fréquence augmente de 1.05 à 3.2 Hz . Cela s'explique par l'augmentation de la vitesse en fonction de la fréquence, qui induit en conséquence des pertes de charge bien plus importantes. On peut aussi constater que cette variation de pression est bien plus importante pour un écoulement au sein du microcanal de diamètre hydraulique 100 μm . On observe en effet une amplitude de variation de pression passant de 500 Pa à 2000 Pa lorsque la fréquence augmente de 1.05 Hz à 3 Hz . Cela montre l'influence du diamètre hydraulique et s'explique par le changement de section, qui provoque une élévation des vitesses de l'écoulement, et donc des pertes de charge plus importantes.

La figure 4 représente la variation de pression en fonction de la fréquence d'alternance au sein des microcanaux de diamètre 1 mm et 100 μm . On observe les tendances observées sur la figure 3. L'amplitude de variation de la pression augmente lorsque la fréquence augmente. De plus, cette variation est bien plus importante au sein du microcanal 100 μm qu'au sein de celui de 1 mm : elle y est jusqu'à 5 fois plus importante entre 0.7 Hz et 3.5 Hz . On observe par ailleurs que cette variation en fonction de la fréquence semble être linéaire, contrairement à ce qui est observé en régime unidirectionnel stationnaire où les variations de pression varient en fonction du carré de la vitesse.

La figure 5 représente l'évolution de la température au sein du microcanal de 1 mm et 100 μm de diamètre pour des fréquences entre environ 1 Hz et 3 Hz au cours d'une période.

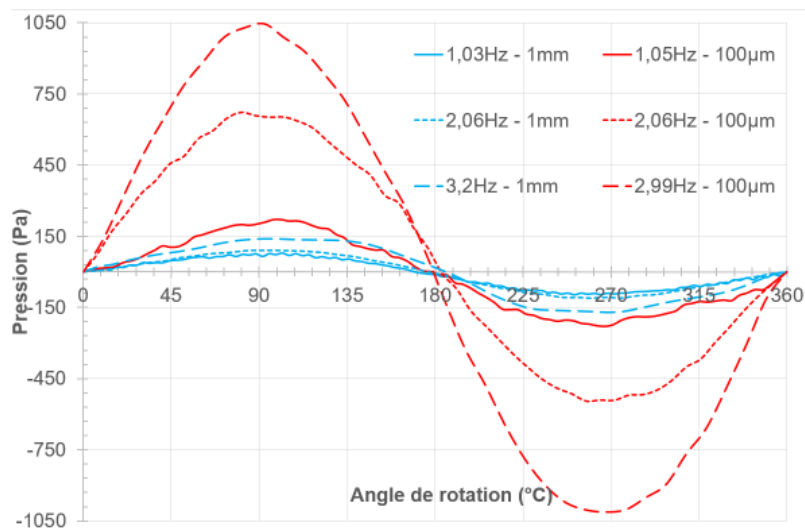


Figure 3 : Evolution de la pression au cours d'une oscillation de l'écoulement au sein du canal de diamètre 1 mm et 100 μm pour plusieurs fréquences

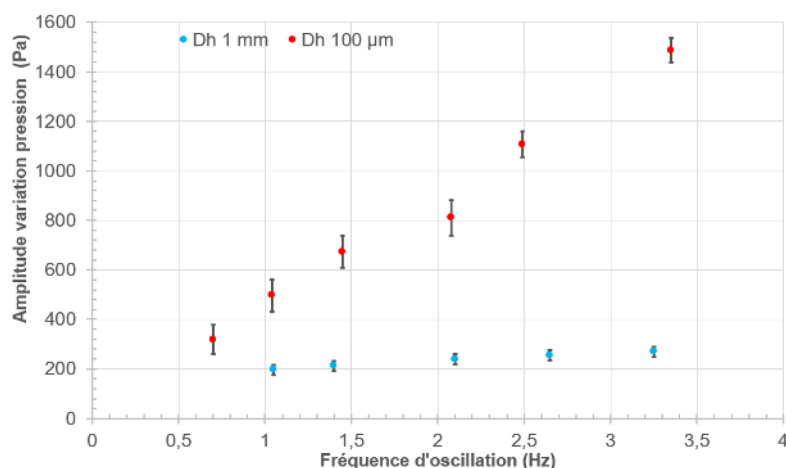


Figure 4 : Influence de la fréquence d'oscillation de l'écoulement sur l'amplitude de variation de la pression au sein des microcanaux de diamètre 1 mm et 100 μm

La précision des mesures de températures est de l'ordre de $\pm 0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$. On constate que la température varie comme la pression, avec un léger déphasage quant à la position des pics : le maximum est légèrement décalé de la position 90° , correspondant à la position du maximum de pression sur une période. Pour le microcanal de 1 mm, la température varie de $0.6\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $1.05\text{ }^{\circ}\text{C}$, jusqu'à $1.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ à 3.2 Hz . La variation de température est encore une fois bien plus importante pour le microcanal de $100\text{ }\mu\text{m}$, passant de $3\text{ }^{\circ}\text{C}$ pour une fréquence de 1.05 Hz , à environ $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ pour une fréquence de 2.99 Hz .

La figure 6 représente l'évolution de l'amplitude de variation de la température en fonction de la fréquence d'alternance de l'écoulement, au sein des microcanaux de diamètre 1 mm et $100\text{ }\mu\text{m}$. On observe les tendances observées sur la figure précédente : l'amplitude de variation de la température augmente lorsque la fréquence augmente. De plus, cette variation est bien plus importante au sein du microcanal $100\text{ }\mu\text{m}$ qu'au sein du microcanal 1 mm. L'amplitude de

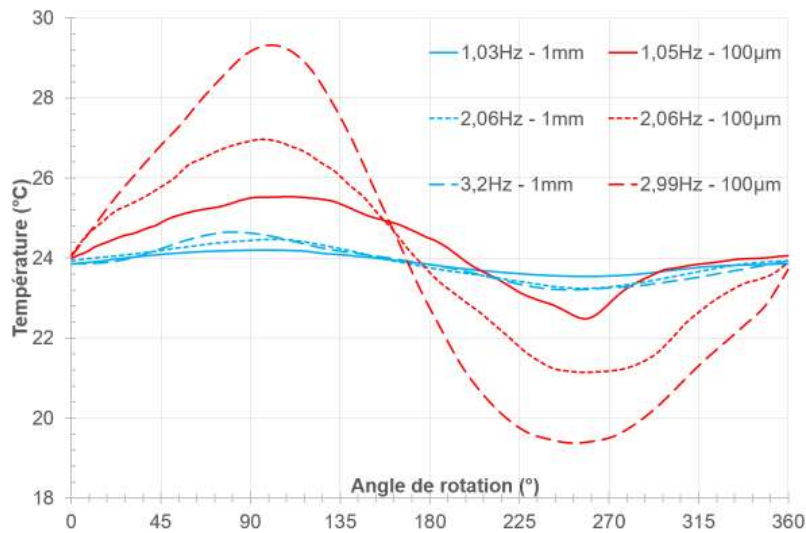


Figure 5 : Evolution de la température au cours d'une oscillation de l'écoulement au sein du canal de diamètre 1 mm et 100 μm pour plusieurs fréquences

variation de la température est jusqu'à environ 7 fois plus importante entre 0.7 Hz et 3.5 Hz au sein du microcanal de 100 μm . Cette variation de température observée est liée aux variations de pression. Les pertes de charge, plus importantes à fréquence élevée et dans des canaux de diamètres plus faibles, induisent des frottements plus importants qui peuvent être à l'origine de cette augmentation de température significative.

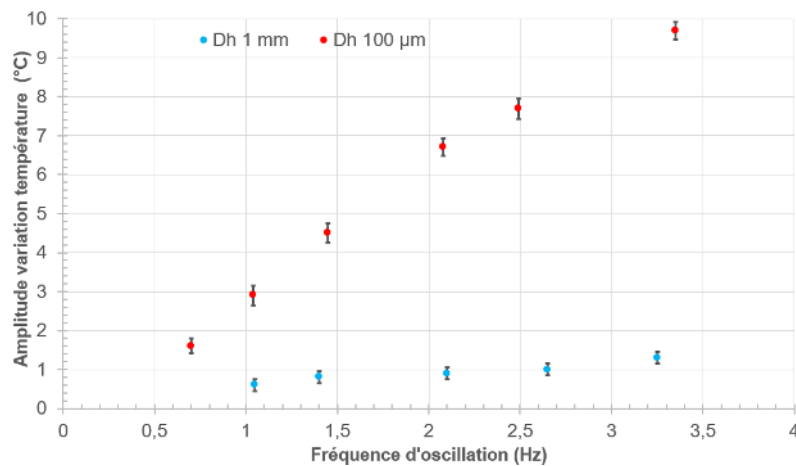


Figure 6 : Influence de la fréquence d'oscillation de l'écoulement sur l'amplitude de variation de la température pour le canal de diamètre 100 μm

4. Conclusion

L'étude des écoulements oscillants alternés, avec de l'air, dans des canaux millimétriques et sub-millimétriques nous a permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes. Tout d'abord, le changement de diamètre hydraulique induit des variations de pression non négligeables : à débit massique identique, ces variations sont jusqu'à 5 fois plus importantes avec le canal de 100 μm

qu'avec celui de 1 mm. Par ailleurs, l'augmentation de la fréquence induit, comme l'augmentation de la vitesse en écoulement permanent, une augmentation de l'amplitude de variation de pression jusqu'à deux fois plus importante entre 1 Hz et 3 Hz, ceci pouvant être attribué majoritairement à l'augmentation des pertes de charge. Enfin, l'amplitude de variations des températures augmente avec la fréquence et, à fréquence identique, est bien plus élevée avec le canal de 100 μm qu'avec le canal de 1 mm. Cette augmentation peut être attribuée à l'augmentation des pertes de charge et donc des frottements. Le léger déphasage observé entre les signaux de température et pression va être étudié plus en profondeur. Par ailleurs, afin de généraliser les résultats obtenus et de pouvoir les corrélérer entre eux, d'autres dimensions de canaux, sur des gammes de fréquence plus élevées, sont actuellement testés. Enfin, il sera intéressant de compléter cette étude en s'intéressant à l'influence de paramètres supplémentaires, comme le rapport d'aspect des canaux, la présence de singularités (coudes), la compressibilité du fluide (choix du fluide) et la présence d'un gradient de température imposé de part et d'autre du canal (échangeurs de chaleur intégrés au dispositif expérimental). Les canaux permettant une telle étude ont déjà été conçus en ce sens et seront testés dans la suite de ce travail.

Références

- [1] E. Dellali, Étude théorique et expérimentale des écoulements oscillants alternés d'un gaz au sein de micro et milli-régénérateurs de moteur Stirling, *PhD thesis, Université Bourgogne Franche-Comté* (2018)
- [2] A. D. Diallo, Contribution à la conception et à la réalisation d'une micro-machine thermique à cycle de Stirling, *PhD thesis, Université Bourgogne Franche-Comté* (2019)
- [3] E. G. Richardson, E. Tyler, The transverse velocity gradient near the mouths of pipes in which an alternating or continuous flow of air is established, *Proceedings of the Physical Society*, 42-1 (1929) pp.1-15
- [4] J. R. Womersley, Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known, *The journal of physiology*, 127-3 (1955) pp.553-563
- [5] M. Tanaka, I. Yamashita, F. Chisaka, Flow and heat transfer characteristics of the Stirling engine regenerator in an oscillating flow, *JSME International journal*, 33-2 (1990) pp.283-289
- [6] K. C. Leong, L. W. Jin, Characteristics of oscillating flow through a channel filled with open-cell metal foam, *International Journal of Heat and Fluid flow*, 27-1 (2006) pp.144-153
- [7] D. Pfund, D. Rector, A. Shekarriz, A. Popescu, J. Welty, Pressure drop measurements in a microchannel, *AIChE Journal*, 46-8 (2000) pp.1496-1507
- [8] G. Croce, P. D'Agaro, Numerical simulation of roughness effect on microchannel heat transfer and pressure drop in laminar flow, *Journal of Physics D : Applied Physics*, 38-10 (2005) pp.1518
- [9] W. Peiyi, W. Little, Measurement of friction factors for the flow of gases in very fine channels used for microminiature Joule-Thomson refrigerators, *Cryogenics*, 23-5 (1983) pp.273-277
- [10] X. Yuan, Z. Tao, H. li, Y. Tian, Experimental investigation of surface roughness effects on flow behavior and heat transfer characteristics for circular microchannels, *Chinese Journal of Aeronautics*, 29-6 (2016) pp.1575-1581
- [11] T. P. Brackbill, S. G. Kandlikar, Effect of sawtooth roughness on pressure drop and turbulent transition in microchannels, *Heat transfer engineering*, 28-8 (2007) pp.662-669
- [12] S.-S. Hsieh, H.-H. Tsai, C.-Y. Lin, C.-F. Huang, C.-M. Chien, Gas flow in a long microchannel, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47-17 (2004), pp.3877-3887
- [13] G. L. Morini, M. Lorenzini, S. Salvigni, M. SPiga, *Microfluidics and nanofluidics*, 7-2 (2009) pp.181-190

Remerciements

Ce projet a été soutenu par l'EUR EIPHI (ANR-17-EURE-0002), le projet ISITE-BFC (ANR-15-IDEX-0003) et la Région Bourgogne-Franche-Comté. Ce projet a été partiellement soutenu par le réseau français RENATECH et son infrastructure technologique MIMENTO de l'Institut FEMTO-ST.

Intégrer les transferts radiatifs dans un modèle nodal représentatif d'un toron de fils automobile

Julien PETITGIRARD¹, Philippe BAUCOUR^{1*}, Didier CHAMAGNE¹, Eric FOULLIEN², Jean-Christophe DELMARE²

Université de Franche-Comté, CNRS, institut FEMTO-ST, Département Energie
Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort, France.

² Stellantis, Centre Technique de Vélizy Route de Gisy - 78140 Vélizy-Villacoublay

*(auteur correspondant : philippe.baucour@univ-fcomte.fr)

Résumé - Nous proposons dans cette étude d'ajouter les phénomènes de transfert par rayonnement dans un modèle nodal réduit. Cette modélisation permet d'identifier les températures de fils électriques dans un toron. Pour ce faire, nous disposons d'un modèle nodal purement conducteur [1, 2] et nous proposons une méthode d'identification des conductances de rayonnement basée sur un découpage géométrique : la tessellation de Laguerre. À l'issue, nous intégrons ces conductances au modèle précédent et proposons une étude de l'influence du phénomène de transfert par rayonnement.

Mots-clés : faisceau électrique ; toron de fils ; méthode nodale ; transfert radiatif ; modèle réduit.

Abstract - We proposed in this study to add the phenomena of transfer by radiation in a reduced nodal model. This nodal model makes it possible to identify the temperatures of electrical wires in a bundle. To accomplish this, we have a purely conductive nodal model [1, 2] and propose a method for identifying radiation conductances based on geometric subdivision: the Laguerre tessellation. At the end, we integrate these conductances into the previous model and indicate a study of the influence of the phenomenon of transfer by radiation.

Keywords: electric harness; bundle of wires; nodal method; radiative transfer; scale model.

1. Introduction

Les faisceaux électriques dans les moyens de transport doivent répondre à de plus en plus d'exigences et de contraintes telles que l'augmentation du nombre de fils liée à la complexité croissante des systèmes embarqués, la diversité importante compte tenu des différentes configurations proposées aux clients, la variabilité de l'environnement thermique, la réduction de l'espace disponible pour le cheminement des câbles. En vue de dimensionner les faisceaux de manière optimale (en termes de qualité, de coût et de sûreté de fonctionnement), il est important de comprendre le comportement thermique interne au toron. Le processus de fabrication des faisceaux étant principalement manuel, il induit une variabilité conséquente dans la position des fils au sein des torons. De plus, la présence de fils dits de "communication" très peu alimentés peut servir de dissipateur thermique tandis que la présence de fils dits de "puissance" favorise l'échauffement thermique. Pour faire suite à des comparatifs de résultats présentés sur un modèle de toron automobile [1] qui étaient modélisés par une méthode nodale comprenant uniquement les transferts conductifs et convectifs, nous proposons de décrire une démarche pour mettre en place les phénomènes radiatifs. En effet, après l'estimation des niveaux de température dans un toron, nous avons déterminé que les transferts de chaleur par rayonnement sont du même ordre de grandeur que les transferts de chaleur conductif et convectif. Pour ce faire, nous avons développé un modèle 2D, en régime permanent, exclusivement conducteur, l'air étant considéré immobile, car piégé par les fils, et ce même modèle avec l'ajout des phénomènes de transfert radiatif. La mise en place d'un réseau nodal de ce type et la résolution

sont présentées dans un article précédent [2]. L'étude, présentée ci-dessous, décrit l'adaptation du réseau nodal pour intégrer le rayonnement, ainsi que la détermination des conductances radiatives. Les conductances radiatives sont calculées à partir de facteurs de vue. Nous proposons une méthode de calcul des facteurs de vue adaptée à toutes dispositions aléatoires de géométries circulaires dans un fluide transparent. C'est-à-dire que par sa construction, les conductances thermiques sont fournies automatiquement, et ce, quelle que soit la disposition des fils au sein d'un toron. Pour conclure, nous comparerons les résultats obtenus à ceux obtenus via les volumes finis (Fluent) et démontrerons l'impact du rayonnement sur le niveau de température atteint. Ceci permet de visualiser nettement l'importance d'intégrer le rayonnement.

2. Modèle nodal

Le modèle nodal utilisé a été décliné et validé dans des travaux de thèse de doctorat [3]. Celui-ci utilise un découpage spatial issu de la tessellation de Laguerre (en noir Figure 1) pour estimer les transferts par conduction à l'aide de conductances. La construction du réseau se base sur le diagramme de Delaunay et la théorie des graphes, sa résolution demande une adaptation des matrices issues de la théorie des graphes.

2.1. Description du modèle

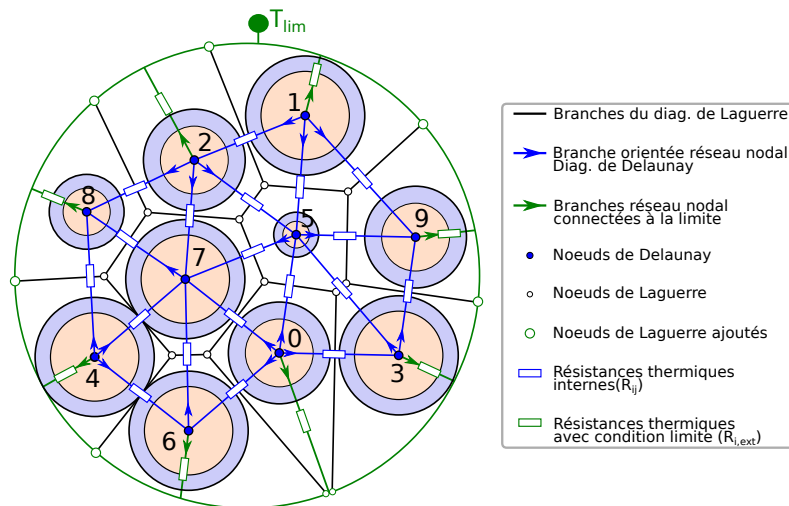


Figure 1 : Réseau nodal sur une coupe 2D de toron de fils, la tessellation de Laguerre en noir et le réseau nodal issu du diagramme de Delaunay en bleu.

Les températures du réseau nodal peuvent être résolues à l'aide d'une équation matricielle issue de la théorie des graphes [2]. Ce système matriciel est décrit en eq.(1) avec $[M^{L*}]$, $[Q^*]$, $[M^{R*}]$, $[T^R]$ connus et $[T^L]$ inconnu. $[M^{L*}]$ et $[M^{R*}]$ correspondent aux conductances respectivement entre les fils et, entre les fils et la limite. $[T^R]$ sont les températures utilisées en conditions limites et dans notre cas $[T^R] = T_\infty$. $[Q^*]$ contient les sources thermiques injectées dans chaque nœud et $[T^L]$ le vecteur de températures inconnues de chaque nœud.

$$\underbrace{\begin{bmatrix} n_0 & T_0 & T_1 & \cdots & T_{20} \\ \sum G_{ij} & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ n_1 & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{20} & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \end{bmatrix}}_{[M^{L*}]} \times \underbrace{\begin{bmatrix} T_0 \\ T_1 \\ \vdots \\ T_{20} \end{bmatrix}}_{[T^L]} = \underbrace{\begin{bmatrix} Q_0 \\ Q_1 \\ \vdots \\ Q_{20} \end{bmatrix}}_{[Q^*]} - \underbrace{\begin{bmatrix} T_{bnd0} & \cdots & T_{bnd3} \\ \sum G_{ij} & \cdots & \cdots \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \vdots \end{bmatrix}}_{[M^{R*}]} \times \underbrace{\begin{bmatrix} T_{bnd0} \\ \vdots \\ T_{bnd3} \end{bmatrix}}_{[T^R]} \quad (1)$$

Ce système matriciel est résolu avec la bibliothèque Scipy de Python en utilisant la méthode de décomposition LU pour matrice creuse nommée COLAMD [4, 5]. Dans le système matriciel utilisé dans cette étude, une seule température limite est imposée. La matrice $[M^{R*}]$ devient un vecteur. Pour résoudre ce système, nous déterminons les sources thermiques Q_i issues du passage du courant I dans le fil i eq.(2).

$$Q_i = R_{fil,i} \times I_{fil,i}^2 \quad (2)$$

avec R_{fil} la résistance électrique du fil considéré.

2.2. Détermination des résistances thermiques

Les conductances de conduction G_{ij} sont à déterminer. Pour les estimer, nous passerons par les résistances $R_{ij} = G_{ij}^{-1}$. Ces résistances sont estimées à l'aide du découpage spatial fourni par la tessellation de Laguerre. Nous identifions chaque cellule de ce découpage pour estimer la résistance à l'aide des informations géométriques de la cellule. Une cellule est présentée en Figure 2. Dans cette cellule, sont identifiées, les 2 résistances d'isolant de fil $R_{iso,i}$, les 2 résistances conductives R_{cond} des lames d'air de part et d'autre de l'arête de la cellule de Laguerre et pour finir, la résistance représentant le transfert par rayonnement entre les 2 surfaces de fils R_{ray} . Dans le cas A de la Figure 2, la résistance R_{ij} est déduite suivant l'eq.(3) et dans le cas B suivant l'eq.(4). Chacune de ces résistances, à l'exception de R_{ray} , a été définie dans des travaux de recherche [2, 3]. Différentes propositions de résistances de la lame d'air R_{cond} ont été comparées. Nous utiliserons la méthode ayant été jugée la plus juste en confrontation à un calcul par une méthode par volumes finis. La méthode de calcul des résistances conductives utilisée est nommée « Moy. », issue des travaux [3].

$$R_{ij} = R_{iso,i} + R_{cond,ij} + R_{cond,ji} + R_{iso,j} \quad (3)$$

$$R_{ij} = R_{iso,i} + \frac{(R_{cond,ij} + R_{cond,ji}) \cdot R_{ray}}{R_{cond,ij} + R_{cond,ji} + R_{ray}} + R_{iso,j} \quad (4)$$

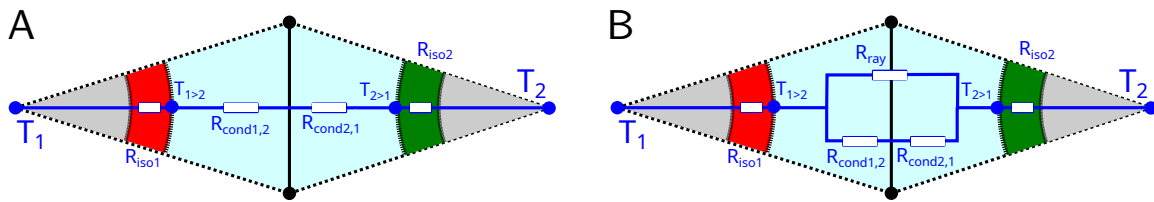


Figure 2 : Application des résistances conductives et radiatives dans une cellule entre 2 fils. En gris l'âme des fils, en rouge ou vert l'isolant et en bleu l'air interstitiel. Cas A : Résistances conductives seules, Cas B : Résistances conductives et radiatives.

Pour la résistance de rayonnement, les flux thermiques de rayonnement ne sont considérés qu'entre les surfaces d'isolant d'une même cellule. Dans une méthode nodale, la résistance radiative entre 2 surfaces est identifiée en utilisant la formulation de Stephan-Boltzmann entre 2 corps gris eq.(5).

$$R_{ray} = \frac{\left(\frac{1-\varepsilon_1}{\varepsilon_1 \cdot S_1} \right) + \frac{1}{S_1 \cdot F_{1 \rightarrow 2}} + \left(\frac{1-\varepsilon_2}{\varepsilon_2 \cdot S_2} \right)}{\sigma \cdot (T_1 + T_2) \cdot (T_1^2 + T_2^2)} \quad (5)$$

Avec ε_i l'émissivité de la surface i , S_i la surface rayonnante, $F_{1 \rightarrow 2}$ le facteur de forme de 1 vers 2 et σ la constante de Stephan-Boltzmann.

L'élément ε_i de cette résistance R_{ray} est une donnée thermophysique de l'isolant, S_i correspond à la surface de l'isolant dans la cellule. Les températures étant les inconnues, nous les initialisons à la température limite et itérons la résolution jusqu'à une convergence à $0,01^\circ\text{C}$ sur le plus grand écart de température entre 2 itérations. Pour identifier un facteur de forme $F_{1\rightarrow 2}$, nous proposons d'utiliser la méthode d'Hottel (cordes croisées) en l'adaptant à notre géométrie eq.(6). La méthode d'Hottel permet une estimation du facteur de forme à l'aide de sommes des cordes tracées entre deux surfaces ($l_{cordecroisee}$ et $l_{cordedroite}$). Dans la Figure 3A, la méthode d'Hottel est appliquée entre 2 cercles. Sur la Figure 3B, nous déplaçons les différents points d'extrémité des cordes droites à la limite de notre cellule avec l'isolant.

$$S_1 F_{1\rightarrow 2} = S_2 F_{2\rightarrow 1} = \frac{\sum l_{cordecroisee} - \sum l_{cordedroite}}{2} \quad (6)$$

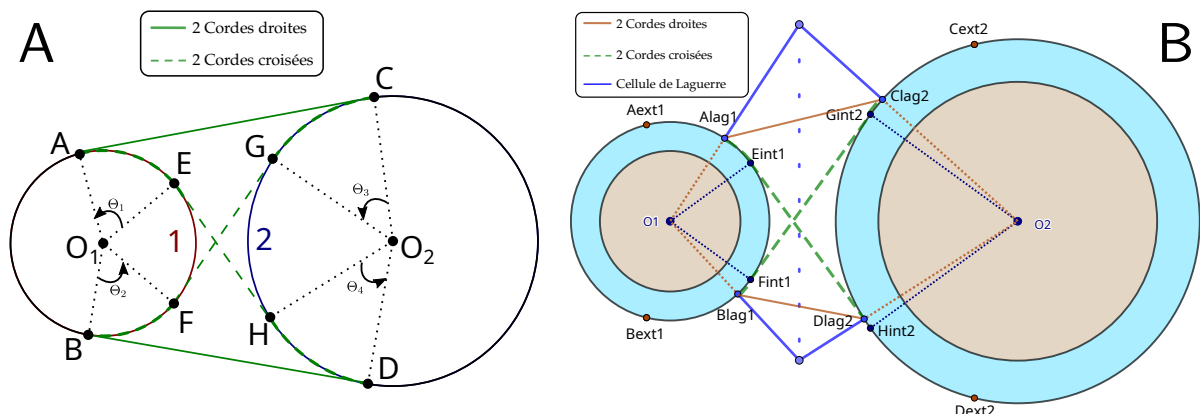


Figure 3 : Application de la méthode d'Hottel entre deux cylindres pour déterminer le facteur de forme. A : Loi des cordes entre deux cylindres, B : Loi des cordes adaptées à la cellule de Laguerre.

3. Comparaison et validation

3.1. Démarches et géométries étudiées

Nous proposons une comparaison des résultats issue d'un calcul nodal avec et sans rayonnement, et ces deux derniers seront confrontés par des résultats obtenus par une Méthode par Volumes Finis (FVM) à l'aide du logiciel Fluent de l'éditeur Ansys.

Conditions de l'étude Nous avons imposé une limite de température de 85°C (condition de Dirichlet) à une distance raisonnable qui est paramétrable dans le modèle du toron. L'échange entre les fils et cette limite se fait à travers une couche d'air d'épaisseur non négligeable. Dans ce cas de figure, avec les puissances dissipées par les fils, nous pouvons observer un phénomène de convection en augmentant la distance de cette limite qui participe à la dissipation du flux thermique. En deçà d'une certaine distance, la convection n'est plus négligeable vis-à-vis de la conduction et devient même prépondérante dans les cas où la limite est éloignée et/ou les flux dissipés dans les fils sont très importants. Pour le modèle conductif présenté ici, nous ne considérerons dans un premier temps que la conduction ainsi qu'une limite raisonnablement proche des fils afin de vérifier la pertinence de calcul des conductances thermiques conductives connectées à la limite. L'aspect conductif le long des fils est négligé dans le modèle. En effet, la conductivité thermique du cuivre ou d'un métal quelconque est bien plus grande que celle de

l'isolant qui l'entoure. Si l'on fait le rapport entre la résistance thermique radiale d'une âme de fil et la résistance thermique radiale de son isolant, nous respectons toujours $R_{iso} \gg R_{ame}$.

Calcul FVM Dans la résolution par FVM, l'âme du fil est représentée par du cuivre plein avec une conductivité $\lambda_{cuivre} = 380 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. La source thermique de chaque fil est surfacique. Celle-ci correspond à la puissance $q = R_{elec} \times I^2$, avec R_{elec} actualisée afin de réajuster l'effet Joule à partir de la température du conducteur et des courants imposés. Le phénomène de rayonnement a été ajouté en utilisant le modèle de rayonnement Surface à Surface (S2S) [6]. Pour réduire le besoin en mémoire pour le calcul, le nombre de surfaces rayonnantes est réduit en créant vingt clusters de surface par surface d'isolant de fil. Chaque cluster aura un facteur de vue vis-à-vis des autres clusters visibles depuis celui-ci. Les équations de la fluidique (Navier-Stokes [7] et [8]) sont désactivées.

Géométries étudiées Pour valider le modèle nodal, il est important que celui-ci donne des résultats cohérents indépendamment de la disposition, de la taille du toron et des densités de courant injectées. C'est pourquoi nous avons étudié les 3 géométries présentées en Figure 4. Deux géométries correspondent à un toron de petite taille composé des 12 mêmes fils avec 6 fils alimentés en courant, avec cependant une disposition différente. La troisième géométrie correspond à un toron beaucoup plus gros de 55 fils avec des courants supérieurs.

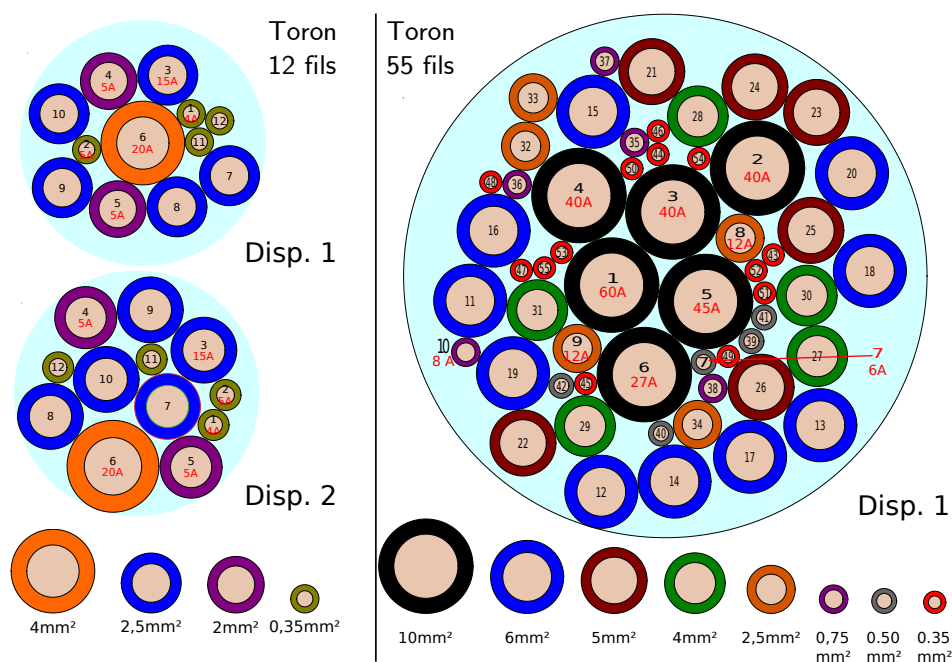


Figure 4 : Présentation des 3 dispositions de fils étudiées (échelles entre 12 fils et 55 fils différentes).

3.2. Résultats de l'étude

Les Figures 5 et 6 déclinent les résultats des deux modèles nodaux avec et sans rayonnement ainsi que les 2 études FVM associées avec et sans rayonnement pour un toron de 12 fils. Les fils sont classés suivant l'échauffement FVM sans rayonnement pour une meilleure lisibilité. Les fils parcourus par un courant sont identifiés avec un fond en gris. Nous remarquons très nettement que les échauffements sans rayonnement (marqueurs creux) sont nettement plus élevés que les échauffements sur des modèles dans lesquels le rayonnement est implémenté. Sur la Figure 5 le décalage est d'environ 1°C . Sur la Figure 6, le décalage est d'environ 2°C . Le fait

que les fils les plus chauds soient disposés sur la périphérie induit un écart de température plus conséquent avec la limite, le flux de chaleur dissipé par rayonnement est d'autant plus important. Nous remarquons que l'écart entre les modèles nodaux et l'étude FVM à iso-condition montre une erreur absolue de 1°C pour la Figure 5 et de 2°C pour la Figure 6, à l'exception de quelques fils (1, 2, 3 et 4) sur la première Figure. On remarque que le décalage est quasiment constant. Si l'on se place d'un point de vue conception et que nous considérons la FVM comme fiable, le modèle nodal en termes de dimensionnement est protecteur, il surestime la température dans les âmes de fils.

La Figure 7 décline les résultats de la même manière que précédemment, mais pour un toron de 55 fils. De même, les échauffements sans rayonnement (marqueurs creux) sont plus élevés que ceux relevés avec le modèle radiatif. Pour la méthode nodale, le décalage est d'environ 2°C . Pour l'étude FVM, le décalage est d'environ 8°C . L'écart entre les modèles nodaux et l'étude FVM est conséquent pour les modèles purement conductifs, cela présage d'une mauvaise estimation des résistances conductives. Nous avons identifié que les résistances conductives externes, c.-à-d., entre les fils et la limite sont sous-estimées ce qui induit un échauffement plus faible. La convection étant neutralisée dans le modèle FVM et le modèle nodal, cet écart est dû à l'estimation des résistances « Moy. » qui lient les fils à la condition limite. Ce décalage a en effet déjà été identifié dans ces travaux [3]. Cependant, avec l'ajout du rayonnement, qui a un transfert du même ordre de grandeur en parallèle de la conduction, nous remarquons que les erreurs induites par les résistances de conduction s'effacent. Les écarts sont de l'ordre de 1°C entre le Nodal et la FVM.

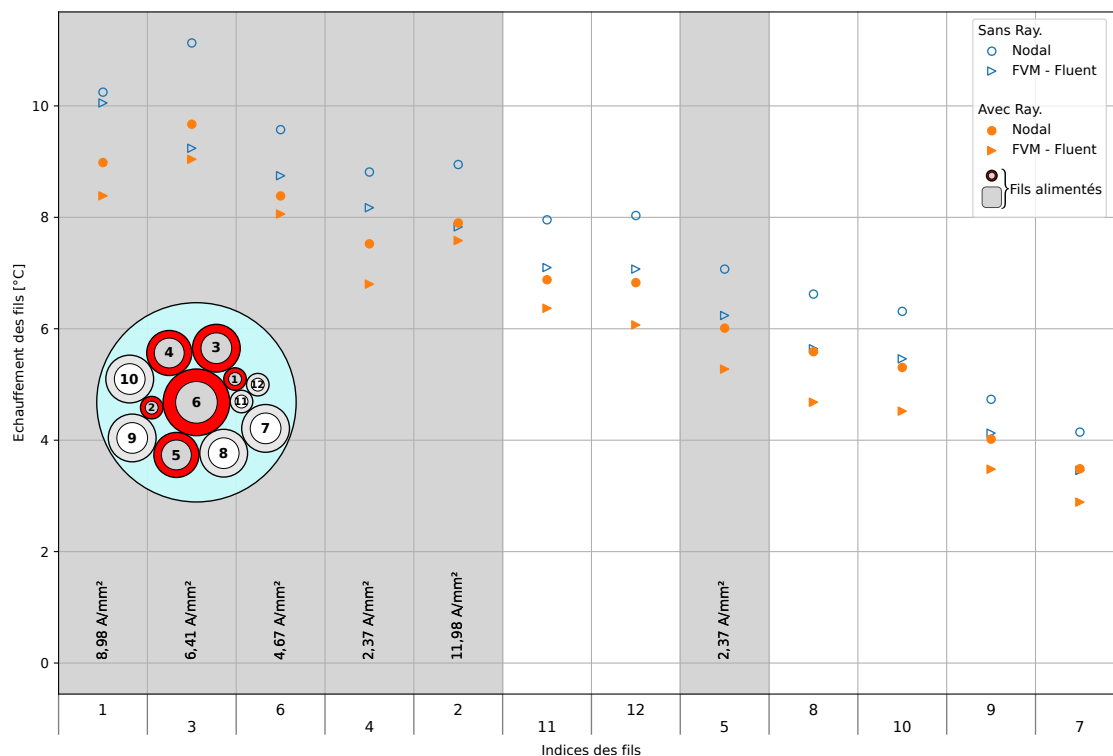


Figure 5 : Echauffement de la disposition 1 du toron 12 fils. Modèles nodaux et FVM avec et sans rayonnement.

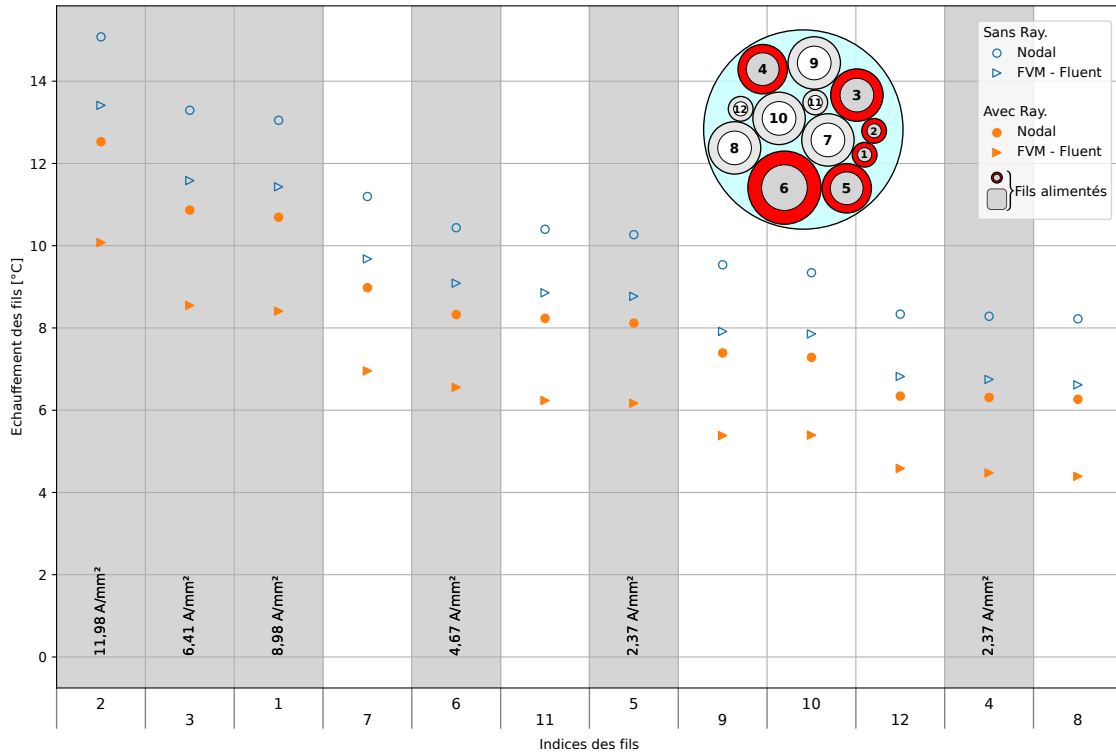


Figure 6 : Echauffement de la disposition 2 du toron 12 fils. Modèles nodaux et FVM avec et sans rayonnement.

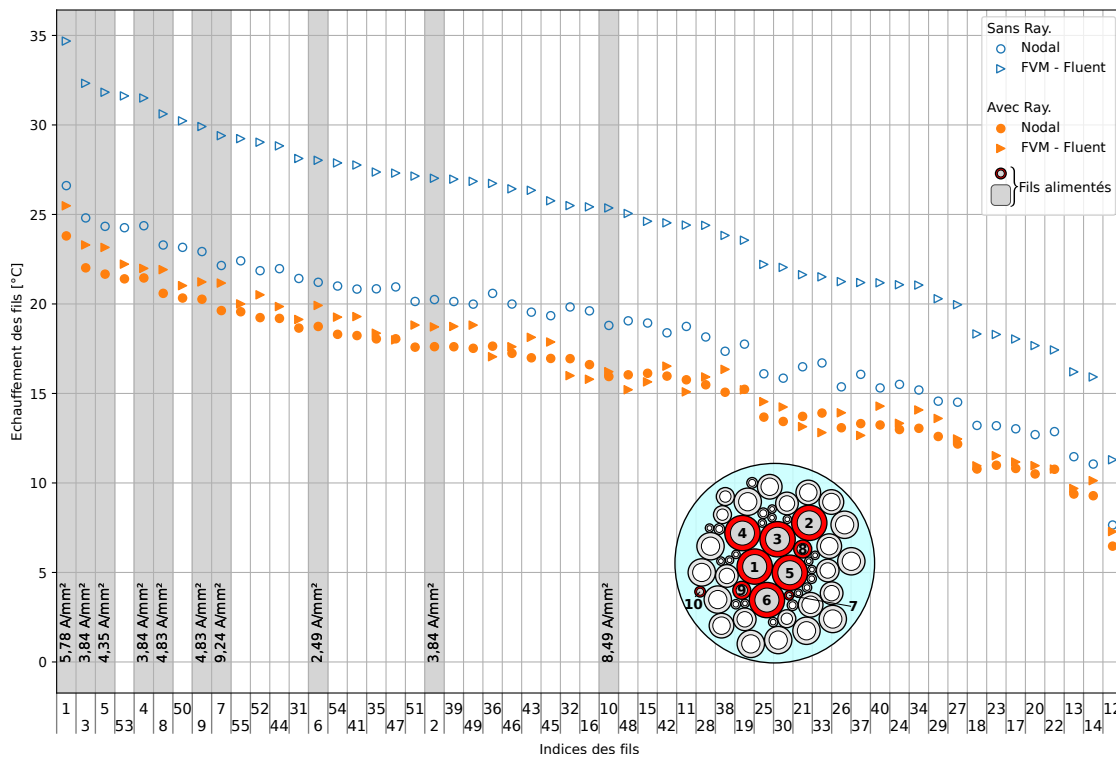


Figure 7 : Echauffement de la disposition 1 du toron 55 fils. Modèles nodaux et FVM avec et sans rayonnement.

3.3. Conclusion

Cette étude a permis de démontrer que le transfert par rayonnement dans un toron de fils parcouru par des courants n'est pas négligeable. En effet, sa prise en compte peut abaisser la température du toron, d'autant plus lorsque le toron est soumis à de fortes puissances électriques. Cette étude permet de vérifier que l'estimation du facteur de forme adapté à une cellule de Laguerre est convenable, bien qu'une partie du rayonnement émis ne soit pas pris en compte. La mise en place de calcul radiatif permet aussi de compenser les erreurs dans l'estimation des résistances conductives. Cependant, dans les compléments de ces travaux [3], ces erreurs sont neutralisées par le remplacement de ces résistances conductives par des résistances convectives en limite du toron. Ce travail peut être étendu à d'autres applications industrielles avec des géométries similaires comme pour les têtes de bobines de machines électriques par exemple.

Références

- [1] J. Petitgirard, P. Baucour, D. Chamagne, E. Fouillien, J.-C. Delmare et D. Mosser, Etude comparative de l'échauffement dans un toron de 12 fils pour 3 dispositions données, in *Annales du Congrès Annuel de la Société Française de Thermique 2020.*, vol. 1, (Belfort, France), p. 29–36, juin 2020. DOI : [10.25855/SFT2020-082](https://doi.org/10.25855/SFT2020-082).
- [2] J. Petitgirard, T. Piguet, P. Baucour, D. Chamagne, E. Fouillien et J.-C. Delmare, Steady state and 2d thermal equivalence circuit for winding heads—a new modelling approach, *Mathematical and Computational Applications*, vol. 25, no. 04, 70, 2020. DOI : [10.3390/mca25040070](https://doi.org/10.3390/mca25040070).
- [3] J. Petitgirard, *Modélisation du dimensionnement électrothermique d'un faisceau électrique dans son environnement véhicule*. phdthesis, Université Bourgogne Franche-Comté, Belfort, France, déc. 2022.
- [4] T. A. Davis, J. R. Gilbert, S. I. Larimore et E. G. Ng, Algorithm 836 : Colamd, a column approximate minimum degree ordering algorithm, *ACM Trans. Math. Softw.*, vol. 30, p. 377–380, sep 2004. DOI : [10.1145/1024074.1024080](https://doi.org/10.1145/1024074.1024080).
- [5] T. A. Davis, J. R. Gilbert, S. I. Larimore et E. G. Ng, A column approximate minimum degree ordering algorithm, *ACM Trans. Math. Softw.*, vol. 30, p. 353–376, sep 2004. DOI : [10.1145/1024074.1024079](https://doi.org/10.1145/1024074.1024079).
- [6] I. ANSYS, *ANSYS Fluent Users Guide v19.2 by ANSYS*, chap. 12.3 Modeling Radiation, p. 1274–1341. 2018.
- [7] C. L. M. H. Navier, Mémoire sur les lois du mouvement des fluides, *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences de l'Institut de France*, vol. 6, p. 389–440, 1823. https://fr.wikisource.org/wiki/M%C3%A9moire_sur_les_lois_du_mouvement_des_fluides.
- [8] G. G. Stokes et M. A. Fellow, On the theories of the internal friction of fluids in motion, and of the equilibrium and motion of elastic solids, *Transactions of Cambridge Philosophical Society*, vol. 8, p. 287–305, 1845. <https://pages.mtu.edu/~fmorriso/cm310/StokesLaw1845.pdf>.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Stellantis, à l'Ecole Universitaire de Recherche EIPHI (contrat "ANR-17-EURE-0002"), à la région Bourgogne Franche-Comté et à l'Association Nationale de Recherche et de Technologie (convention CIFRE "2017/1091") pour leur soutien dans le déroulement de ces travaux.

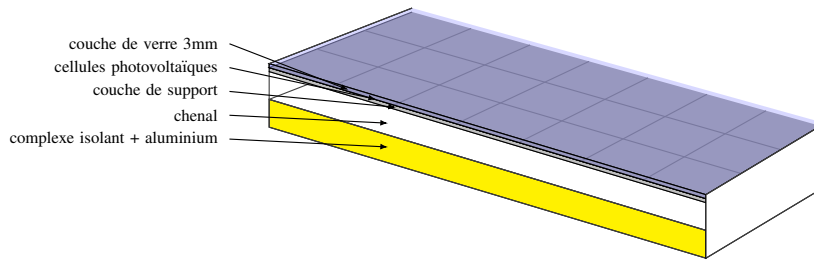


Figure 1 : exemple de composition d'un panneau PV/Ta simple

et thermique dans le cas de ces panneaux hybrides) en fonction des besoins de ce dernier [1]. Lors de la modélisation du comportement thermique des panneaux classiques, la question suivante a été soulevée : « *Les corrélations usuelles permettant de déterminer les échanges thermiques par convection via le calcul du nombre de Nusselt sont-elles adaptées en tant que telles pour étudier les transferts de chaleur au sein du chenal d'un panneau aérovoltaique ?* »

1.1. Le modèle thermique du panneau aéro-photovoltaïque

Un panneau aéro-photovoltaïque (PV/Ta) est un panneau solaire hybride qui vise à produire aussi bien de l'électricité (solaire photovoltaïque) qu'à récupérer de la chaleur (solaire thermique). Le concept est loin d'être récent et remonte au moins aux années 70's et avait initialement pour but de refroidir à faible coût les cellules photovoltaïques afin d'en améliorer le rendement [2]. Depuis lors, de nombreux systèmes ont été envisagés et étudiés, dont T. T. Chow en propose un tour d'horizon assez intéressant [3]. Ceux-ci peuvent se regrouper selon 2 catégories en fonction du type de fluide caloporteur utilisé : les dispositifs utilisant un liquide et ceux à air. Ces derniers sont moins efficaces thermiquement dû à la faible chaleur massique de l'air mais ont l'avantage d'être technologiquement plus simples et moins onéreux dans leur conception. Qui plus est, l'air est disponible gratuitement, en abondance et indispensable à la bonne ventilation des bâtiments.

La forme la plus simple d'un panneau PV/Ta consiste à venir créer un chenal pour le passage de l'air sous le panneau photovoltaïque au moyen d'une plaque parallèle à ce dernier comme le montre la figure 1. Si la hauteur du chenal est faible par rapport à sa largeur, nous pouvons étudier les performances du panneau à l'aide d'un modèle thermique 1-D en considérant un schéma électrique équivalent représenté sur l'illustration 2 et régi par les équations (1) à (6) qui représentent les bilans énergétiques aux différents nœuds t_{top} , t_{PV} , t_{ted} , t_{air} , t_{is} et t_{ii} .

$$\alpha_v \varphi_{sol} + K_{cond1}(t_{PV} - t_{top}) = K_{CF,ext}(t_{top} - t_{amb}) + K_{ray,sky}(t_{top} - t_{sky}) + K_{ray,env,sup}(t_{top} - t_{env}) \quad (1)$$

$$\tau_v \alpha_c \varphi_{sol} = \eta_{PV} \tau_v \alpha_c \varphi_{sol} + K_{cond1}(t_{PV} - t_{top}) + K_{cond2}(t_{PV} - t_{ted}) \quad (2)$$

$$K_{cond2}(t_{PV} - t_{ted}) = K_{CF1}(t_{ted} - t_{air}) + K_{ray}(t_{ted} - t_{is}) \quad (3)$$

$$\varphi_{air} = K_{CF1}(t_{ted} - t_{air}) + K_{CF2}(t_{is} - t_{air}) = q_{m,lin} c_p \frac{dt_{air}}{dx} \quad \text{avec } x \text{ dans le sens de l'écoulement} \quad (4)$$

$$K_{ray}(t_{ted} - t_{is}) = K_{CF2}(t_{is} - t_{air}) + K_{cond3}(t_{is} - t_{ii}) \quad (5)$$

$$K_{cond3}(t_{is} - t_{ii}) = K_{CF,ext}(t_{ii} - t_{amb}) + K_{ray,env,inf}(t_{ii} - t_{env}) \quad (6)$$

Dans le chenal, nous trouvons des transferts de chaleur par convection entre l'air et la face inférieure du panneau photovoltaïque, de la convection également entre l'air et la face supérieure du panneau inférieur et enfin par rayonnement entre ces deux surfaces. Afin de pouvoir déterminer les coefficients de transfert par convection K_{CF1} et K_{CF2} , il nous faut trouver des corrélations établissant le nombre de Nusselt (Nu) dans notre configuration, soit pour un chenal rectangu-

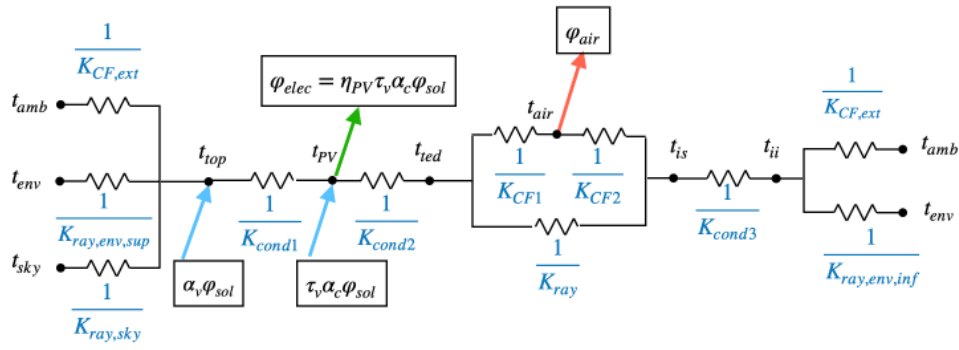


Figure 2 : modèle 1D stationnaire simple d'un PV/Ta

laire d'un ratio hauteur sur largeur de 0.02, pour des nombres de Reynolds dans une fourchette de 1000 à 8000.

1.2. Des corrélations pour évaluer le nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt est un nombre adimensionnel introduit pour étudier les transferts thermiques entre un fluide et une surface solide. Il est le rapport entre les transferts par convection et ceux par conduction. En convection forcée le nombre de Nusselt peut se déterminer par des corrélations empiriques faisant intervenir le nombre de Reynolds et le nombre de Prandtl.

$$Nu = \frac{\phi d_c}{\theta \lambda} = \frac{K d_c}{\lambda} = f(Re, Pr) \quad (7)$$

Dans les études publiées sur le comportement thermique des panneaux aéro-photovoltaïques, certains comme Farshchimonfared et al. [5], Das et al. [6] ou Rejeb et al. [7] s'appuient sur la corrélation générale de Dittus-Boelter reprise dans l'équation (8). D'autres, tels Hegazy [8], Tonui et Tripanagnostopoulos [9] ou Shahsavari et Ameri [10] privilégient celle de Biehl établie sur base des travaux de Tan et Charters [11] (voir eq.(9)). Et enfin, des auteurs ne mentionnent parfois simplement pas les corrélations utilisées.

$$Nu_{D-B} = 0.0234 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad \text{DITTUS-BOELTER} \quad (8)$$

$$Nu_{Bi} = 0.0158 Re^{0.8} + (0.00181 Re + 2.92)e^{-0.03795 L_c / D_h} \quad \text{BIEHL} \quad (9)$$

Ces expressions sont applicables pour des régimes turbulents établis ($Re \geq 10\,000$). Pour les régimes laminaires établis ($Re \leq 2300$), Das [6] et Rejeb [7] se limitent à l'utilisation de la valeur fixe de 4.36, d'autres annoncent se référer de manière moins précise aux travaux de Shah et London [12]. De leur côté, Candanedo et al. [13] ont développé leurs propres corrélations, eq. (10) et (11), à partir de mesures sur une installation PV/Ta intégrée à la toiture d'une maison test (BIPV/T) et celles-ci présentent des profils fort différents de ce qui était d'usage auparavant. D'une part, ils dissocient les corrélations des échanges supérieur et inférieur du chenal et, surtout, les valeurs sont bien plus importantes, du simple au double, que ne le laissaient présager les relations usuelles, voir figure 3.

$$Nu_{Cand,top} = 0.052 Re^{0.78} Pr^{0.4} \quad \text{CANDANEDO(TOP)} \quad (10)$$

$$Nu_{Cand,inf} = 1.017 Re^{0.471} Pr^{0.4} \quad \text{CANDANEDO(INF)} \quad (11)$$

Puisque notre objectif est l'amélioration des panneaux aéro-photovoltaïques en augmentant les échanges convectifs, il est important d'avoir un modèle de base le plus réaliste possible de ce point de vue afin de pouvoir quantifier correctement l'augmentation des performances.

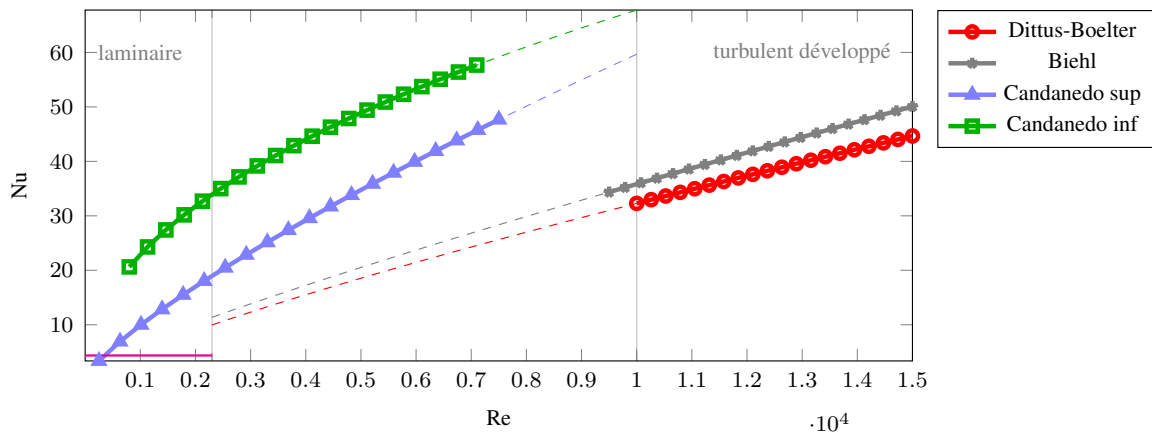
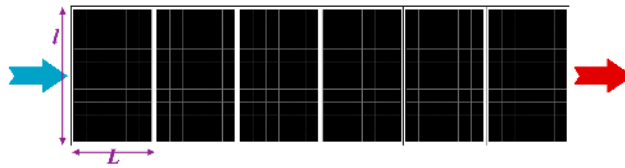

 Figure 3 : corrélations de Nu pour un $Pr = 0.707$


Figure 4 : schéma de principe de l'installation aéro-photovoltaïque

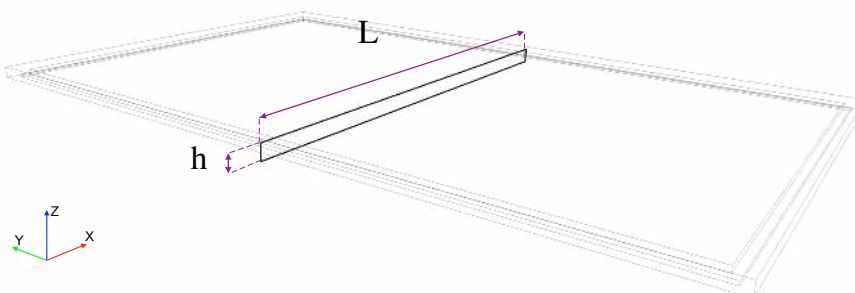
2. Simulation numérique des transferts thermiques dans le chenal

L'installation PV/Ta étudiée (fig. 4) prévoit l'entrée d'air via une grille placée le long de la plus grande dimension d'un des panneaux de 1.68×1.02 m. Le chenal présente quant à lui une hauteur h de 35 mm. Le domaine que nous avons simulé est un parallépipède rectangle de ratio $L/h=29.143$ et dont nous avons considéré l'épaisseur négligeable (aucun transfert selon Y) (situé au milieu de la largeur du panneau en $y = \frac{l}{2}$). Nous avons utilisé le logiciel StarCCM+ pour résoudre les équations de Navier-Stokes (y compris les transferts radiatifs de surface à surface) et celle de conservation de l'énergie pour obtenir les champs de vitesse et température.

2.1. Géométrie et conditions aux limites

Deux types de géométrie de canal sont étudiées :

- la première géométrie est un canal avec une épaisseur constante le long de l'écoulement,
- la seconde est déterminée à partir de mesures effectuées sur l'installation en notre possession et possède un profil non constant dans le sens de l'écoulement avec un élargissement


 Figure 5 : vue 3D de la modélisation du chenal représenté en gras ($L=1020\text{mm}$ et $h = 35\text{mm}$)

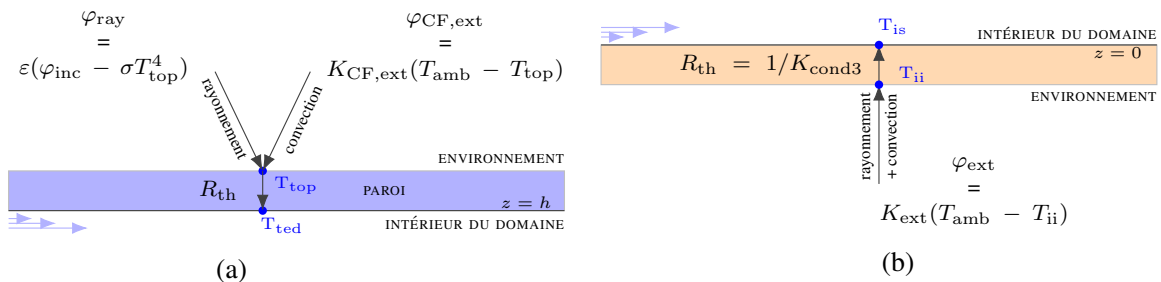


Figure 6 : conditions aux limites sous le panneau PV (a) et au-dessus du panneau inférieur (b)

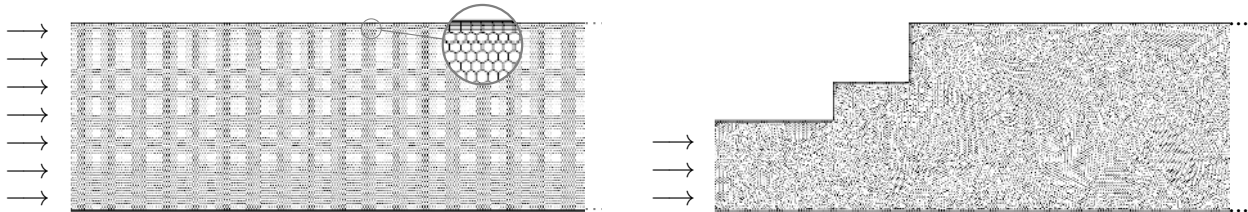


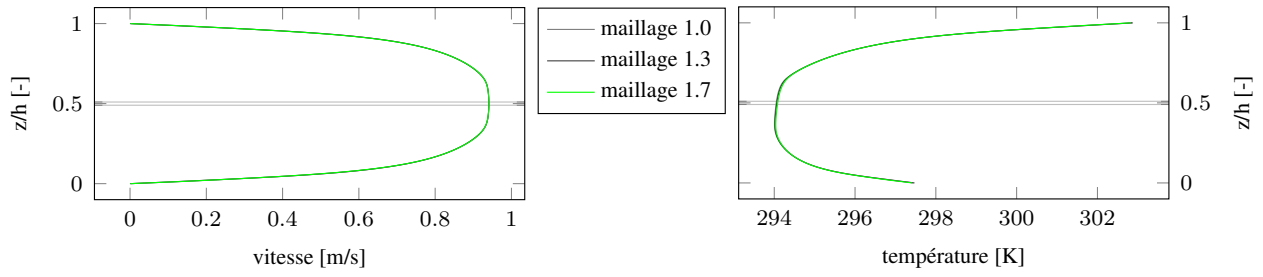
Figure 7 : maillage au niveau des zones d'admission pour les 2 géométries

et un rétrécissement.

Les échanges thermiques entre la paroi supérieure (en $z = h$) et l'ambiance extérieure (fig. 6.a) sont modélisés par la prise en compte de la conduction dans les différentes couches composant le panneau PV (caractérisée par la résistance thermique R_{th}), la convection via un coefficient de transfert thermique ($K_{CF,ext}$) et le rayonnement grâce à l'émissivité (ε) de la face supérieure du panneau PV. Nous imposons également une condition de non glissement de l'écoulement d'air sur la paroi. Au niveau de la paroi inférieure (en $z = 0$), les échanges sont caractérisés par un coefficient de conduction (K_{cond3}) et un coefficient d'échange global extérieur (K_{ext}) reprenant les échanges convecto-radiatifs avec l'ambiance extérieure (voir figure 6.b). Les conditions à l'entrée imposent la température de l'air (ici égale à celle de l'ambiance extérieure), le débit massique (\dot{q}_m) ainsi que des conditions d'état initial de la turbulence de l'air. Selon Li et Karava [14] le modèle RANS ($k - \varepsilon$) donne des résultats satisfaisants dans le cadre des écoulements à l'arrière de panneaux hybrides en façade (BIPV/T). Dans un premier temps, nous partons donc sur base de ce modèle et introduisons les conditions aux limites d'intensité de la turbulence ($I = 0.1$) de l'air au départ et le rapport de viscosité turbulent ($\frac{\mu_t}{\mu} = 10$).

2.2. Maillage et indépendance au nombre de mailles

Le maillage est composé de mailles polyédriques et un raffinement par couches prismatiques de plus en plus fines est réalisé le long des faces supérieure et inférieure afin de capter correctement les différents profils (température et vitesse) dans la zone d'interface fluide-solide, comme représenté sur la figure 7. Nous avons réalisé une étude de sensibilité au maillage en démarrant d'une situation pour laquelle la dimension de base d'une maille était 1 mm et que nous faisons grandir successivement d'un facteur 1.3. Nous nous sommes fixé comme limite acceptable une différence de 0.05 K ou 0.001 m/s sur les température et vitesse moyennes dans un intervalle de 2% autour du milieu de la hauteur, soit $0.49h \leq z \leq 0.51h$ en $x = \frac{L}{2}$ (voir figure 8 et tableau 1). Afin d'alléger les temps de calcul, nous avons donc opté pour un maillage à 475 398 éléments.


 Figure 8 : comparaison des profils de vitesse et température en $x = \frac{L}{2}$

	1.0	1.3	1.7
nombre de cellules	1 281 434	784 750	475 398
$v_{(z=h/2)}$ [m/s]	0.94071	0.94073	0.94085
$T_{(z=h/2)}$ [K]	294.049	294.063	294.085

 Tableau 1 : vitesse et température moyenne (en $x=L/2$ et $z=h/2 \pm 1\%$) en fonction du maillage

2.3. Exploitation des résultats de simulation

A partir des simulations, nous récupérons les températures $\overline{t_{ted}}$, $\overline{t_{is}}$ (moyennes de température sur les surfaces supérieure et inférieure) et $\overline{t_{air}}$ (moyenne sur le domaine). Connaissant les températures, nous pouvons déterminer les coefficients de transfert thermique, en commençant par K_{ray} (éq. 12). Puisque le coefficient d'échange du plan inférieur avec l'ambiance K_{bot} (éq. 13) est connu, nous pouvons déterminer le coefficient d'échange convectif de ce plan avec l'air du chenal K_{CF2} (éq. 14) et ensuite celui du plan supérieur K_{CF1} (éq. 15).

$$K_{ray} = \sigma \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{ted}} + \frac{1}{\varepsilon_{is}} - 1} \frac{(\overline{T_{ted}}^4 - \overline{T_{is}}^4)}{(\overline{T_{ted}} - \overline{T_{is}})} \quad (12)$$

$$K_{bot} = \frac{1}{\frac{1}{K_{ext}} + \frac{1}{K_{cond3}}} = \frac{1}{\frac{1}{23} + \frac{1}{K_{cond3}}} \quad \text{avec } K_{cond3} \in [1, 10, 50, 70] \quad (13)$$

$$K_{CF2} = \frac{K_{ray}(\overline{t_{ted}} - \overline{t_{is}}) - K_{bot}(\overline{t_{is}} - t_{amb})}{(\overline{t_{is}} - \overline{t_{air}})} \quad (14)$$

$$K_{CF1} = \frac{\frac{q_m c_p (\overline{t_{out}} - \overline{t_{in}})}{L \times l} - K_{CF2}(\overline{t_{is}} - \overline{t_{air}})}{(\overline{t_{ted}} - \overline{t_{air}})} \quad (15)$$

Nous pouvons ensuite, sur base de l'équation 7 et pour chacun des coefficients de transfert par convection, établir le nombre de Nusselt moyen correspondant en considérant comme dimension caractéristique $d_c = 2h$ (ici 0.070 m) et la conductivité thermique l'air (λ) à la température moyenne $\overline{t_{air}}$.

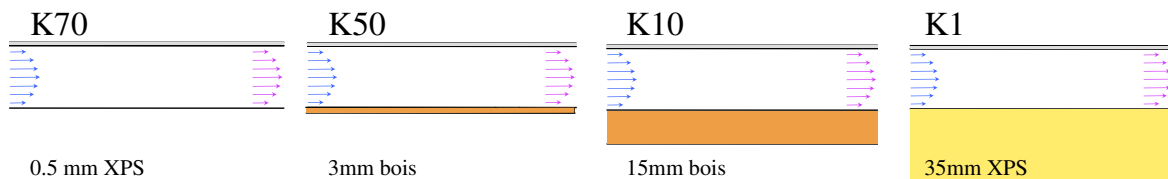


Figure 9 : différentes compositions du panneau inférieur

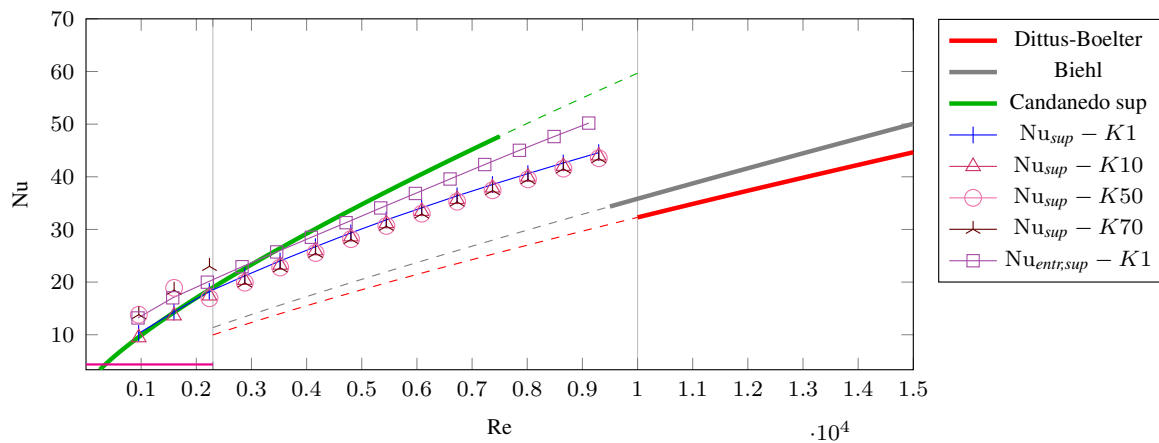


Figure 10 : comparaison des Nu air/panneau PV

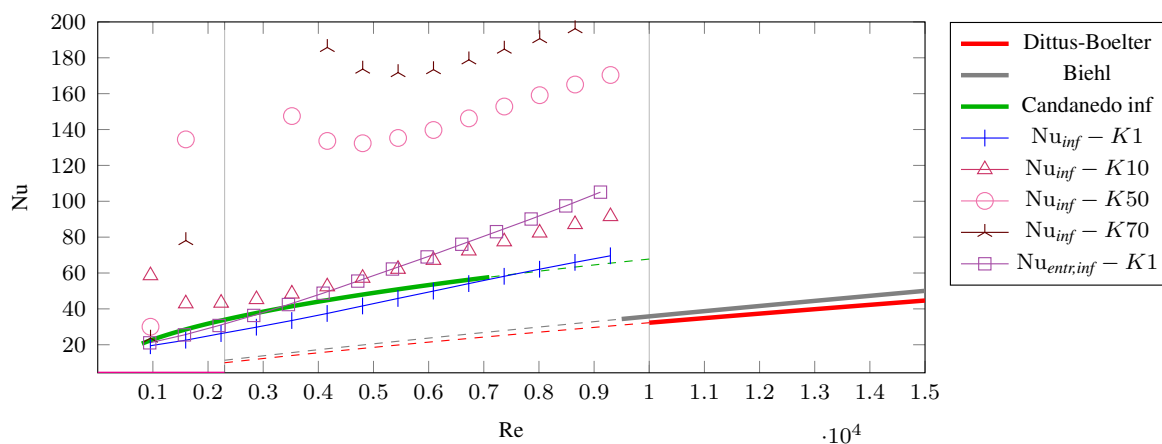


Figure 11 : comparaison des Nu air/panneau inférieur

2.4. Résultats

En faisant varier le débit d'air à l'entrée dans une gamme de 0.015 à 0.145kg/s, nous pouvons établir, pour différentes compositions du panneau inférieur (voir figure 9) pour le chenal constant et uniquement avec un isolant de 35mm pour le chenal profilé, les évolutions du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds.

Sur la figure 10 qui a trait à ce qui se passe sous le panneau photovoltaïque (échanges convectifs de la partie supérieure du canal), nous pouvons constater que pour un chenal sans rétrécissement aux extrémités (Nu_{sup}), la corrélation de Candanedo convient pour des Reynolds faibles pour autant que le panneau inférieur du chenal soit un minimum isolé (K10-K1) alors que pour $Re > 2500$, il y a une surestimation croissante par rapport aux valeurs obtenues via Dittus-Boelter qui monte jusqu'à 22% pour un Reynolds de 7400. Les résultats obtenus pour la simulation prenant en compte la géométrie d'entrée et de sortie ($Nu_{entr,sup}$) montrent une augmentation moyenne par rapport à la géométrie de section constante de 11% et jusqu'à 28% pour les débits les plus faibles avec une tendance moyenne qui se rapproche un peu plus de ce que propose Candanedo.

En ce qui concerne les échanges au niveau inférieur du chenal (figure 11), les résultats sont moins regroupés et les valeurs obtenues pour le panneau inférieur non isolé (K50 et K70) sont jusqu'à 6 fois supérieures aux prévisions de Candanedo et 20 fois plus grandes que celles obtenues via les corrélations usuelles. Dès lors que le panneau est isolé (K1), les nombres de

Nusselt que nous obtenons sont proches mais inférieurs aux prédictions de Candanedo pour des $Re < 7000$. Il convient toutefois de rester prudent sur ce rapprochement puisque le graphe est ici écrasé par les hautes valeurs. Les nombres de Nusselt obtenus à partir de la corrélation de Candanedo sont en moyenne 16% supérieurs à nos résultats pour la géométrie à section constante (K1) avec des pointes jusqu'à 27% pour $Re < 3000$. La situation est très différente pour les valeurs obtenues pour la géométrie qui tient compte de la présence du cadre ($Nu_{entr,inf}$). Pour $Re < 3200$, nos résultats sont en moyenne 5% en-deçà des prédictions de Candanedo mais au-delà de 4000, la tendance s'inverse et nous voyons des écarts croissants jusqu'à 50%.

3. Conclusion

Nous avons pu montrer que l'utilisation des corrélations $Nu(Re)$ usuelles pour des valeurs du nombre de Reynolds inférieures à 10 000, y compris celle de Biehl pourtant orientée panneau solaire, sous-évaluent systématiquement et de manière importante les échanges convectifs dans les panneaux PV/Ta mais également que la prise en compte des rétrécissements dus au cadre des panneaux donne des valeurs de Nu sensiblement plus élevées. Afin de vérifier ce dernier point, il serait intéressant de comparer nos résultats avec ceux obtenus à partir d'un modèle $k-\omega$. Nous envisagerons ensuite d'étudier les échanges thermiques dans le cas d'une géométrie plus complexe du panneau inférieur (3D).

Références

- [1] B. Liémans et al., Etude de la combinaison de panneaux aérovoltaiques améliorés et d'un bâtiment énergétiquement performant., *Congrès Français de Thermique SFT 2022* (Valenciennes, 31 mai – 3 juin 2022), 543–550.
- [2] Evans, D.L., Florschuetz, L.W., Cost studies on terrestrial photovoltaic power systems with sunlight concentration, *Solar Energy*, Vol. 19 (1977), 255–262.
- [3] T.T. Chow, A review on photovoltaic/thermal hybrid solar technology, *Applied Energy*, Vol. 87 (2010), 365-379
- [4] 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
- [5] M. Farshchimofared et al., Channel depth, air mass flow rate and air distribution duct diameter optimization of photovoltaic thermal (PV/T) air collectors linked to residential buildings, *Renewable Energy*, Vol. 76 (2015), 27-35
- [6] D. Das et al., Development of a novel thermal model for a PV/T collector and its experimental analysis, *Solar Energy*, Vol. 188 (2019), 631–643
- [7] O. Rejeb et al., Novel solar pv/thermal collector design for the enhancement of thermal and electrical performances, *Renewable Energy*, Vol. 146 (2020), 610–627
- [8] Adel A. Hegazy, Comparative study of the performances of four photovoltaic/thermal solar air collectors, *Energy Conversion & Management*, Vol. 41, (2000), 861-881
- [9] J.K. Tonui, Y. Tripanagnostopoulos, Air-cooled PV/T solar collectors with low cost performance improvements, *Solar Energy*, Vol. 81, (2007), 498-511
- [10] A. Shahsavari, M. Ameri, Experimental investigation and modeling of a direct-coupled PV/T air collector, *Solar Energy*, Vol. 84, (2010), 1938-1958
- [11] K. Altfeld et al., Second law optimization of flat-plate solar air heaters Part I : The concept of net exergy flow and the modeling of solar air heaters, *Solar Energy*, Vol. 41, Issue 2, (1988), 127–132
- [12] R. K. Shah, A. L. London, *Laminar Flow Forced Convection in Ducts : A Source Book for Compact Heat Exchanger Analytical Data*, Academic Press(1978).
- [13] 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
- [14] S. Li, P. Karava. Evaluation of Turbulence Models for Airflow and Heat Transfer Prediction in BIPV/T Systems Optimization . *Energy Procedia*, 1st International Conference on Solar Heating and Cooling for Buildings and Industry (SHC 2012), 30 (1 janvier 2012) : 1025-34.

Modélisation individu centré de la condensation en gouttes : impact des paramètres opératoires sur les transferts

J. LETHUILLIER^{1,i}, F. TOPIN^{1,2}, P. LAVIEILLE¹, M. MISCEVIC^{1,*}

¹ LAPLACE, UMR CNRS-INP-UPS 5213, University of Toulouse, France

² IUSTI, UMR CNRS-AMU 7343, Aix-Marseille Université, France

*(auteur correspondant : marc.miscevic@laplace.univ-tlse.fr)

Résumé - Un modèle de la condensation en gouttes basé sur le suivi de chaque individu a été développé avec une attention particulière portée sur la détermination de la distribution des gouttes de petites tailles. Typiquement, pour des rayons variant de quelques dizaines de nanomètres à quelques dizaines de micromètres, la distribution du rayon des gouttes varie sur 5 à 6 ordres de grandeur. Les transferts de chaleur sont essentiellement effectués au travers des gouttes dont le rayon est proche de la distance moyenne entre les sites de nucléation. Ce modèle a alors été utilisé pour faire une étude paramétrique sur les distributions de la taille des gouttes et les transferts de chaleur associés. Dans cette communication, l'analyse des effets de l'angle de contact dynamique et de la dimension de la surface ont été analysés.

Mots-clés : Condensation en goutte ; Modèle basé sur l'individu ; Coefficient de transfert ; Angle de contact dynamique ; longueur du substrat.

Abstract - An individual-based model of dropwise condensation was developed with particular attention paid to determining the distribution of small droplets. Typically, for radii varying from a few tens of nanometers to a few tens of micrometers, the drop radius distribution varies over 5 to 6 orders of magnitude. The heat transfers are essentially carried out through the drops whose radius is close to the average distance between the nucleation sites. This model was then used to make a parametric study on the drop size distributions and the associated heat transfers. In this communication, the analysis of the effects of the dynamic contact angle and the dimension of the surface have been analyzed.

Keywords: Dropwise condensation; Population balance model; Individual based model; Heat transfer; Parametric analysis.

1. Introduction

Il existe deux approches différentes permettant de déterminer la valeur du coefficient de transfert lors de la condensation en gouttes. L'approche généralement utilisée repose sur deux sous modèles : un modèle des transferts de chaleur au travers d'une goutte unique et un modèle de la distribution de la taille des gouttes. Celle-ci peut être déterminée de deux manières différentes : soit en utilisant une loi semi-empirique pour les gouttes observables expérimentalement, couplée à une équation de bilan pour les plus petites gouttes (notée PBM, "Population Balance Model"), soit en utilisant une approche numérique de type "lagrangienne" (notée IBM, "Individual Based Model"). Généralement l'approche utilisée dans la littérature est PBM car l'inconvénient de l'approche IBM est qu'elle nécessite des temps de calcul très importants pour déterminer la distribution de l'ensemble des tailles de gouttes (de quelques nanomètres à quelques millimètres). Néanmoins, l'approche PBM n'a pas été validée que ce soit expérimentalement ou numériquement pour les plus petites gouttes (inférieures à quelques microns). De ce fait, un modèle IBM a été développé avec une attention particulière portée sur la détermination de la distribution des gouttes de petites tailles.

ⁱ Actuellement à CAP GEMINI Toulouse

2. Modèle individu-centré

2.1. L'algorithme dans ses grandes lignes

L'algorithme est composé d'un nombre important d'étapes qui ne peuvent pas être décrites dans cette communication. Nous en rappelons ci-après les lignes directrices. Le lecteur intéressé peut trouver la description détaillée de chacune des étapes dans la thèse de Jérémie Lethuillier [1]. Initialement, une goutte est placée sur chaque site de nucléation, en supposant que la position de ces sites reste la même pendant toute la durée de la simulation. La distribution de la taille des gouttes sera déterminée en suivant l'évolution de chacune des gouttes au cours du temps. Chaque goutte est caractérisée par son rayon de courbure r , les coordonnées de son centre (x , y) et plusieurs listes décrivant son voisinage. Une telle recherche de voisinage a déjà été mise en oeuvre par Hu et al. [2] et permet des gains notables de temps de calcul. Pendant le laps de temps où aucune coalescence ne se produit, l'évolution temporelle n'est pas discrétisée car la croissance de chaque goutte est connue à partir du modèle thermique décrit dans [3]. Ainsi, le pas de temps δt est calculé à chaque étape et correspond au temps qui s'écoulera avant le prochain évènement de coalescence. Si le temps écoulé avant la prochaine coalescence est inférieur à une valeur seuil δt_{min} , le pas de temps est imposé à cette valeur seuil. Ce δt_{min} a été choisi aussi petit que possible pour avoir une bonne résolution sur la distribution des gouttes de petites tailles, tout en conservant un temps de calcul raisonnable. Ensuite, les gouttes qui entrent en contact coalescent. Lorsqu'une coalescence se produit, celle-ci a lieu instantanément, le rayon de la goutte issue de cette coalescence est calculé par conservation du volume et sa position est déterminée en calculant le barycentre des centres de masse des gouttes impliquées dans la coalescence. Les gouttes atteignant la valeur imposée r_{max} sont mises en mouvement dans une direction imposée avec une vitesse imposée. Cette condition de départ des gouttes a été choisie afin d'être représentative du balayage induit par un mécanisme de renouvellement de la surface qui est nécessaire à l'obtention d'un régime permanent. Par exemple, ce mécanisme de renouvellement peut être lié à la gravité (cas d'une surface inclinée) ou à la présence d'un cisaillement (cas d'un flux gazeux imposé). Lorsque le centre d'une goutte atteint le bord de la surface, celle-ci disparaît instantanément. Les évènements de coalescence et de balayage ont pour effet de libérer une partie de la surface. En effet, la surface occupée par une goutte à l'issue d'une coalescence est inférieure à la somme des surfaces des gouttes impliquées dans cette coalescence. A l'issue de ces phénomènes, il est donc nécessaire de déterminer si des sites de nucléation sont de nouveau disponibles. Si un site de nucléation n'est pas occupé, une nouvelle goutte apparaît instantanément sur celui-ci avec un rayon compris entre r_{min} et $r_{min} + \delta r(\delta t)$. La simulation se poursuit jusqu'à atteindre le critère d'arrêt souhaité. La procédure a été validée en effectuant une comparaison avec des données de la littérature [4]. L'ensemble des références bibliographiques utilisées dans le développement de l'outil numérique peut être trouvé dans le mémoire de thèse de J. Lethuillier [1].

2.2. Exemple de résultat dans un cas de référence

L'étude est réalisée autour d'un cas de référence dont les paramètres sont reportés dans le tableau 1.

La figure 1 illustre les différentes étapes de la simulation avec cet ensemble de paramètres, le nombre de coalescences, de nucléations et le temps associé à chaque étape sont reportés dans le tableau 2. Sur la première figure (1.a), les gouttes viennent d'apparaître sur l'ensemble des sites de nucléation, de sorte qu'il n'y a pas encore eu de coalescences et 10000 nucléations (correspondant au nombre de sites simulés). Seulement dix millièmes de seconde plus tard,

Paramètres	Valeurs	Description
θ (°)	85	Angle de contact dynamique
r_{max} (μm)	65	Rayon critique de départ des gouttes
ΔT (K)	1	Sous refroidissement de la paroi
e (nm)	200	Épaisseur du traitement de surface
k_e ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	2	Conductivité thermique du traitement de surface
v ($m.s^{-1}$)	0.01	Vitesse de balayage des gouttes
h_i ($MW.m^{-2}.K^{-1}$)	15.7	Coefficient de transfert à l'interface liq-vap
L (μm)	800	Arête de la surface (surface carrée)
N_{ns}	10000	Nombre de sites de nucléation
N_s (m^{-2})	1.5625×10^{10}	Densité surfacique de sites de nucléation
δt_{min} (s)	10^{-5}	Pas de temps minimum dans les simulations

Tableau 1 : Valeurs des différents paramètres du modèle utilisées dans la configuration de référence

le nombre de coalescences est déjà supérieur à 50000 (Fig. 1.b). Sur la figure 1.c, certaines gouttes ont des tailles importantes et vont bientôt commencer à balayer la surface. Le nombre de coalescences est pratiquement égal à 900000 avant même qu'une goutte n'ait atteint le rayon critique r_{max} . Sur la figure 1.d, une goutte balaye la surface. Dans son sillage immédiat, on distingue une zone où les gouttes sont de très petites tailles, alors qu'à une distance plus grande (toujours dans le sillage de la goutte en mouvement), les gouttes sont visiblement plus grosses. On remarque également la présence de trois gouttes de tailles moyennes (en haut à droite de la figure) sur le point de coalescer. Sur l'image suivante (figure 1.e), ces trois gouttes ont coalescé, libérant une grande zone de la surface. De nombreuses nouvelles gouttes apparaissent alors sur la zone libérée. La figure 1.f, présente la répartition des gouttes sur la surface après le départ d'une grosse goutte de la surface (en bas à droite de l'image). Ce départ provoque également la libération d'un grand nombre de sites de nucléation. Durant moins d'une seconde de temps simulé, et malgré la petite taille de la surface ($800\mu m \times 800\mu m$), plus de quatre millions de nucléations et cinq millions de coalescences ont eu lieu.

Figure 1	a	b	c	d	e	f
Temps (ms)	0	10.219	130.22	850.22	860.22	920.22
Nombre de Coalescences	0	50370	894056	5255074	5311115	5672958
Nombre de nucléations	10000	33569	679298	4149265	4193568	4488717

Tableau 2 : Nombre de coalescences et de nucléations à différents instants de la simulation.

La distribution $n(r)$ de la taille des gouttes au régime permanent est déterminée en découpant l'espace des rayons en différentes classes de tailles de gouttes. A chaque pas de temps, le nombre de gouttes appartenant à chaque classe est déterminé, puis la moyenne temporelle de tous les pas de temps suivant le premier évènement de balayage est effectuée pour obtenir la distribution au régime permanent. Le calcul de la distribution moyenne en ne prenant en compte (de façon aléatoire) qu'une partie des données (dans l'optique de réduire ces corrélations temporelles), a mis en évidence l'indépendance des résultats aux corrélations temporelles. De la même manière, plusieurs découpages de l'espace des rayons ont été testés, les résultats obtenus montrent une insensibilité de la distribution de la taille des gouttes à ce paramètre. Une fois la distribution $n(r)$ de la taille des gouttes déterminée, le flux de chaleur est obtenu en sommant

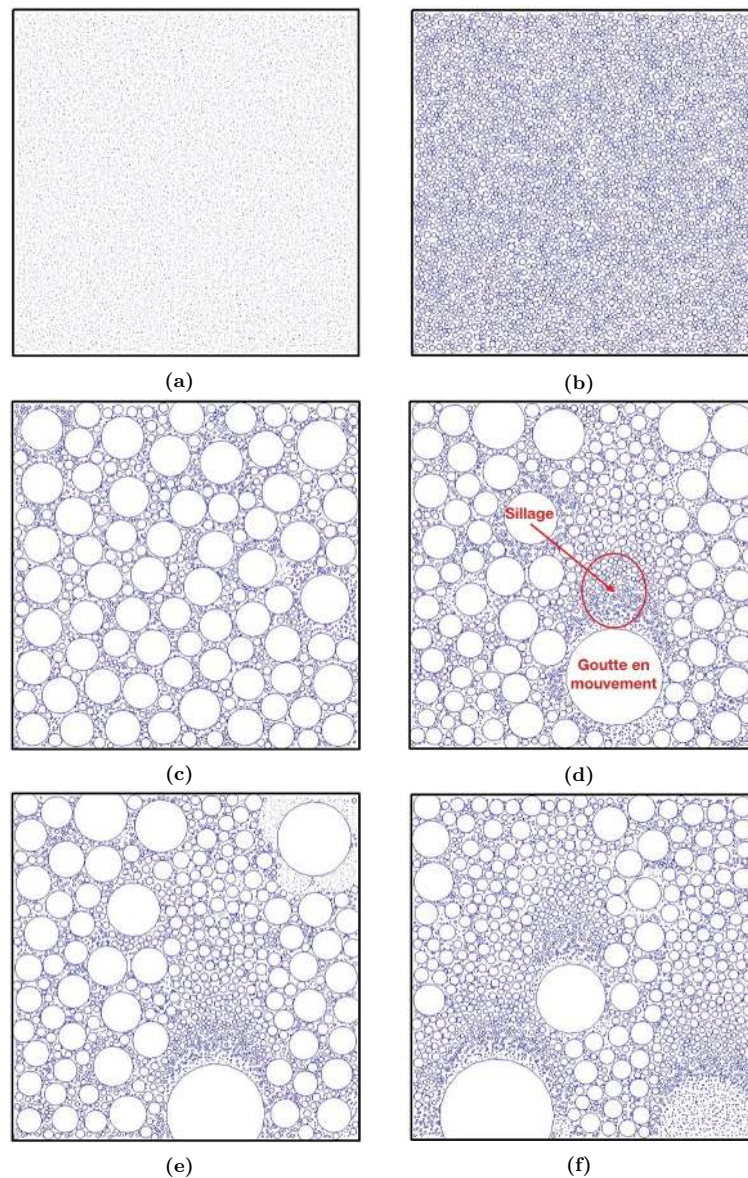


Figure 1 : Exemple de distribution spatiale des gouttes sur la surface à différents pas de temps dans la configuration de référence. Les valeurs du temps de simulation, du nombre de coalescences et de nucléations associées à chaque image sont reportées dans le tableau 2.

les contributions de chacune des gouttes :

$$Q = \int_{r_{min}}^{r_{max}} n(r)q(r)dr$$

où $q(r)$ est le flux au travers d'une goutte unique de rayon r , obtenu à partir du modèle disponible dans la référence [3].

3. Analyse paramétrique

Dans cette section, on se concentre sur l'influence de divers paramètres de contrôle. Certains de ces paramètres influencent les transferts de chaleur au sein d'une goutte unique (θ , h_i et ΔT), alors que d'autres ont plutôt des effets géométriques (sur l'espace entre les sites pour r_e ou sur le mécanisme de balayage pour r_{max} , v et L). Afin de mieux comprendre l'influence de chaque paramètre, ils seront considérés indépendants les uns des autres (ce qui n'est pas forcément le

cas expérimentalement, par exemple θ et r_{max} sont généralement couplés). L'étude sera réalisée autour du cas de référence présenté dans la section précédente. L'ensemble des valeurs des paramètres qui ont été testées sont reportées dans le tableau 3. Les résultats présentés dans cette communication seront focalisés sur l'analyse de l'influence de la mouillabilité et de la longueur du substrat.

Paramètres	Valeurs	Description et commentaires
θ (°)	45-65-85-110-130-150	Angles dynamiques
r_e (μm)	0.5-1-2-4-8	Distance moyenne entre deux sites de nucléation successifs - Equivalent à $N_s = 10^{12}$; $2.5 \cdot 10^{11}$; $6.25 \cdot 10^{10}$; $1.56 \cdot 10^{10}$; $3.9 \cdot 10^9 m^{-2}$ (40 000 sites de nucléation simulés pour $r_e = 0.5 \mu m$)
r_{max} (μm)	65-130-260	Rayon de départ des gouttes
α	0.01-0.1-1	Coefficient de condensation - Equivalent à un coefficient d'échange à l'interface $h_i = 7.89 \cdot 10^4$; $8.27 \cdot 10^5$; $1.57 \cdot 10^7 W.m^{-2}.K^{-1}$
ΔT (K)	0.5-1-2-5-10	Sous refroidissement
v ($m.s^{-1}$)	0-0.005-0.01-0.05-0.1	Vitesse de balayage Dans le cas où la vitesse de balayage est nulle, les gouttes sont éliminées dès qu'elles atteignent r_{max} .
L (μm)	360 à 3600	Longueur de la surface (Largeur fixée à $360 \mu m$)

Tableau 3 : Valeurs des différents paramètres du modèle pour l'étude paramétrique.

3.1. Influence de l'angle de contact dynamique

Les distributions de la taille des gouttes obtenues pour chaque angle de contact sont reportées sur la figure 2.a. Pour les grosses gouttes ($>10 \mu m$), la distribution est quasi identique quel que soit θ . En revanche, on observe d'importantes variations sur les petites gouttes (jusqu'à un ordre de grandeur entre les résultats obtenus avec θ égal à 45° ou à 150°). Plus la surface est

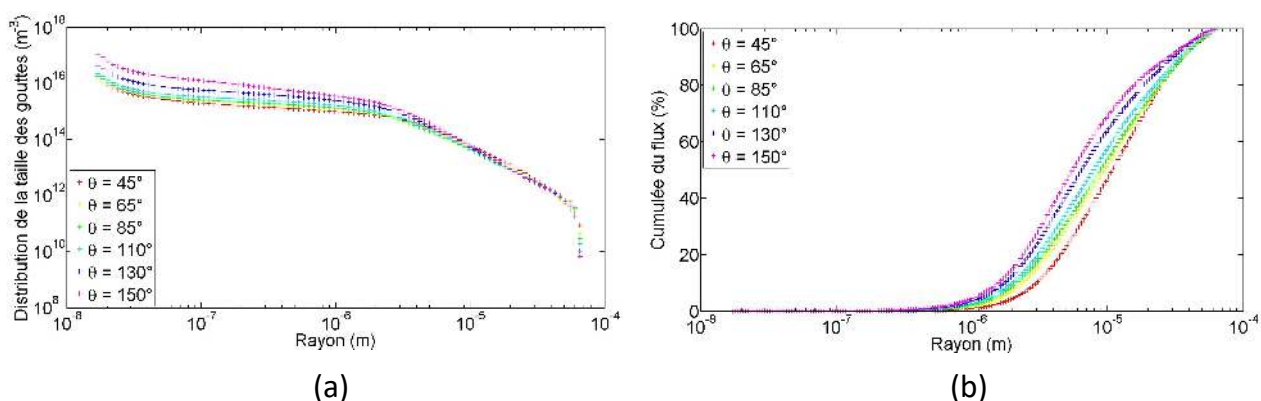


Figure 2 : (a) Distributions de la taille des gouttes et (b) cumulées du flux de chaleur réduit obtenues à partir de l'approche IBM pour différentes valeurs d'angle dynamique.

hydrophobe et plus les courbes sont translatées vers le haut. Cela s'explique par le fait que les cinétiques de croissance des gouttes sont plus lentes dans les cas hydrophobes, notamment pour les plus petites gouttes, elles passent donc plus de temps dans ces classes de tailles. De plus,

dans le cas super hydrophobe (150°), de petites gouttes peuvent exister sous les plus grosses, cela implique par exemple des cas où le nombre de gouttes présentes sur la surface est plus grand que le nombre total de sites de nucléation (par exemple lors de la coalescence entre deux gouttes centrés sur leur site, la goutte résultante se positionne entre les 2 sites de nucléation ce qui permet de créer deux nouvelles gouttes en plus de la goutte résultant de la coalescence). Malgré le fait que le nombre de petites gouttes est plus faible dans les configurations hydrophiles, le modèle prédit une forte augmentation du transfert de chaleur global (sa valeur est pratiquement 3 fois plus élevée pour $\theta = 45^\circ$ que pour $\theta = 150^\circ$). Pour un rayon de goutte donné, le volume de la goutte (et donc l'épaisseur de la couche liquide) est beaucoup plus faible en configuration hydrophile. En conséquence, la résistance thermique par conduction au sein du liquide est plus faible, et le flux de chaleur est donc plus élevé. Comme la distribution de la taille des gouttes, ainsi que les transferts de chaleur au sein d'une goutte unique sont modifiés par la valeur de l'angle dynamique, la contribution de chaque taille de goutte au flux de chaleur global l'est également (figure 2.b). Quel que soit l'angle θ , pour ces valeurs de N_s et r_{max} , les gouttes plus petites que $1 \mu m$ ont un rôle négligeable dans le flux de chaleur global même dans le cas le plus hydrophobe (inférieur à 5%). Malgré leur grand nombre, la contribution individuelle de chacune de ces gouttes est tellement faible que la somme de celles-ci reste négligeable. L'essentiel du flux est toujours transféré par les gouttes de rayon compris entre 1 et $10 \mu m$ (environ 50 % pour $\theta = 45^\circ$ et plus de 70 % pour $\theta = 150^\circ$). Pour les configurations hydrophiles, le flux évacué par les gouttes supérieures à $10 \mu m$ augmente significativement, du fait que la résistance de conduction est d'autant plus faible que la surface est hydrophile.

3.2. Influence de la longueur du substrat

L'objectif de cette section est de quantifier l'effet de la longueur de la surface (dans le sens du balayage) sur les résultats. Dans ce but, des simulations ont été réalisées dans la configuration de référence avec une largeur fixe ($360 \mu m$) et une longueur de surface qui varie d'un facteur 1 à 10. La longueur des surfaces est donc comprise entre $360 \mu m$ et 3.6 mm.

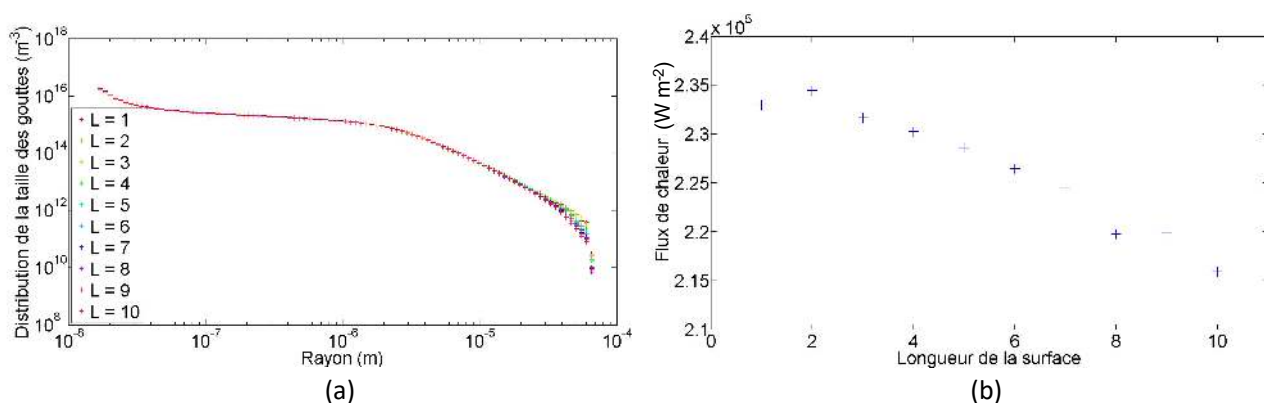


Figure 3 : (a) Distributions de la taille des gouttes et (b) flux de chaleur globaux obtenus à partir de l'approche IBM pour différentes longueurs de surface.

La répercussion sur les distributions est présentée sur la figure 3.a. Les distributions sont strictement identiques jusqu'à $r \approx 20 \mu m$. Au delà de cette taille, plus la surface est longue et plus la distribution est translatée vers le bas. Cette différence de comportement est due au fait que la distance moyenne nécessaire pour qu'une goutte qui balaye atteigne le bas de la surface est d'autant plus importante que la surface est longue. De ce fait, celle-ci va devenir de plus en plus grande à mesure qu'elle rencontre d'autres gouttes sur son passage. L'espace qu'elle occupe

n'est plus disponible pour d'autres gouttes de tailles intermédiaires. De plus, les zones situées en bas de la surface ne vont plus pouvoir "créer" des gouttes jusqu'à la taille r_{max} de façon aussi fréquente que sur la partie haute de la surface. Le flux de chaleur a tendance à légèrement diminuer avec l'augmentation de la longueur de la surface (figure 3.b), ce qui n'est pas étonnant, du fait que le nombre d'individus dans les classes de rayon supérieur à $20 \mu m$ est inférieur dans les cas où la surface est plus longue (le reste de la distribution n'étant pas modifié).

Pour mieux comprendre l'effet de la longueur de la surface (dans le sens du balayage) sur les résultats, une analyse par zone a été réalisé dans le cas où la longueur a été multipliée par 10 (3.6 mm). Le découpage en zones de tailles égales est représenté sur la figure 4.

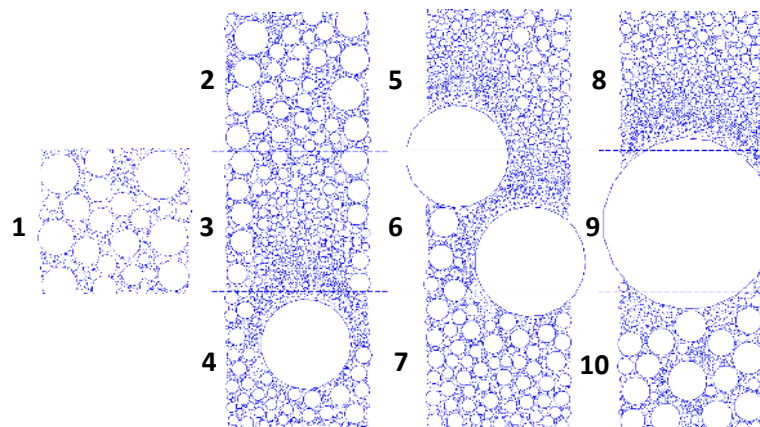


Figure 4 : Vue des gouttes à un instant arbitraire lors de la simulation IBM d'une surface de $360 \mu m \times 3.6 mm$. Les lignes pointillées correspondent au découpage de la surface selon la longueur; la zone 1 est le haut de la surface et la 10, le bas.

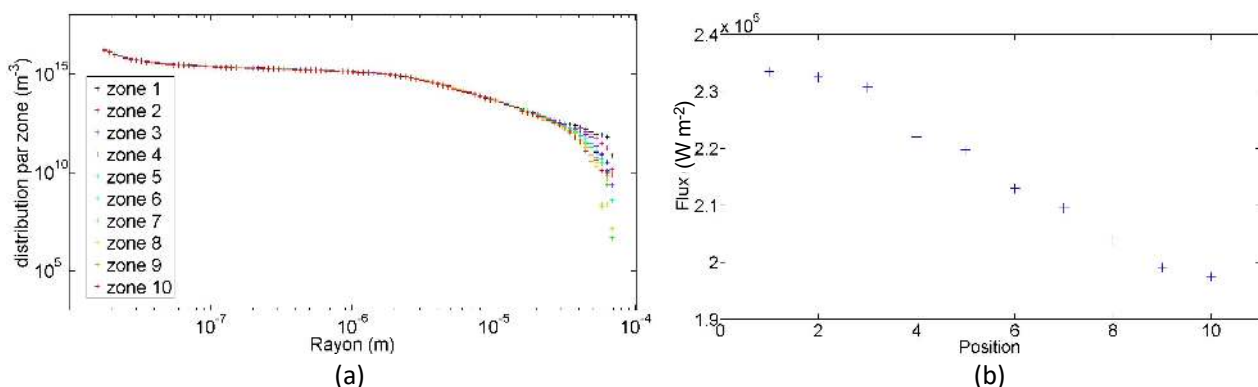


Figure 5 : (a) Distributions de la taille des gouttes obtenues sur chaque zone de la surface. La zone 1 correspond à la zone située en haut de la surface et la zone 10 à celle située en bas de la surface. (b) Evolution du flux de chaleur calculé sur chaque zone de la surface en fonction de la position.

On notera 1 la zone située tout en haut de la surface et 10 celle qui se trouve tout en bas. On remarque bien la grande différence de tailles des gouttes qui balayent la surface, avec une goutte qui balaye dans la 4ème zone de taille légèrement supérieure à r_{max} , alors que la goutte qui balaye dans la 9ème zone occupe pratiquement l'intégralité de celle-ci. A partir de cette simulation, la distribution de la taille des gouttes a été déterminée dans chaque zone de la surface

et les résultats sont représentés sur la figure 5.a. En dessous de $20 \mu\text{m}$, les différentes distributions sont pratiquement identiques. Au delà, les zones supérieures de la surface présentent des nombres de gouttes plus importants. Comme décrit précédemment, le fait que des gouttes arrivent des zones supérieures et balayent les zones inférieures avec des tailles d'autant plus grandes que la zone considérée est vers le bas de la surface, implique qu'il est moins probable que des gouttes de tailles proches de r_{max} existent sur les surfaces inférieures. Par exemple, lors de cette simulation, 12 gouttes ont atteint la taille r_{max} dans la zone 1 alors que seulement 3 gouttes l'ont atteinte dans la zone 10 (de plus celles-ci l'ont atteinte au début de la simulation lorsque les gouttes des surfaces supérieures n'étaient pas encore arrivées dans cette zone). A partir des distributions des tailles des gouttes de chaque zone, le flux de chaleur évacué par chacune d'entre elle a été déterminé et les résultats sont reportés sur la figure 5.b. Il s'agit donc ici de flux "locaux", le flux global étant égal à la valeur présentée précédemment dans le cas $L=10$. Celui-ci est plus important sur les zones supérieures et décroît à mesure que l'on descend sur la surface. Le comportement de la courbe est relativement similaire à celle qui présentait l'influence de la longueur sur le flux de chaleur global. La décroissance est quasi-linéaire lorsque l'on considère les zones de plus en plus basses, le flux de chaleur étant entravé par les plus grosses gouttes à mesure que l'on descend sur la surface.

4. Conclusion

- Les paramètres qui influencent les transferts de chaleur au sein d'une goutte unique (i.e. θ , α et ΔT) jouent un rôle majeur sur la distribution de la taille des gouttes. Plus la croissance est rapide et plus la valeur du flux de chaleur global est élevée. Il est important de noter toutefois que pour le sous-refroidissement ΔT , l'augmentation du flux de chaleur global va de pair avec une diminution du nombre de gouttes du fait que le rayon des gouttes qui quittent la surface est également plus élevé. De ce fait, la valeur du coefficient de transfert est plus faible dans le cas où le sous-refroidissement est élevé.
- Les paramètres qui affectent le balayage (i.e. r_{max} , v et L) ont un effet principalement sur le flux de chaleur : plus les gouttes atteignent des tailles élevées (soit parce que leurs temps de trajet pour atteindre le bord de la surface est plus long, soit parce qu'elles sont mises en mouvement à des tailles plus élevées) et plus le flux de chaleur global est dégradé.
- Le paramètre N_s est particulier, celui-ci n'affecte ni les dynamiques de croissance, ni le balayage. Il est pourtant celui qui modifie le plus la distribution de la taille des gouttes en modifiant la distance moyenne entre les sites de nucléation.

Références

- [1] J. Lethuillier. *Condensation en gouttes : du comportement individuel au transfert de chaleur à l'échelle d'une population*. Thèse de l'Université de Toulouse, 2021.
- [2] Z. Hu, Z. Yuan, H. Hou, F. Chu, and X.M. Wu. Event-driven simulation of multi-scale dropwise condensation. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 167 :120819, March 2021.
- [3] J. Lethuillier, M. Miscovic, P. Lavieille, P. Lavieille, and C. Coustet. Comprehensive correlation for the prediction of the heat transfer through a single droplet in dropwise condensation regime. *Applied Thermal Engineering*, 209, 2022.
- [4] K. Stevens, J. Crockett, D. Maynes, and B. Iverson. Simulation of drop-size distribution during dropwise and jumping drop condensation on a vertical surface : Implications for heat transfer modeling. *Langmuir*, 35(39) :12858–12875, September 2019.

Transient conduction heat transfer simulation of a fuel heater

Arlindo T. SOUZA NETTO^{1,2}, Arthur V. S. OLIVEIRA³, Michel GRADECK¹, Rogério GONÇALVES DOS SANTOS²

¹Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, Nancy F-54000, France

²University of Campinas, School of Mechanical Engineering, Energy Department, Campinas, Brazil

³University of São Paulo, São Carlos School of Engineering, Mechanical Engineering Department, São Carlos, Brazil

*Corresponding authors: theodoro1@univ-lorraine.fr, michel.gradeck@univ-lorraine.fr

Abstract - The reduction of the pollutant emissions of already consolidated technologies like internal combustion engines is one of the orders of the day. Even though rules have changed in Europe, internal combustion engines will continue in production and operation around the world for a considerable time to come. In view of the international efforts to reduce global warming, the pollutant emission rates of internal combustion engines must be urgently decreased. Several innovative strategies are envisaged to reach this objective. Among them, the flexibilization of fuels based on the use of biofuels, like ethanol and blends of biofuels with fossil fuels, in addition to the technique of fuel heating are of great potential. Along with the improvement of the cold phase performance of internal combustion engines, the heating prior to injection into the cylinders of either bio or fossil fuels, as well as of their mixtures, results in considerable decrease in the pollutant emission rates of gases like carbon oxide and non-burned hydrocarbons. Given the short heating time required as well as the high power input, boiling takes place during the fuel heating process. Thus, it is crucial to know in detail the thermal behavior of the heater structure during this process to ensure a safe working condition. Aiming at this objective, the present work presents transient heat conduction simulations of a commercial fuel heater using the software COMSOL. A heat transfer coefficient curve was applied as a boundary condition as if water was the working fluid. These simulations leading to temperature profile along the heater are qualitatively compared with experimental results using a dedicated experimental bench. The initial transient behavior of the current for a 10 V heating test and also the cooling process of the surface after a super-heating condition of the heater were analyzed. Good similarity of shape was found for the analyzed phenomena.

Nomenclature

ρ	density, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	J	current density vector, $\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$
c_p	specific heat, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	E	electric field vector, $\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$
T	temperature, K	n	unit vector
t	time, s	<i>Index and exponent</i>	
Q	heat source, $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$	<i>elec</i>	electrical
h	heat transfer coefficient, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	<i>ext</i>	external
k	thermal conductivity, $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$		

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]. This technique, which demands a prompt heating time and high power input, culminate in the occurrence of boiling on the surface of the heater. The fuel heating condition that occurs during the phase shortly before the driver starts the engine is a

particularly important condition due to the fact that the heater operates in the fuel rail as a closed system, in the absence of any forced flow. 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. Furthermore, the highest emission rates observed throughout the operation of an ICE are commonly observed during the cold-phase of the engine [3, 4, 5], thereby emphasizing the relevance of heating the fuel to a desired temperature in order to decrease pollutant emissions during this stage.

Aiming to better understand the thermal behavior of the heater structure during the fuel heating process, this paper presents a qualitative comparison between transient numerical simulations of the heat conduction using COMSOL software and experimental data. For the simulation, a heat transfer coefficient curve was applied as a boundary condition as if water was the working fluid. An experiment in a water bath was performed in a similar condition of that considered in the simulation. We compared the initial behavior of the electric current acting on the heater and the evolution of the heater surface temperature profile during the cooling process after the heater super-heating.

2. COMSOL simulations

Simulations were performed in the software COMSOL based on an axisymmetric modeling of a commercial fuel heater. The 2D axisymmetric simulations of the current, voltage and temperature distribution maps were all performed by means of the electromagnetic tool and thermal modules in COMSOL Multiphysics package.

2.1. Model geometry and materials

Figure 1 presents the axisymmetric geometry proposed for the heater and based on the heater used in the experiments. The modeling of the materials composing the body of the heater was done according to the approach of cylindrical layers of different materials. In this perspective, the helical wire resistor was assumed to be a hollow cylinder, which is surrounded by magnesium oxide. The remaining, superficial part of the heating part is composed of Inconel. The unheated body of the heater is composed of inner and superficial 304 stainless steel interposed by magnesium oxide, Inconel, and air.

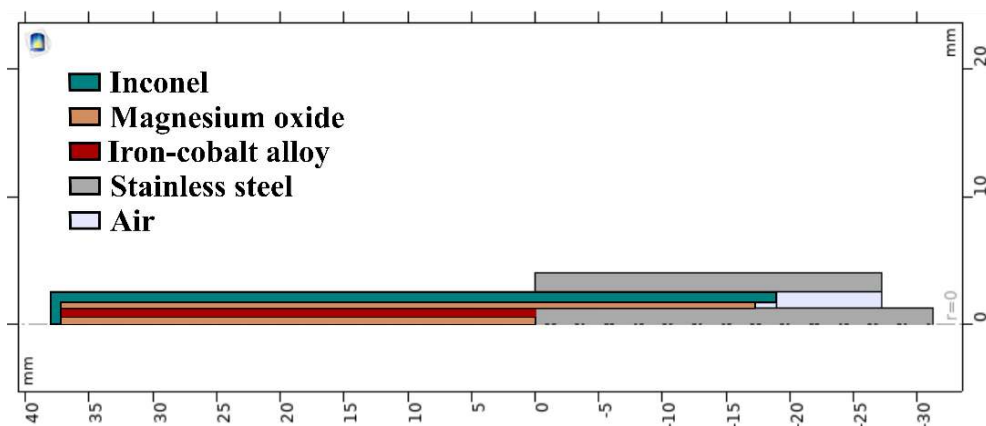


Figure 1: Axisymmetric geometry of the fuel heater.

2.2. Mesh structure

As shown in Figure 2, a free triangular, user-controlled mesh with corner refinement was defined for the entire geometry. Each domain separately meshes with maximum and minimum element size of 0.2 mm and 0.05 mm, respectively. The maximum element growth rate is set to 1.3 with a curvature factor of 0.3. This arrangement resulted in a total of 14502 elements for the mesh.

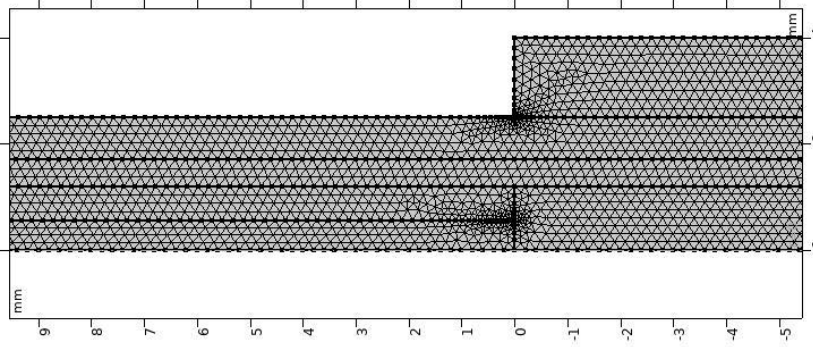


Figure 2: Triangular mesh structure.

2.3. Governing equations

The general heat equation must be solved for the heater solid body and is given by the following partial derivative equation:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -k \nabla^2 T + Q_{elec}$$

where k , c_p and ρ are the thermal conductivity as a function of temperature [W/(m.K)], the specific heat [J/(kg.K)], and the density of the material, respectively. Q_{elec} is the electric heat source term which is given by the dot product of the current density vector and the electric field vector ($Q_{elec} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$).

The heat transfer between the heater surface and the water is described by a boundary condition of the third kind:

$$-n \cdot (-k \nabla T) = h(T_{ext} - T)$$

where n is the surface unit normal vector, h is the convection heat transfer coefficient for water at ambient pressure [6] (shown in Fig. 3 as a function of the surface temperature) and T_{ext} is the external fluid temperature.

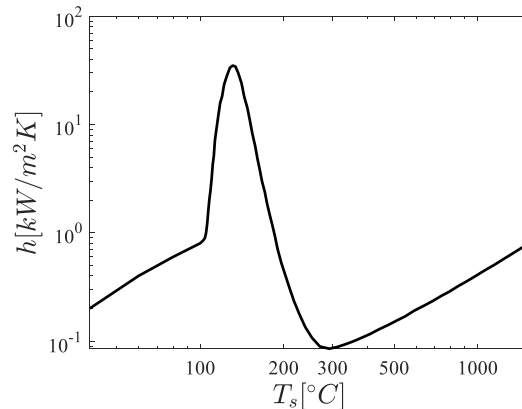


Figure 3: h for water at 1 atm as a function of the surface temperature.

2.4. Electrical and thermal assumptions

The following assumptions were made concerning the electric and thermal boundary conditions:

- The electric potential is applied to the internal steel part of the unheated body (surface marked in red in Fig. 4). The ground is the external steel part of the heater body (surface marked in dark blue in Fig. 4);
- The surface of the heater structure is considered to be electrically insulated (surface marked in yellow in Fig. 4);
- The surface marked in green in Fig. 4 is considered to be thermally insulated;
- The heater is considered to be initially at ambient temperature (20 °C);
- The surrounding fluid temperature (T_{ext}) is considered to be the average between the water saturation temperature (100 °C) and the ambient temperature (20 °C);
- An interpolated boiling curve (shown in Fig. 3) is used as boundary condition at the heater surface (surface marked in yellow in Fig. 4);
- For the super-heating condition simulation, after 6 seconds of heating, a 90% degradation of the HTC is imposed along the central 5 mm of the heated tip surface (region marked in light blue in Fig. 4) for 3 s to represent the transition to film boiling;
- After the end of the heating time, a minimal voltage (100 mV) is supplied to the system until the end of the simulation. This is done because in the experiments this is necessary to continue the acquisition of the electric data.

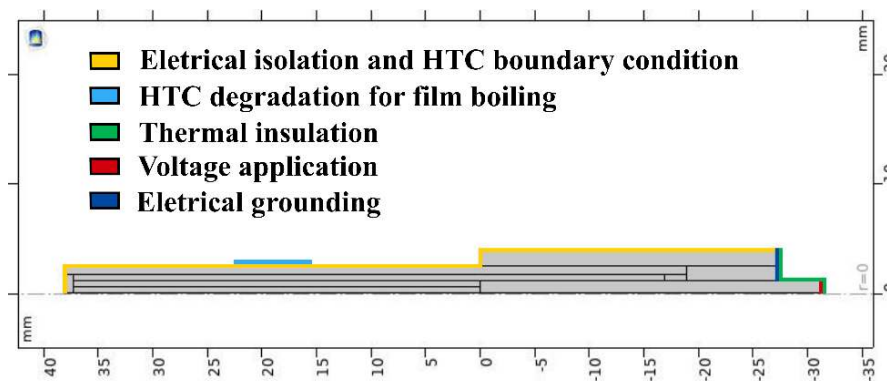


Figure 4: Illustration showing electrical and thermal hypothesis.

3. Experimental apparatus and techniques

As schematically illustrated in Fig. 5, the experimental apparatus consists of a transparent container of dimensions (100×150×100 mm³) filled with water. The fuel heater is allocated horizontally on one side. An acquisition system is used to record the voltage and current data applied to the heater. An infrared (IR) camera with a top view of the experiment provides the infrared images. To ensure accurate measurements with the IR camera, the calibration method proposed by Peña Carrillo et al. [7] was used before the experiments to correlate the heater surface temperature and the digital level measured by the camera. As exposed in [7], this method implies measuring the temperature of the heater surface at a certain axial length of the heated tip with both the IR camera and a K-type thermocouple during a relaxation test. Using this data, a curve is fit to model the temperature as a function of the camera's digital output. The maximum deviation between the model and thermocouple measurements was 5°C, which is considered to be the temperature uncertainty for the IR camera.

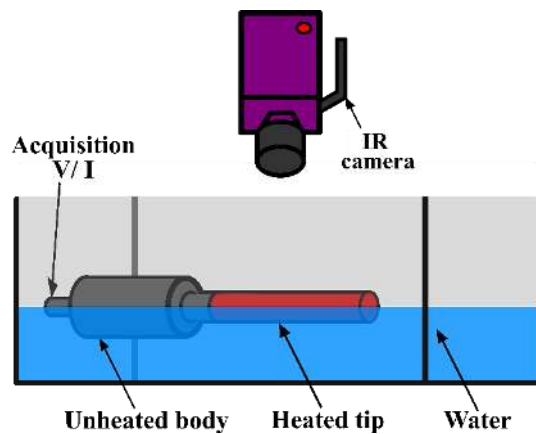


Figure 5: Schematic drawing of the experimental bench.

4. Results and discussion

The first experiment aims to analyze the current drop that occurs at the beginning of a constant tension heating, so the heater was completely submerged in water and a 10 V tension was supplied for 10 seconds. The same parameters were imposed to the simulation. In this test, the heat transfer occurs initially by free convection and afterwards by nucleate boiling, with no transition to film boiling and consequently no super-heating of the heater surface. Figure 6 shows the behavior of the electric tension and current applied to the heater. It is possible to observe a significant immediate drop of the electric current in the first few seconds. The current drop profile observed experimentally is similar to that obtained by the simulation and it happens as a result of the heater resistance rise with the temperature increase (approximately 55% for each 100 °C temperature increase). When the heater reaches a sufficiently high temperature, which is above the saturation temperature, boiling takes place, allowing to verify a stabilization of the current. The current stabilization value differs slightly between the simulation (43.9 A) and the experiment (41.1 A), pointing to the necessity of further investigations concerning the better characterization of the heater and/or of the heat transfer process. This may be related to the possible use of an inappropriate temperature coefficient of resistance for the wire or to inaccuracies of the material properties or of the heat transfer coefficient curve [6] applied as boundary condition. Anyhow, the difference between simulation and test results is very small – about 8% only.

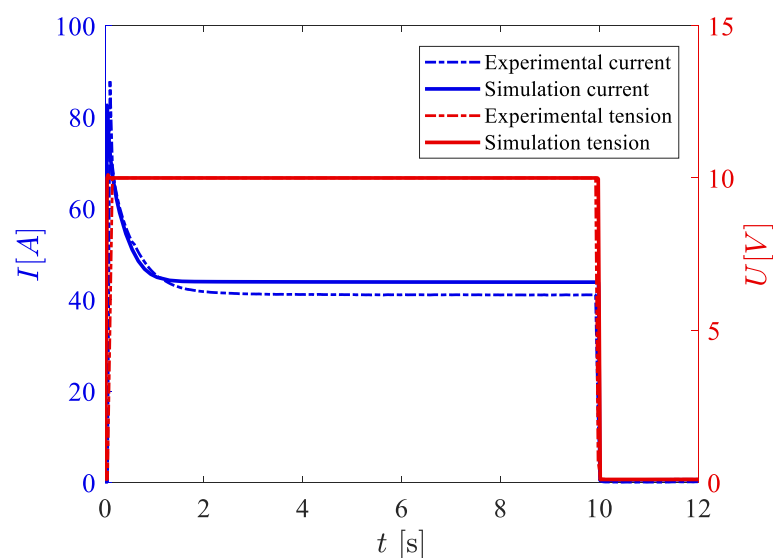


Figure 6: Electrical heating signal for a 10V heating test.

Aiming to compare the surface cooling process observed experimentally and in simulation following a super-heating of the heater, a second experiment is presented. The super-heating is a condition that occurs when a vapor film region is formed on some part of the heater surface. In this scenario, the heat transfer regime transitions from nucleate boiling to film boiling. As a consequence, the heat transfer in such region is degraded and a drastic rise in the surface temperature is observed. For the simulation of this condition, the imposition of the HTC degradation was applied as described in Section 2.3. For the experiment, 10V tension was supplied for a given period of time and manually interrupted when the super-heating of the heater was observed. To enable the IR camera to measure the surface temperature of the heater, the water level in the recipient started just above the symmetry axis of the heater and ended approximately coincident with it. This is not taken into account for the axisymmetric simulations, which consider that the heater is always surrounded by water at T_{ext} . Figure 7 shows the evolution of the heater surface temperature following the super-heating of the central region of the heater and the interruption of the power supply. Regarding the shape of the temperature profile, reasonable similarity can be noticed for the film region. At the tip of the heater, slightly higher temperatures are observed compared to the base, possibly due to a slight misalignment of the heater axis with respect to the water level. Furthermore, it is possible to observe that the cooling occurs faster for the experiment than for the simulation, and it is still necessary to further investigate why this happens.

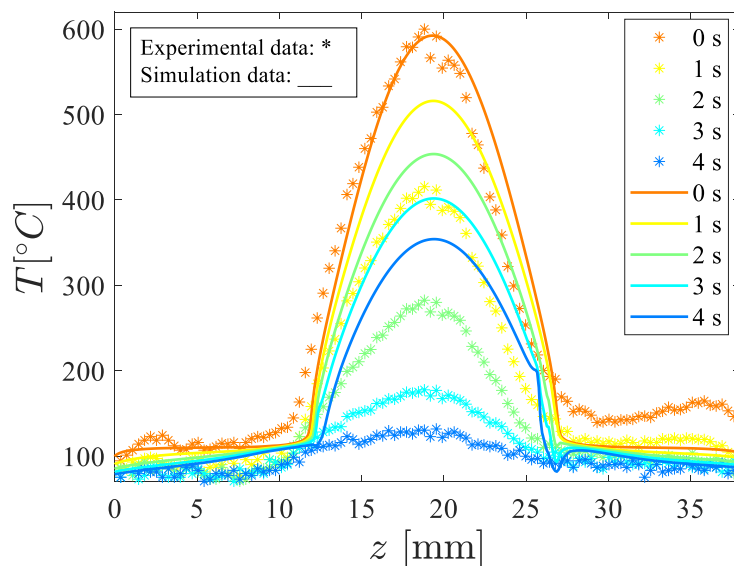


Figure 7: Cooling surface temperature profile evolutions obtained with simulation and experiment.

5. Conclusion

This paper aimed at studying the transient thermal heat conduction observed in the body of a commercial fuel heater and presenting the first experimental and simulation results of the ongoing project. With the objective of comparing axisymmetric simulations with experiments, two different conditions were analyzed. The initial current drop profile was investigated for a 10 V and 10 s heating test, for which the heat transfer happens by free convection and nucleate boiling. Good shape similarity was verified and a slight difference was found for the current stabilization value for the nucleate boiling period. The second comparative analysis focused on the surface temperature profile evolution for a cooling period immediately after a super-heating occurrence at the center region of the heater. Once again, good similarity of the temperature

profile was observed. On the other hand, the experiment had a higher cooling rate than the simulation, which must be further investigated to improve the simulation quantitative results.

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] Incropera, F. P., DeWitt, D. P., Bergman, T. L., Lavine, A. S. (1996). *Fundamentals of heat and mass transfer* (Vol. 6, pp. 408-409). New York: Wiley.
- [7] Peña Carrillo, J. D., Oliveira, A. V. S., Labergue, A., Glantz, T., Gradeck, M. (2019). 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, 648-659.

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, and Marelli Automotive Systems (Powertrain Division in Hortolândia, Brazil) for providing the fuel heater and its mounting parts for the experiment.

Thème 3

Modélisation et Simulation Numérique

Apport des caractérisations thermiques et thermo-optiques pour le renforcement du lien essais-calculs en fabrication additive SLM	257
Modélisation semi-analytique et numérique de la conduction thermique au sein d'un transistor MOS-FET	267
Simulation massivement parallèle de la convection thermique dans la grotte de Lascaux	275
Simulation numérique du comportement du corps humain en état de stress thermique	281
Etude numérique thermo-aéroulrique d'un local équipé d'une armoire électrique thermosensible : Analyse de sensibilité	289
Réduction d'ordre du modèle non-linéaire d'un composant électronique : application à une micro-puce activée de 4 sources encapsulées dans un boîtier QFN16	297
Résolution d'un problème de transferts thermiques couplés en géométrie urbaine par la méthode Monte Carlo	305
Analyse de l'écoulement à l'aval d'un générateur de tourbillons longitudinaux par simulations LES	313
Reconstruction rapide et précise de champs de Simulations des Grandes Echelles Thermiques par Apprentissage Profond	321
Modélisation du transfert thermique couplé conducto-radiatif dans les milieux hétérogènes par des techniques stochastiques	329
Simulation d'un écoulement disperse vapeur/gouttes dans un tube vertical et comparaison de différents modèles de transfert liquide/paroi	337

Apport des caractérisations thermiques et thermo-optiques pour le renforcement du lien essais-calculs en fabrication additive SLM.

Amaury JACQUOT ^{1*}, Adriana SOVEJA ², Yannick LEMAOULT ¹,
Christine BOHER ¹, Manuel MARCOUX ³

¹Institut Clément Ader (ICA), UMR CNRS 5312, Université de Toulouse, IMT Mines Albi, INSA, ISAE, UPS, Campus Jarlard, 81013 Albi, France

²Institut Clément Ader (ICA), UMR CNRS 5312, Université de Toulouse, IMT Mines Albi, INSA, ISAE, UPS, 3 Rue Caroline Aigle, 31000 Toulouse, France

³Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), Université de Toulouse, CNRS, Toulouse, France

*amaury.jacquot@mines-albi.fr

Résumé :

La fabrication additive par faisceau laser sur lit de poudre (SLM pour « Selective Laser Melting ») est un moyen d'obtenir des pièces sans les contraintes liées aux moyens de fabrications traditionnels et ceci quel que soit la complexité de la géométrie de la pièce à fabriquer. Des progrès significatifs ont été faits quant à la compréhension des différents phénomènes physiques liés à ce procédé. Cependant, malgré ces progrès, il est encore difficile d'atteindre la fiabilité opérationnelle optimale. Dans ce travail, nous avons mis en place un modèle numérique multiphysique intégrant les différentes phases du procédé de fabrication pour répondre à ces problématiques et quantifié les propriétés nécessaires à la modélisation.

Nomenclature

A	Absorptivité
c	Concentration de l'espèce « i » mol.m ⁻³
C_p	Capacité thermique massique J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
D_i	Diffusivité massique, m ² .s ⁻¹
F_A	Force de flottaison N
f_L	Fraction de liquide
h	Coefficient de convection W.m ⁻² .K ⁻¹
g	Accélération de pesanteur m.s ⁻²
I	Matrice identité
k	Conductivité thermique W.m ⁻¹ .K ⁻¹
L_f	Chaleur latente de fusion J.kg ⁻¹
P_{Laser}	Puissance du Laser W
q	Échanges thermiques perdus ou ajoutés W
r	Rayon atomique de l'atome μm
p	Pression Pa
r_i	Rayon de l'atome « i »
R_L	Rayon tache laser μm
t	Temps s
T	Température K
T_f	Température de fusion K
T_S	Température de solidus K
T_L	Température de liquidus K

u	Vitesse fluide m.s ⁻¹
V_L	Vitesse de balayage du laser m.s ⁻¹
Z	Cordonnée « Z » (hauteur) m
Z_0	Hauteur du domaine lasé mm

Symboles grecs

α_m	Fraction massique de liquide
η	Pénétration du Laser, μm
β_T	Coefficient d'expansion thermique K ⁻¹
ρ	Densité k.gm ⁻³
ρ_L	Densité du liquide k.gm ⁻³
ρ_S	Densité du solide k.gm ⁻³
σ	Constante de Stefan-Boltzmann W.m ⁻² .K
μ	Viscosité dynamique Pa.s
κ	Constante de Boltzmann J.K ⁻¹
ϵ	Émissivité
Φ	Porosité %

Indices et exposants

i	Indice lié au type de matériau
∞	Univers extérieur au modèle

1. Introduction

La fabrication additive est une nouvelle méthode permettant de fabriquer des pièces couche par couche à partir d'un objet conceptualisé numériquement. Parmi ces technologies, la fabrication SLM est une des technologies faisant l'objet de nombreuses recherches. Elle fonctionne par dépôt et répartition de poudres métalliques sur le plateau de construction par un système de dispersion comme un racleur ou un rouleau. Cette déposition correspond à une couche de la pièce fabriquée. Ce dépôt de poudre est par la suite fondu via une source thermique générée par un laser. Dans notre étude nous utilisons ce système pour revêtir des éléments en acier C35 avec un alliage de Cobalt Chrome Molybdène (CoCrMo) nommé « stellite ». Ces alliages de cobalt sont largement utilisés comme revêtement dans des domaines divers pour leurs propriétés anticorrosion et leurs bonnes tenues tribologique [1]. Au cours de l'opération de revêtement par SLM, une partie du métal constituant la pièce à revêtir se mélange au métal du revêtement pour former la zone fondue. Ceci génère une dilution à l'interface revêtement/substrat. Il a été constaté lors d'une étude précédente, que l'élément fer constituant le substrat remontait dans la couche de cobalt après lasage. De plus, les paramètres utilisés pour créer le revêtement lors de cette campagne d'essais influent beaucoup sur cette dilution [2]. L'approche numérique proposée décrit donc le lasage de cette couche de CoCrMo sur le substrat en acier C35. Elle aborde les phénomènes multiphysiques impliqués dans le procédé : interaction laser-matière et transferts thermiques (rayonnement, conduction et convection) ainsi que le traitement de la zone fondue après fusion par le laser (transports d'espèces diluées dans le métal liquide) Enfin, la migration du fer (du substrat vers le revêtement) observée expérimentalement sera comparée à celle obtenue par le modèle numérique.

2. Approche numérique

Le logiciel COMSOL Multiphysics® est utilisé ici afin de mettre en place le modèle décrivant l'interaction faisceau-laser matière lors de la réalisation de la première couche. La géométrie étudiée est 2D, elle représente une coupe d'un plot en C35 (diamètre 10 mm) et la couche de CoCrMo (revêtement). Le revêtement (dépôt) est matérialisé par une épaisseur de poudre d'alliage CoCrMo d'épaisseur 50 μm avant fusion (Figure 1). Dans nos fabrications, le plateau de construction est maintenu à 100 °C aussi la température à l'interface plot/plateau dans la simulation. Le gaz environnant la fabrication est de l'argon. Celui-ci étant renouvelé dans la chambre de construction, il ne chauffe pas suffisamment et sa température sera prise égale à 20 °C, température d'entrée dans la chambre.

Le maillage du plot suit une adaptation selon les gradients thermiques et des vitesses de circulations dans le bain de fusion. C'est dans la partie supérieure que l'opération de lasage s'effectue et donc le maillage est raffiné en conséquence. Pour leur étude de soudage laser, Cho *et al* [3] ont déterminé que les éléments devaient être de la taille du rayon du spot laser. Ainsi nous utilisons dans cette étude un maillage adaptatif comportant 11425 éléments tétraédriques avec des tailles minimales de 20 μm au niveau de la couche (figure 1).

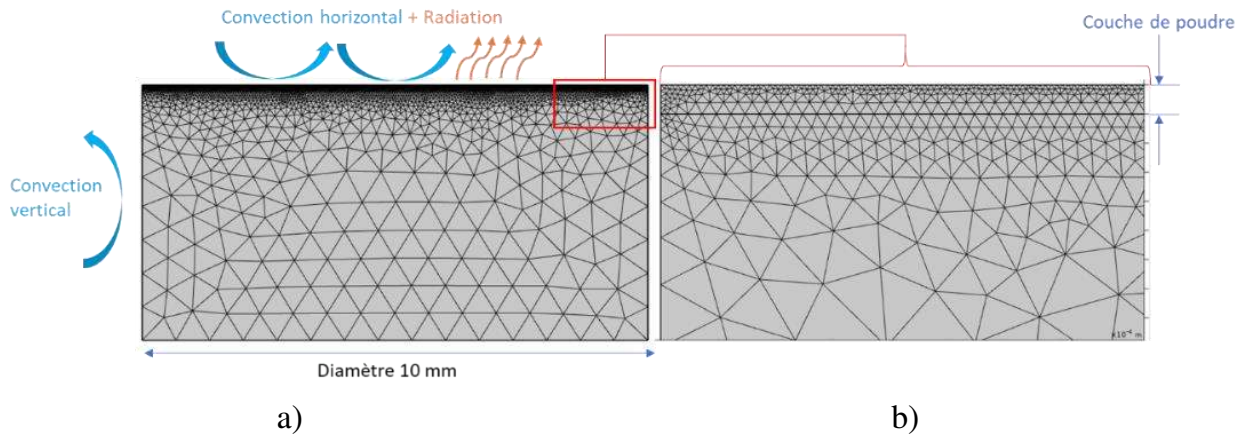


Figure 1 Maillage de la coupe. du plot. Vue d'ensemble du mailla avec les transferts thermiques vers l'extérieur a) et détail sur la couche de poudre b).

Modélisation des transferts thermiques

Afin de modéliser l'évolution des champs de températures dans le domaine d'étude, nous définissons le transfert de chaleur dans le bain de fusion avec l'équation (eq.1) :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \rho C_p \vec{\nabla}(\vec{u}T) + k \vec{\nabla}T = q \quad (1)$$

Pour la surface supérieure de la poudre, on considère que les pertes de chaleur se font par des transferts convectifs et radiatifs (figure 1). Sur les bords verticaux, nous avons considéré un transfert thermique uniquement par convection. En prenant en compte l'intégralité des transferts, les pertes de chaleur vers l'extérieur du plot sont décrites par l'équation 2:

$$-\vec{n}(-k \vec{\nabla}T) = h_{\infty}(T_{\infty} - T) + \epsilon \sigma (T_{\infty}^4 - T^4) \quad (2)$$

Avec « T_{∞} » la température du gaz environnant soit 293 K (cf paragraphe 2)

Le chauffage laser, en fabrication additive, peut être décrit selon différentes approches : Gusarov *et al* [4] ont modélisé l'interaction laser/matière via un modèle de rayonnement incluant les réflexions. Les méthodes de ray-tracing sont également utilisés [5]–[7]. Cependant, les modèles les plus couramment répandus mettent en œuvre une distribution gaussienne de l'énergie déposée sur le matériau et l'implémentation de ce type de modèle est relativement aisée avec COMSOL Multiphysics®.

Nous avons donc utilisé pour la définition de la gaussienne décrivant la distribution de la source de chaleur « D4σ », permettant de définir son rayon. Le diamètre D4σ correspondant à quatre fois l'écart type de la distribution de la gaussienne répartissant l'apport de chaleur par la source [6].

la pénétration du laser dans la poudre, Boley *et al* [5] en utilisant un modèle de ray-tracing a pu mettre en évidence que l'essentiel de l'énergie échangée entre le laser et la poudre s'effectue au niveau des particules placées en surface. On peut donc supposer que, dans notre cas, la profondeur de pénétration « η » est équivalente à la moyenne de la taille des grains présents [5], [7] dans l'équation.3.

$$Q = \frac{2 A P_L}{\pi R_L^2 \eta} \exp\left(-\frac{2(x - V_L \cdot t)^2}{R_L^2}\right) \exp\left(-\frac{|z - z_0|}{\eta}\right) \quad (3)$$

La modélisation du changement de phases a été implémentée par la définition de la fraction de liquide présente localement. Celle-ci étant directement liée à la température calculée.

$$f_L = \begin{cases} 0 & T < T_S \\ \frac{T - T_S}{T_L - T_S} & T_S \leq T < T_L \\ 1 & T > T_L \end{cases} \quad (4)$$

Avec cette fraction de liquide, il est possible de calculer les évolutions des propriétés selon les phases en présence. Ainsi la fraction de liquide est utilisée pour calculer l'évolution de la capacité thermique avec les enthalpies liées aux changements de phases (chaleur latente) selon l'équation 5 :

$$C_p = \frac{1}{\rho} \{ (1 - f_L) \rho_S C_{pS} + f_L \rho_L C_{pL} \} + L_f \frac{\partial \alpha_m}{\partial T} \quad (5)$$

Du fait de cette transition solide-liquide, il faut considérer les mouvements dans le bain de fusion.

2.1. Mouvements fluidiques dans le bain fondu

Dans notre étude, le fluide est supposé newtonien dans un écoulement incompressible à surface libre et laminaire. En négligeant les phénomènes d'évaporation dans un premier temps, on suppose qu'il n'y a pas de transfert de matière en dehors de notre géométrie. Ce qui permet de définir le transport de matière via l'équation de continuité suivante (eq.6) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (6)$$

La conservation de la quantité de mouvement du fluide est définie à l'aide de l'équation 5 [8] :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \right) = \vec{\nabla} \cdot \left[-pI + \mu \left((\vec{\nabla} \vec{u}) + (\vec{\nabla} \vec{u})^T \right) \right] + \vec{F}_A \quad (7)$$

Où \vec{F}_A est la force de flottabilité causée par les variations de densité du métal en fusion dues aux variations de température dans le bain de fusion (approximation de Boussinesq) [8].

$$\vec{F}_A = \rho \vec{g} \beta_T (T - T_m) \quad (8)$$

Où « T_m » est la température de fusion, ici, égale à la moyenne des températures solidus et liquidus du/des matériau(x).

2.2. Transports des espèces diluées

Les mouvements de matières sont essentiellement induits par les mouvements fluidiques dans le bain de fusion et décrits ainsi par l'équation 9. L'étude du diagramme de phase fer-cobalt [2], indique qu'au-delà des 985 °C, le mélange Fe-Co présente une seule et unique phase. Cela s'explique par les tailles de rayons atomiques du fer et du cobalt qui sont de tailles équivalentes. On peut donc supposer que le Fer va jouer le rôle de soluté et le cobalt de solvant quand ces matériaux fusionnent et se mélange lors du processus du lasage [9].

$$\frac{\partial \vec{c}_i}{\partial t} - D_i \vec{\nabla}^2 \vec{c}_i + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{c}_i = 0 \quad (9)$$

Dans ce cas le coefficient de diffusion des espèces « D_i » est calculé à partir de la formule de Stokes-Einstein [10], coefficient utilisé pour la diffusion d'un soluté dans un solvant:

$$D_i = \frac{\kappa T}{6 \pi \mu r_i} (T > T_m) \quad (10)$$

3. Caractérisations des valeurs d'entrées du modèle numérique

Pour alimenter notre modèle, beaucoup de valeurs sont issues d'un précédent travail [2]. Comme les coefficients d'échanges par convection en surface de la poudre et sur les parois verticales du substrat. Certaines propriétés relatives à la poudre de CoCrMo ont été caractérisées expérimentalement.

3.1. Poudre de CoCrMo.

La poudre de CoCrMo est fournie par SLM Solution. Sa granulométrie est comprise entre 10 et 100 μm (figure 2). Celle-ci a une densité apparente de $4,5 \text{ g.cm}^{-3}$ (donnée fournisseur). La masse volumique du matériau sous forme dense vaut à $8,4 \text{ g.cm}^{-3}$ [11]. La porosité de ce milieu est de 46,4 % selon l'équation (eq.11) :

$$\Phi = 1 - \frac{\rho_{\text{Poudre}}}{\rho_{\text{Matériau dense}}} \quad (11)$$

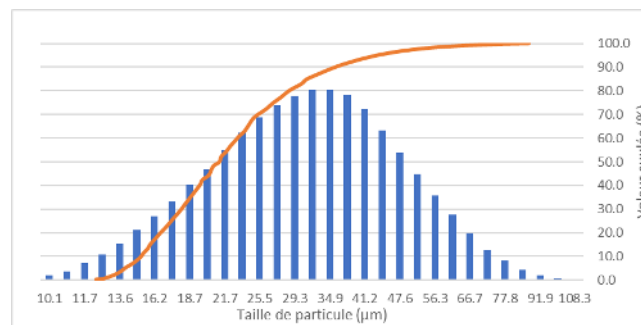


Figure 2 Distribution gaussienne de la taille des particules composant la poudre SLM

Avec la connaissance de la porosité, il nous est possible d'estimer différentes propriétés thermiques de la poudre. Afin d'évaluer la conductivité thermique de celle-ci, une loi des mélanges est utilisée (eq.12) [12]:

$$k_{\text{poudre}} = \Phi \times k_{\text{argon}} + k_{\text{matériau dense}} \times (1 - \Phi) \quad (12)$$

En connaissant la porosité et la conductivité thermique de l'alliage CoCrMo dense [11] et celle de l'argon (k_{argon}), estimée à $0,01737 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [13] à $20 \text{ }^\circ\text{C}$, la conductivité thermique de la poudre est alors de $6,97 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Une première caractérisation expérimentale des propriétés thermiques a été également effectuée sur la capacité thermique de la poudre en passant par une DSC (Differential Scanning Calorimetry) entre la température ambiante et $300 \text{ }^\circ\text{C}$ dans un premier temps.

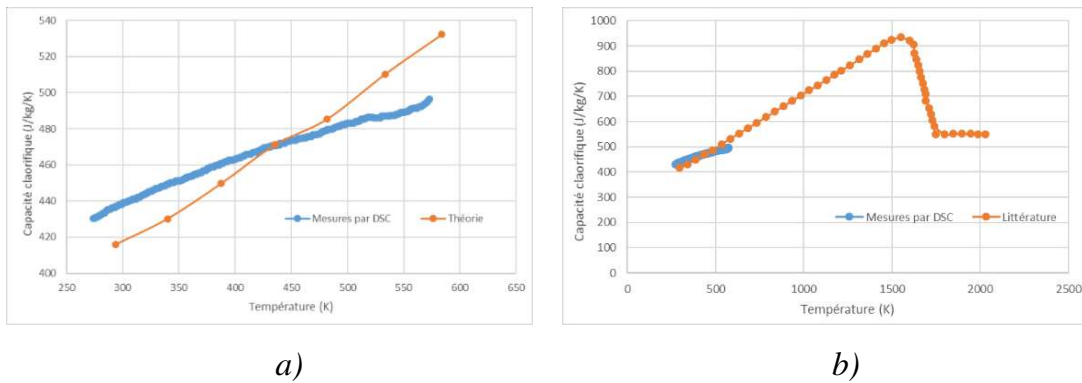


Figure 3 Évolution de la capacité thermique de la poudre sur l'intervalle de température 20 – 300 °C a). Même comparaison sur l'échelle de température jusqu'à fusion b).

À partir de ces mesures, nous avons pu déterminer une loi de comportement de la capacité thermique à l'état solide en fonction de la température (Figure 3 a)). En la confrontant avec la littérature (courbe orange) [2] on estime des erreurs de 3,4 % vers 290 K et 7,15 % aux environs de 580 K (Figure 3 a)). On peut cependant s'attendre à de plus grand écart vers la température de fusion du fait d'un écart de tendance des courbes (Figure 3 b)).

Au-delà de la capacité thermique de la poudre, d'autres caractérisations ont été menées sur les propriétés thermo-optiques de la poudre, en particulier sur son émissivité. Une première étude a été faite via un spectromètre BRUKER VERTEX 70. La mesure est obtenue indirectement en mesurant au préalable la réflectivité normale hémisphérique spectrale à la température ambiante, la poudre étant assimilée en première approche comme un corps opaque pour une longueur d'onde de 1070 nm. Cette hypothèse permet d'évaluer indirectement l'absorptivité optique de la poudre ainsi que son émissivité quand celle-ci est à l'équilibre radiatif. L'émissivité est ensuite intégrée sur la bande spectrale comprise entre 0,9 et 25 μm . À partir du calcul de l'émissivité intégrée à la température ambiante, celle-ci est par la suite extrapolée à l'aide de la loi de Planck sur plusieurs températures. Une deuxième caractérisation a été faite sur cette poudre. Elle repose sur le même protocole à ceci près que la poudre est chauffée directement dans un réflectomètre SOC 100 HDR entre 20 et 500 °C, et les réflectivités sont évalués par un spectromètre Nicolet FTIR 6700 sur une bande spectrale comprise entre 1,4 et 26 μm . Les deux études sont comparées sur la figure 4.

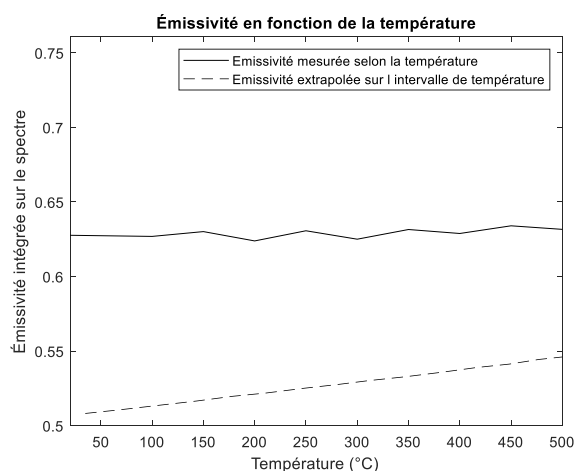


Figure 4 Comparatif des émissivités mesurée et extrapolée entre 20 et 500°C

Un comparatif sur l'intervalle de température 20 à 500 °C de ces deux campagnes de mesures montre que l'émissivité de la poudre reste stable et est supérieure à celle extrapolée.

L'émissivité choisie in fine pour les calculs est celle obtenue avec des températures mesurées. Le tableau 1 fait la synthèse des données d'entrée utilisées dans le calcul :

Tableau 1 Paramètres utilisés pour la simulation issue de la littérature et des premières caractérisations [1] [14] [15] [16]

Propriété	Unités	Poudre de CoCrMo	Acier C35
Température de Solidus	K	1598	1420
Température de Liquidus	K	1754	1460
Température d'évaporation	K	3200	/
Absorptivité	-	0,63	/
Densité solide (poreuse)	g.cm ⁻³	5,1	/
Densité solide (dense)	g.cm ⁻³	8,4	7,85
Densité liquide	g.cm ⁻³	6,87	6,98
Capacité thermique solide	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	441,15+0,1871×T	365,14+0,2829×T
Capacité thermique liquide	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	552	758
Conductivité thermique solide	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	3,1+0,15×T	58,915-0,0264×T
Conductivité thermique liquide	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	13	22
Coefficient de convection horizontal	W.m ⁻² .K ⁻¹		6,5
Coefficient de convection vertical	W.m ⁻² .K ⁻¹		9,41
Chaleur latente de Fusion	kJ.kg ⁻¹	310	250
Chaleur latente de Vaporisation	kJ.kg ⁻¹	4961	/
Dilatation thermique solide	K ⁻¹	12×10 ⁻⁶	12×10 ⁻⁶
Dilatation thermique liquide	K ⁻¹	7,6×10 ⁻⁵	8,5×10 ⁻⁵
Viscosité dynamique	Pa*s	5,5×10 ⁻³	5,5×10 ⁻³
Coefficient de Marangoni	N.m ⁻¹ .K ⁻¹	-4,3×10 ⁻⁴	-4,3×10 ⁻⁴
Profondeur d'absorptivité	μm	34	/
Émissivité		0,63	/
Puissance du Laser	W		275
Vitesse de balayage du laser	mm.s ⁻¹		800
Épaisseur de couche déposée	μm		50

4. Premiers résultats et discussion

Avec le modèle et les données recueillies, nous avons confronté les résultats expérimentaux obtenus avec ceux de la simulation numérique, cette confrontation s'effectue sur les concentrations massiques de fer dans le revêtement de CoCrMo. Les résultats expérimentaux ont été mesurés par EDX sur l'épaisseur du revêtement au milieu de l'échantillon [14]. Pour comparer les résultats avec la simulation, un capteur « numérique » est placé sur le modèle du plot conformément aux essais. La comparaison montre un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation à l'interface revêtement/substrat. Il est cependant relevé que certaines différences existent. On constate notamment un écart aux alentours de 14 % situé à 35 μm coté CoCrMo et ~13 % à 25 μm coté plot (Figure 5).

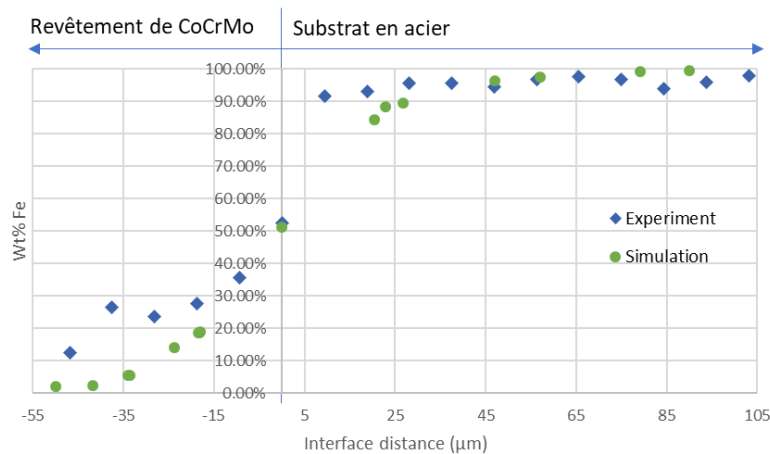


Figure 5 Confrontation de la concentration du Fer (WT %) calculée par la simulation avec celle mesurée expérimentalement [2]

Ces écarts sont en partie explicables par le manque de données issues de caractérisations, notamment à haute température, diminuant in fine la précision des résultats numériques. Beaucoup des grandeurs utilisées sont supposées constantes dans la température. Or, cette variation peut jouer un rôle important sur le transfert de chaleur et le transport de matière lors du lasage et devra donc être prise en compte pour les futures études.

5. Conclusion et perspectives

Cette étude présente une première approche numérique qui permet d'estimer les types de transferts ayant lieu lors du lasage et la dilution du fer du substrat vers la couche de CoCrMo. Cette simulation est en bon accord avec l'expérience. Ceci démontre que le modèle numérique développé prend en compte suffisamment de phénomènes lors du lasage de la poudre. À l'avenir, il sera intéressant d'évaluer les pics de températures et les vitesses de chauffage et de refroidissement pour de futures analyses. Les coefficients de convection seront également réévalués, car le flux d'argon en surface n'a pas été pris en compte lors de la précédente étude. De plus, le plot étant immergé dans la poudre lors de la construction, l'évaluation du transfert par convection le long des parois verticales est également à remettre en question.

En perspectives de cette étude, l'extension des caractérisations des paramètres d'entrée du modèle vers les hautes températures est prévue. Des mesures de la diffusivité thermique ont été réalisées lors d'une étude préliminaire de 20 à 1000 °C. Ces mesures ont été possibles grâce à un diffusivimètre LFA 457 et les résultats sont en cours de dépouillements. Afin d'améliorer les dialogues entre les expériences et le modèle numérique, un nouveau banc expérimental va permettre de suivre la fusion de la poudre métallique dans un creuset placé sous argon à l'aide de différents capteurs optiques, notamment un pyroréfectomètre proche IR pour une mesure de la température au voisinage de la zone fondue, complétée par une caméra proche infrarouge pour la mesure de champ thermique autour de la zone de fusion et enfin une caméra rapide pour suivre les évolutions du bain de fusion.

Références

- [1] T. Moskalewicz *et al.*, « Porous HA and nanocomposite nc-TiO₂/HA coatings to improve the electrochemical corrosion resistance of the Co-28Cr-5Mo alloy », *Materials Chemistry and Physics*, vol. 199, p. 144-158, sept. 2017, doi: 10.1016/j.matchemphys.2017.06.064.
- [2] T. YOUNSI, « Influence de la microstructure obtenue par procédé de fabrication additive SLM sur le comportement mécanique de revêtements base cobalt », Toulouse, Albi, 2022.
- [3] W.-I. Cho, S.-J. Na, M.-H. Cho, et J.-S. Lee, « Numerical study of alloying element distribution in CO₂ laser–GMA hybrid welding », *Computational Materials Science*, vol. 49, n° 4, p. 792-800, oct. 2010, doi: 10.1016/j.commatsci.2010.06.025.
- [4] A. V. Gusarov, I. Yadroitsev, Ph. Bertrand, et I. Smurov, « Model of Radiation and Heat Transfer in Laser-Powder Interaction Zone at Selective Laser Melting », *Journal of Heat Transfer*, vol. 131, n° 7, p. 072101, juill. 2009, doi: 10.1115/1.3109245.
- [5] C. D. Boley, S. A. Khairallah, et A. M. Rubenchik, « Calculation of laser absorption by metal powders in additive manufacturing », *Appl. Opt.*, vol. 54, n° 9, p. 2477, mars 2015, doi: 10.1364/AO.54.002477.
- [6] S. A. Khairallah, A. T. Anderson, A. Rubenchik, et W. E. King, « Laser powder-bed fusion additive manufacturing: Physics of complex melt flow and formation mechanisms of pores, spatter, and denudation zones », *Acta Materialia*, vol. 108, p. 36-45, avr. 2016, doi: 10.1016/j.actamat.2016.02.014.
- [7] S. A. Khairallah *et al.*, « Controlling interdependent meso-nanosecond dynamics and defect generation in metal 3D printing », *Science*, vol. 368, n° 6491, p. 660-665, mai 2020, doi: 10.1126/science.aay7830.
- [8] A. K. Mishra et A. Kumar, « Numerical and experimental analysis of the effect of volumetric energy absorption in powder layer on thermal-fluidic transport in selective laser melting of Ti6Al4V », *Optics & Laser Technology*, vol. 111, p. 227-239, avr. 2019, doi: 10.1016/j.optlastec.2018.09.054.
- [9] V. Klapczynski *et al.*, « Temperature and time dependence of manganese evaporation in liquid steels. Multiphysics modelling and experimental confrontation », *Scripta Materialia*, vol. 221, p. 114944, déc. 2022, doi: 10.1016/j.scriptamat.2022.114944.
- [10] C. R. Wilke et P. Chang, « Correlation of diffusion coefficients in dilute solutions », *AIChE J.*, vol. 1, n° 2, p. 264-270, juin 1955, doi: 10.1002/aic.690010222.
- [11] « Propriétés CoCr28Mo5 », *Material Properties Database*. <https://www.makeitfrom.com/material-properties/UNS-R30075-ASTM-F75-ISO-5832-4-Co-Cr-Mo-Alloy> (consulté le 16 janvier 2023).
- [12] B. Liu, B.-Q. Li, Z. Li, P. Bai, Y. Wang, et Z. Kuai, « Numerical investigation on heat transfer of multi-laser processing during selective laser melting of AlSi10Mg », *Results in Physics*, vol. 12, p. 454-459, mars 2019, doi: 10.1016/j.rinp.2018.11.075.
- [13] B. Song, X. Wang, et Z. Liu, « Recommended gas transport properties of argon at low density using *ab initio* potential », *Molecular Simulation*, vol. 42, n° 1, p. 9-13, janv. 2016, doi: 10.1080/08927022.2014.1003296.
- [14] T. Younsi, C. Boher, et A. Soveja, « Influence of interlayer time on the microstructural state of CoCrMo coatings applied by selective laser melting on an iron-based substrate for different numbers of layers », *Materials Today Communications*, vol. 32, p. 103776, août 2022, doi: 10.1016/j.mtcomm.2022.103776.
- [15] « Propriétés C35 ». <https://www.makeitfrom.com/material-properties/EN-1.0501-C35-Non-Alloy-Steel>
- [16] L. Johnson *et al.*, « Assessing printability maps in additive manufacturing of metal alloys », *Acta Materialia*, vol. 176, p. 199-210, sept. 2019, doi: 10.1016/j.actamat.2019.07.005.

Remerciements :

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Christophe ESCAPE du laboratoire PROMES de FONT-ROMEUE ODEILLO pour les mesures des réflectivités spectrales en températures.

Modélisation semi-analytique et numérique de la conduction thermique au sein d'un transistor MOSFET

Ali EL ARABI^{1*}, Nicolas BLET¹, Benjamin REMY¹

¹Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, Nancy F-54000, France

* (auteur correspondant : ali.el-arabi@univ-lorraine.fr)

Résumé : Un modèle thermique semi-analytique d'un transistor MOSFET en régime instationnaire est présenté. Il permet le calcul de la température de la face supérieure du composant à partir de celle sur la face inférieure et du flux de chaleur sur la face supérieure. La méthode des quadripôles thermiques est employée et une conversion de spectre est utilisée pour gérer les interfaces entre les différentes couches du composant. Pour une géométrie bidimensionnelle, la comparaison des résultats du modèle semi-analytique à des résultats numériques (sous COMSOL Multiphysics) montre un écart maximal inférieur à 0.1 K et permet une inter-validation des modèles.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	x	abscisse, m
e	épaisseur, m	y	hauteur, m
L	longueur, m	θ	température réduite, K
N	nombre d'harmoniques	ϕ	Densité de flux de chaleur, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
p	variable de Laplace, s^{-1}	\bar{X}	Transformée de Laplace de X
t	temps, s	\tilde{X}	Transformée de Fourier de X
T	Température, K		

1. Introduction

Les transistors à effet de champ, comme le MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) à base du carbure de silicium (SiC), se caractérisent par une efficacité supérieure à celle des IGBTs (Insulated Gate Bipolar Transistor – technologie Si). Ils possèdent également une fréquence de commutation assez élevée. Toutefois, leur comportement électrique dépend fortement des conditions thermiques. La température sur la face supérieure du composant, correspondant à la température de jonction, est ainsi un paramètre très important à prendre en considération dans les stratégies de commande du composant. La difficulté réside dans le fait que cette température n'est pas directement mesurable pour plusieurs raisons technologiques et techniques. D'une part, la mesure par thermographie infrarouge n'est pas possible du fait de la présence d'un gel recouvrant les composants qui assure une sécurité diélectrique, mais qui est opaque dans le domaine infrarouge. D'autre part, la mesure intrusive par thermocouple ou par capteur thermosensible diminue la performance de l'électronique de puissance, car elle nécessite la mise en contact de l'élément de mesure avec le composant, ce qui est difficile au vu de l'environnement électromagnétique très perturbé. D'autres chercheurs ont élaboré une corrélation de la température de jonction en fonction des paramètres électriques intrinsèques du transistor [1].

Dans le cadre du présent travail, un modèle-semi-analytique basé sur la résolution de l'équation de la chaleur en régime transitoire dans le composant est développé. Il se base sur la méthode des quadripôles thermiques, reliant les harmoniques de la transformée de Laplace du flux de chaleur et de la température entre deux faces d'une même couche. Le composant étant

constitué d'un empilement de couches de longueurs différentes, une conversion de spectre est en outre utilisée pour relier les spectres d'une couche à l'autre. Pour une géométrie bidimensionnelle, le modèle semi-analytique permet par exemple d'avoir accès à la température sur la face supérieure en fonction de la température sur la face inférieure et du flux de chaleur sur la face supérieure. Ces deux entrées du modèle ont été choisis pour correspondre aux futures mesures expérimentales : mesures par thermocouples pour la face inférieure et dissipation électrique aux niveaux des puces sur la face supérieure. Les résultats du modèle semi-analytique sont comparés à ceux d'un modèle numérique développé sous COMSOL Multiphysics en régime permanent et en transitoire.

2. Quadripôles thermiques et conversion de spectre

2.1. Méthode des quadripôles thermiques

Les quadripôles thermiques permettent de représenter la résolution de l'équation de la chaleur dans un milieu homogène par transformées intégrales. Pour une géométrie tridimensionnelle en régime instationnaire, la méthode se base sur une transformée de Laplace en temps et une double transformée de Fourier en espace de l'équation de la chaleur. Dans le cadre du présent travail, elle est appliquée à une géométrie bidimensionnelle. Dans ce cas, pour un milieu homogène de longueur L (suivant l'abscisse x) et d'épaisseur e (suivant la hauteur y), sans source interne de chaleur et avec des propriétés thermiques indépendantes de la température (conductivité et diffusivité thermiques), l'équation de la chaleur peut être écrite sous la forme [2] :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1)$$

On suppose en outre les conditions aux limites suivantes pour notre système :

$$T(x, y, t) = T_0(x, y) \text{ pour } t = 0 \quad (2a)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \text{ et } \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=L} = 0 \quad (2b)$$

Les conditions adiabatiques (2b) peuvent être justifiées par la faible épaisseur de la couche comparativement à sa longueur ($e/L \ll 1$).

Pour simplifier la résolution, la température réduite $\theta = T - T_0$ est définie. La transformée de Laplace de l'équation (1) donne alors :

$$\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} = \frac{p}{a} \bar{\theta} \quad (1)$$

Les conditions adiabatiques en $x = 0$ et en $x = L$, permettent de définir la transformée de Fourier suivante :

$$\tilde{\tilde{\theta}}_n(y, p) = \int_0^L \bar{\theta}(x, y, p) \cos(\alpha_n x) dx \quad (4)$$

avec $\alpha_n = \frac{n\pi}{L}$ (pour $n = 0, 1, \dots, N$), valeurs propres suivant x .

La transformée de Fourier de l'équation (3) fournit alors :

$$\frac{d^2 \tilde{\tilde{\theta}}_n}{dy^2} - \left(\alpha_n^2 + \frac{p}{a} \right) \tilde{\tilde{\theta}}_n = 0 \quad (5)$$

En outre, le flux de chaleur linéique suivant y est défini par : $\phi = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}$. La solution de l'équation différentielle de l'équation (5) peut alors être présentée sous la forme matricielle suivante qui relie les harmoniques de la transformée de Laplace de la température et du flux de chaleur entre les deux faces du matériau [4, 5] :

$$\begin{bmatrix} \tilde{\theta}_n^{Sortie} \\ \tilde{\phi}_n^{Sortie} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\theta}_n^{Entrée} \\ \tilde{\phi}_n^{Entrée} \end{bmatrix} \quad (6)$$

avec pour $n = 0, 1, \dots, N$:

$$A_n = D_n = \cosh\left(\sqrt{\alpha_n^2 + \frac{p}{a}} e\right); B_n = \frac{\sinh\left(\sqrt{\alpha_n^2 + \frac{p}{a}} e\right)}{\lambda \sqrt{\alpha_n^2 + \frac{p}{a}}};$$

$$C_n = \lambda \sqrt{\alpha_n^2 + \frac{p}{a}} \sinh\left(\sqrt{\alpha_n^2 + \frac{p}{a}} e\right)$$

Finalement, l'ensemble des harmoniques de la transformée de Laplace de la température et du flux de chaleur à l'entrée peut être relié à celui en sortie selon l'équation suivante [2]:

$$\begin{bmatrix} \tilde{\theta}^{Sortie} \\ \tilde{\phi}^{Sortie} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\theta}^{Entrée} \\ \tilde{\phi}^{Entrée} \end{bmatrix} \quad (7)$$

avec $(\tilde{\theta}, \tilde{\phi})$ les vecteurs de l'ensemble des harmoniques de température et de flux de chaleur dans l'espace de Laplace, et où A_i, B_i, C_i, D_i sont des matrices carrées diagonales dont les coefficients sont ceux présentés dans l'équation (6).

2.2. La conversion du spectre

Le transistor est constitué d'un empilement de couches de longueurs différentes. Cela génère un phénomène de macro-constriction des lignes de flux de chaleur. A ce phénomène de macro-constriction s'ajoute celui de micro-constriction dû au contact imparfait entre les deux couches. Ce phénomène, peut être modélisé sous la forme d'une matrice de résistances de contact. Néanmoins, le phénomène de micro-constriction reste négligeable devant celui de macro-constriction. Dans le cadre du présent travail, ce dernier est modélisé par des matrices de conversion de spectre. La relation entre les harmoniques de la transformée de Laplace de la température de la couche la plus grande en fonction de ceux des couches les plus petites s'écrit alors [3] :

$$\tilde{\theta}_i = \sum_{l=1}^M E_{i \rightarrow l} \tilde{\theta}_l$$

avec :

$$E_{i-1 \rightarrow i} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \frac{L_{i-1}}{2L_i} f_1(n, L_{i-1}, L_i, \delta_i) & \frac{L_{i-1}}{L_i} \left\{ \begin{array}{l} f_2(n, m, L_{i-1}, L_i, \delta_i) \text{ if } \frac{n}{m} \neq \frac{L_{i-1}}{L_i} \\ \text{Or} \\ f_3(n, m, L_{i-1}, L_i, \delta_i) \text{ if } \frac{n}{m} = \frac{L_{i-1}}{L_i} \end{array} \right\} & & & & \end{bmatrix}, \quad (8)$$

$$1 \leq n \leq N_{i-1}, 1 \leq m \leq N_i$$

$$\text{et } \left\{ \begin{array}{l} f_1(n, L_{i-1}, L_i, \delta_i) = \frac{2}{n\pi} \left(\sin \left(n\pi \left(\frac{L_i}{L_{i-1}} + \frac{\delta_i}{L_{i-1}} \right) \right) - \sin \left(n\pi \frac{\delta_i}{L_{i-1}} \right) \right) \\ f_2(n, m, L_{i-1}, L_i, \delta_i) = \frac{2}{\pi} \frac{n}{n^2 - m^2 \left(\frac{L_{i-1}}{L_i} \right)^2} \left(\sin \left(n\pi \left(\frac{L_i}{L_{i-1}} + \frac{\delta_i}{L_{i-1}} \right) \right) - \sin \left(n\pi \frac{\delta_i}{L_{i-1}} \right) \right) \\ f_3(n, m, L_{i-1}, L_i, \delta_i) = \frac{L_i}{L_{i-1}} \cos \left(n\pi \frac{\delta_i}{L_{i-1}} \right) \end{array} \right.$$

Une relation analogue entre les harmoniques des flux de chaleur peut également être écrite.

3. Modèle semi-analytique du composant

Le présent modèle est développé pour la géométrie illustrée sur la figure 1 qui présente deux macro-constrictions, représentative d'un transistor. La relation permettant de relier le profil de température sur la face supérieure à celui sur la face inférieure et au flux de chaleur sur la face supérieure valable en régime permanent et transitoire s'écrit (après tout développement) sous la forme de l'équation suivante :

$$\left[\begin{array}{c} \tilde{\theta}_3^H \\ \tilde{\theta}_I \\ \tilde{\theta}_{II} \\ \tilde{\theta}_{III} \\ \tilde{\theta}_{III} \end{array} \right]^T = H^{-1} (\tilde{\theta}_1^B - W \tilde{\Phi}_3^H) \quad (9)$$

avec :

$$H = [A_1 E_{2 \rightarrow 1} (A_2 E_{2 \rightarrow 3} A_3 + B_2 E_{2 \rightarrow 3} C_3) + B_1 E_{1 \rightarrow 2} (C_2 E_{2 \rightarrow 3} A_3 + D_2 E_{2 \rightarrow 2} C_3), \\ A_1 E_{I \rightarrow 1}, A_1 E_{II \rightarrow 1}, (A_1 E_{2 \rightarrow 1} A_2 + B_1 E_{2 \rightarrow 1} C_2) E_{III \rightarrow 2}, (A_1 E_{2 \rightarrow 1} A_2 + B_1 E_{2 \rightarrow 1} C_2) E_{III \rightarrow 2}] \\ W = [A_1 E_{2 \rightarrow 1} (A_2 E_{3 \rightarrow 2} B_3 + B_2 E_{3 \rightarrow 2} D_3) + B_1 E_{2 \rightarrow 1} (C_2 E_{3 \rightarrow 2} B_3 + D_2 E_{3 \rightarrow 2} D_3)]$$

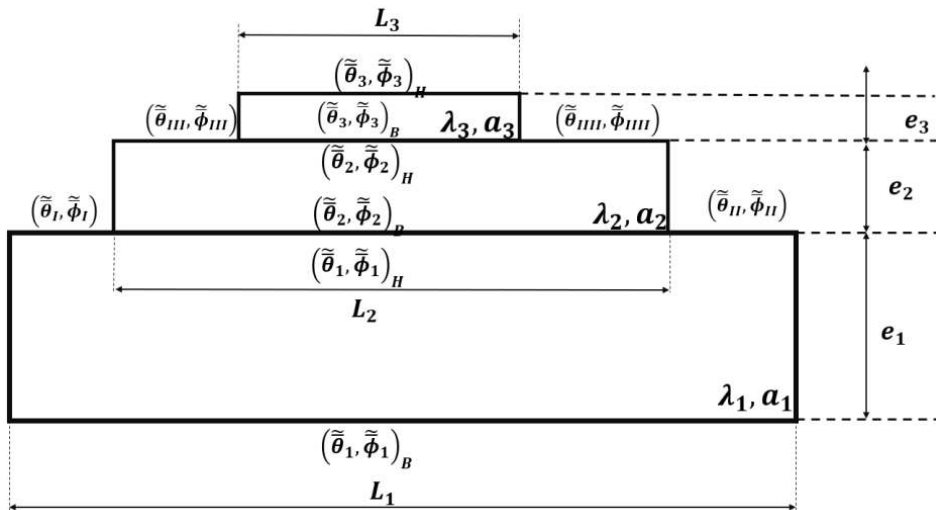


Figure 1: Géométrie simplifiée du transistor MOSFET

Les paramètres géométriques et les propriétés thermo-physiques sont fournis dans le tableau 1 :

	ρ kg.m ⁻³	c_p J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	λ W.m ⁻¹ .K ⁻¹	e mm	L mm
Cuivre	8900	390	400	3,00	53,5
Carte électronique	6400	530	240	0,50	43,0
Carbure du silicium	3300	680	395	0,028	22,0

Tableau 1 : Paramètres géométriques et propriétés thermo-physiques

Pour la résolution du problème avec le modèle numérique, un flux de chaleur ($Q = 10 \text{ W/cm}^2$) a été imposé sur la face supérieure du composant. Au niveau de la surface inférieure, un coefficient d'échange ($h = 500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$) modélisant la convection thermique a été imposé sur la face inférieure du composant. Le profil de température sur la face inférieure du composant, récupéré à partir du modèle numérique et le flux de chaleur sur la face supérieure sont utilisés en tant qu'entrées du modèle semi-analytique. Dans les faits, l'équation (9) permet d'avoir accès à la transformée de Laplace des harmoniques de température sur la face supérieure. La transformée de Laplace inverse est ensuite calculée par utilisation de l'algorithme de Gaver-Stehfest [4]. L'inversion de la transformée de Fourier est ensuite réalisée analytiquement selon la relation :

$$\theta_3^H(x) = \frac{\tilde{\theta}_3^H(0)}{L_3} + \frac{2}{L_3} \sum_{k=1}^N \tilde{\theta}_3^H(k) \cos\left(\frac{k\pi}{L_3} x\right) \quad (10)$$

4. Résultats

La réponse du système en régime transitoire au centre de la puce, à partir d'une température homogène initiale au sein du composant, à un flux de chaleur sur la face supérieure ($Q = 10 \text{ W/cm}^2$ pour $0 < t < 70 \text{ s}$ et $Q = 0$ sinon) est représentée dans la figure ci-dessous :

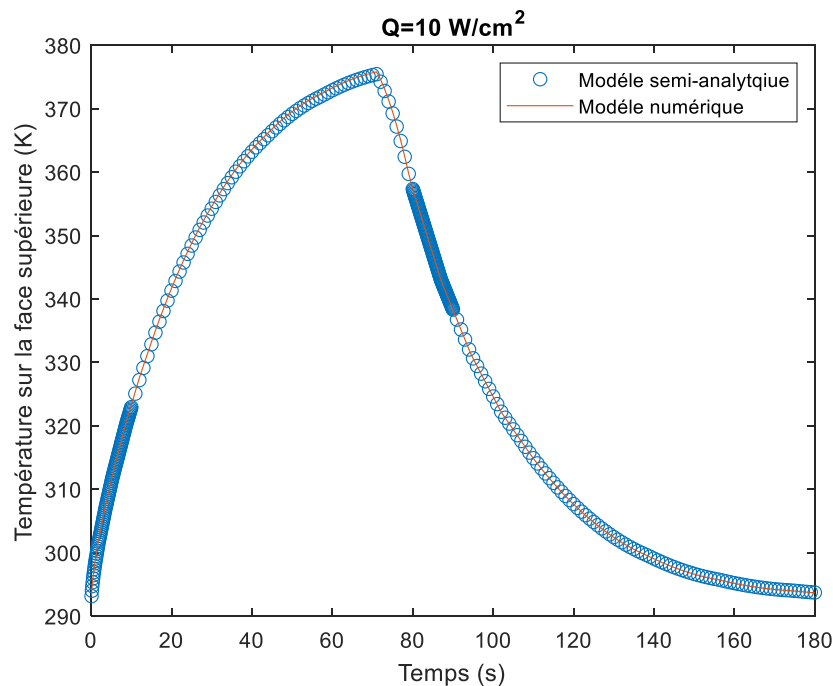


Figure 2: Evolution de la température au niveau de la jonction en fonction du temps

Un bon accord entre le modèle semi-analytique basé sur la méthode des quadripôles thermiques et la conversion de spectre et le modèle numérique développé sous COMSOL Multiphysics est illustré avec un temps de calcul plus faible pour le modèle semi-analytique (~ 10 fois plus rapide).

Les résultats sont aussi comparés sur le profil final de températures sur la face supérieure pour différentes valeurs de puissance dissipée (Figure 3) et confirment la bonne adéquation entre les modèles.

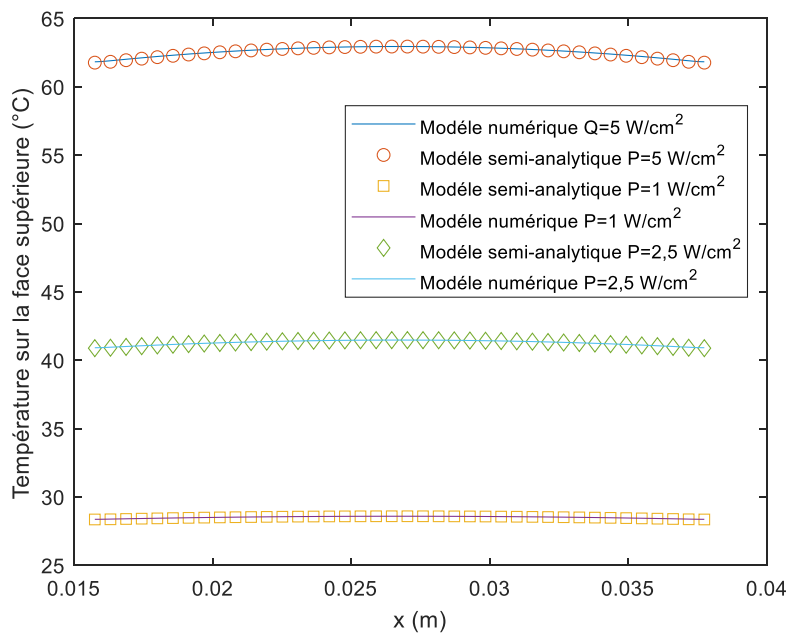
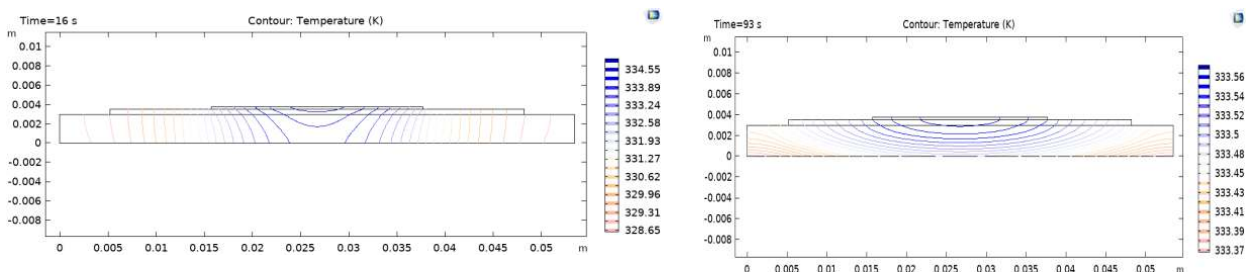


Figure 3: Profil final de température sur la face supérieure en fonction de la position pour différentes sollicitations de puissance

La suite de ces travaux de modélisation est de permettre d'identifier, par méthodes inverses, des modèles paramétriques pour déterminer la température de jonction en fonction de mesures de températures à des endroits bien choisis en face inférieure.

La modélisation numérique permet facilement d'étudier la forme des isothermes de température due à la macro-constriction, afin de déterminer des positions favorables à ces mesures locales. Cependant, on observe que, dans le cas de la première sollicitation présentée (Figure 4-A), pour une même température en face supérieure, la forme de ces isothermes diffère fortement suivant la chauffe et le refroidissement de la puce (Figure 4-B). Dans les faits, lors de la phase de chauffage, la chaleur se propage depuis la source jusqu'à la face inférieure et est diffusée plus largement dans le composant. Lors de la phase de coupure de puissance, le refroidissement (gardé constant) impose sa dynamique et la chaleur est moins diffusée. Le changement de la forme des isothermes pourra donc rendre l'identification de la fonction de transfert du composant assez complexe.



A-Flux de chauffe imposé

B-Flux de chauffe éteint

Figure 4 : Forme des isothermes de température dans le composant

A ce problème de la forme des isothermes, s'ajoute celui du filtrage spatial (perte d'informations du signal thermique entre les faces supérieure et inférieure). La distance entre la puce et l'endroit de mesure impactera certainement la qualité de l'estimation. Pour investiguer ce phénomène, différents profils temporels de températures ont été relevés à différentes hauteurs y de la couche inférieure du composant à partir de la simulation numérique. Chaque profil temporel a ensuite servi de données d'entrée du modèle semi-analytique. En supposant le modèle numérique comme référence valide, cela permet d'analyser la précision du modèle analytique pour différentes hauteurs de mesures.

Pour une épaisseur donnée, on compare la température au centre en face supérieure évaluée par le modèle analytique, T_{ana} , à sa valeur T_{num} du modèle numérique, à chaque instant. On définit ensuite un écart absolu adimensionné global, défini sur l'ensemble des temps d'intégration par :

$$\epsilon = \frac{\sqrt{\sum_i (T_{num}(t_i) - T_{ana}(t_i))^2}}{\sqrt{\sum_i (T_{num}(t_i))^2}} \quad (11)$$

L'écart (pour $0 \leq y < e_1$) entre le modèle semi-analytique et le modèle numérique décroît à mesure que l'estimation est faite à partir d'un profil de température plus proche de la source (Figure 5). Cette décroissance est quasiment linéaire et suit la relation suivante $\epsilon \approx -0,036y + 0,16$ (y en millimètres). Il est cependant à noter que d'un point de vue pratique, la mise en place de thermocouples à une plus grande profondeur dans le composant pourra perturber la thermique du système (effet d'ailettes, changement de la forme des isothermes...).

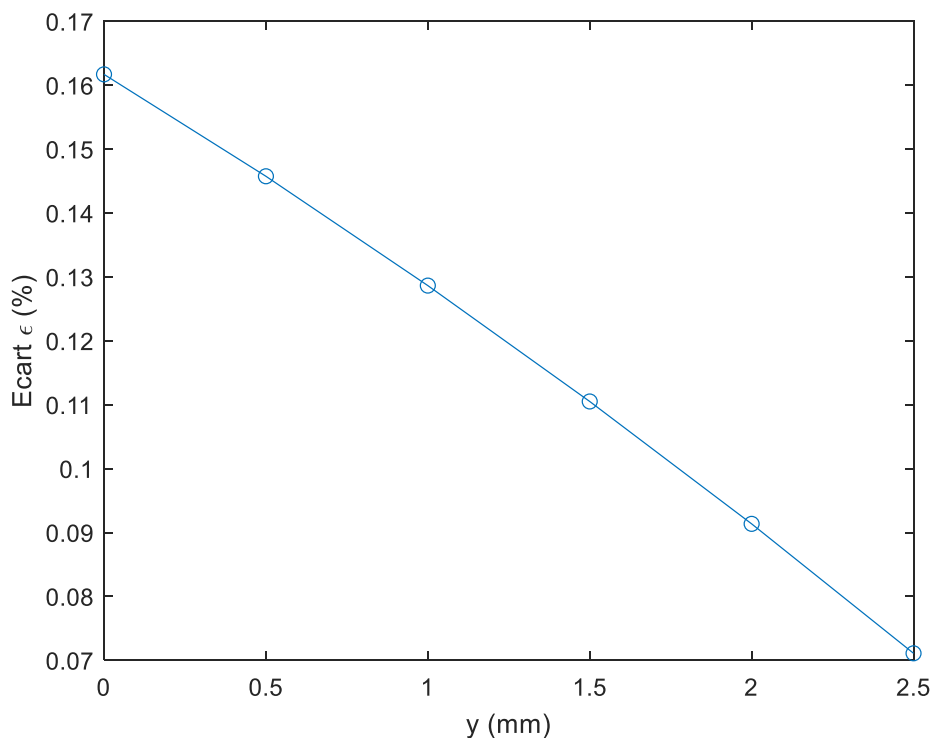


Figure 5: Ecart sur la température en face supérieure entre le modèle semi-analytique et numérique suivant la profondeur du profil de température donné en face inférieure

5. Conclusion

Le modèle semi-analytique basé sur la méthode des quadripôles thermiques et la conversion de spectre permet d'accéder à la température sur la face supérieure du composant d'électronique de puissance en fonction de la température en face inférieure et le flux de chaleur en face supérieure. Les résultats obtenus illustrent un bon accord entre le modèle numérique et le modèle semi-analytique avec un temps de calcul assez faible (10 fois plus rapide) pour le modèle analytique.

Dans le cadre du présent travail, les propriétés thermo-physiques ont été prises indépendantes de la température et la valeur de flux de chaleur a été supposée parfaitement connue. De plus, les caractéristiques géométriques du composant ont été présumées connues et plusieurs résistances de contact ont été négligées. La prise en compte de tous ces éléments rendrait la modélisation plus complexe. De plus, ces paramètres sont difficilement trouvables ou mesurables. Pour ces raisons, le développement d'un modèle paramétrique sera par la suite est privilégié pour déterminer la température de jonction en fonction des températures de thermocouples placés à des positions stratégiques. La localisation de ces mesures déportées sera estimée et testée dans un premier temps par les modèles analytique et numérique présentés ici. Une identification paramétrique et une validation sont également prévues sur un banc expérimental dédié.

6. Références

- [1] A. Intrich, U. Nicolai, W. Trsky et T. Reinmann, Application Manual Power Semiconductors, 2010.
- [2] D. Maillet, S. André, J.C. Batsale, A. Degiovanni et C. Moyne, Thermal quadrupoles : Solving the heat equation through integral transforms, WILEY, 2000.
- [3] G. Maranzana, I. Perry et D. Maillet, Quasi-analytical simulation of conduction heat transfer through a pyramidal multilayer multiblock by the quadrupole method, *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals: An International Journal of Computation and Methodology.*, pp. 499-521, 2002.
- [4] R. G. Jacquot et J. W. Steadman and C. N. Rhodine, The Gaver-Stehfest algorithm for approximate inversion of Laplace transforms, *IEEE Circuits & Systems Magazine*, vol. 3, pp. 4-8, 1983.
- [5] N. LARAQI, Température à la jonction d'un composant électronique sur son substrat., *Congrès SFT*, 2007.

Simulation massivement parallèle de la convection thermique dans la grotte de Lascaux

Fabien SALMON^{1*}, Habiba LHARTI¹, Antoine LEMOINE¹, Stéphane GLOCKNER¹, Colette SIRIEIX¹, Delphine LACANETTE¹

¹Université de Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, Bât A11, 351 cours de la Libération, 33400 Talence, France

*(auteur correspondant : fabien.salmon@u-bordeaux.fr)

Résumé - La conservation de la grotte de Lascaux est un enjeu important pour l'humanité. Afin de maintenir l'état actuel de l'art pariétal, les phénomènes physiques à l'origine de l'apparition d'altérations doivent être maîtrisés. En ce sens, nous présentons un modèle numérique pour la simulation de la convection thermique dans la grotte. Celui-ci permet la réalisation de simulations reposant sur des maillages composés de l'ordre d'un milliard de cellules. Une simulation CFD, réalisée avec 11 000 processeurs, montre que l'air, piloté par les gradients thermiques, circule préférentiellement dans certaines parties de la grotte. Ce modèle permettra des prédictions précises des zones pariétales susceptibles d'être le siège de condensation.

Introduction

La grotte de Lascaux est la plus célèbre grotte ornée en France et sa préservation s'inscrit dans une démarche de conservation du patrimoine. Les altérations pariétales résultent principalement des phénomènes de condensation. La caractérisation fine des processus physiques à l'échelle de la paroi requiert dans un premier temps la compréhension de la circulation de l'air dans la cavité. Celle-ci résulte des différences de température entre les parois opposées induites par la propagation de l'énergie extérieure dans le massif rocheux autour de la grotte. Les variations saisonnières de température conduisent ainsi à une convection thermique associée à un nombre de Rayleigh de l'ordre de 10^8 [1].

Les premières simulations de l'écoulement convectif dans la grotte ont été réalisées sur des maillages de l'ordre de 30 cm [1], [2]. Étant intéressés par les processus proches des parois, il est nécessaire d'effectuer des simulations numériques plus précises de la convection, basée sur un maillage plus fin. Aujourd'hui, les progrès informatiques rendent possible l'utilisation de maillages beaucoup plus fins. De plus, la méthode des frontières immergées [3-5], qui consiste à conserver un maillage cartésien et à immerger la géométrie sans ajuster le maillage aux frontières physiques, permet l'utilisation de maillages conséquents. Conservant un maillage cartésien, la discrétisation des équations de conservation conduit à la résolution de systèmes linéaires avec des matrices à bandes, rendant possible l'utilisation de bibliothèques de résolution massivement parallèles telles que Hypre [6].

Nous présentons la simulation de la convection thermique dans la grotte de Lascaux pour une configuration extrême, c'est-à-dire lorsque les différences de températures entre les parois sont les plus importantes. Celle-ci a été effectuée de la manière la plus précise possible compte tenu des capacités de calcul actuelles. Cette simulation a été réalisée avec le logiciel *opensource* de mécanique des fluides Notus (développé à I2M) [7].

Nous présentons tout d'abord les modèles et les méthodes numériques employées pour la simulation numérique. La configuration thermique choisie est ensuite précisée ainsi que la méthode pour appliquer les conditions limites en température sur les parois de la grotte. Les résultats de la simulation sont finalement discutés dans la dernière partie.

1. Modélisation numérique

1.1. Equations

La convection thermique est gouvernée par les équations de Navier-Stokes et de conservation de l'énergie. Compte tenu des faibles vitesses, nous considérons l'air comme un fluide incompressible. Les forces de flottabilité seront modélisées par l'approximation de Boussinesq étant donné les faibles gradients de température dans la grotte. Le système d'équations résolues est donc

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \rho_0 \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \rho_0 (1 - \beta(T - T_0)) \mathbf{g} + \nabla \cdot ((\mu + \mu_t)(\nabla \mathbf{u} + {}^t \nabla \mathbf{u})) + \frac{\mu}{K} \mathbf{u} \\ \rho_0 c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\lambda + \lambda_t) \nabla T \end{cases} \quad (1)$$

avec \mathbf{u} la vitesse, p la pression, T la température, ρ_0 la masse volumique de l'air à la température de référence T_0 , β le coefficient de dilatation thermique, μ la viscosité dynamique, μ_t la viscosité dynamique turbulente, λ la conductivité thermique, λ_t la conductivité thermique turbulente, c_p la capacité thermique massique, \mathbf{g} l'accélération de la pesanteur et K la perméabilité du milieu.

La viscosité dynamique de turbulence est calculée par le modèle LES (Large Eddy Simulation) WALE (Wall Adapting Local Eddy-viscosity) [8] car celui-ci est performant pour la simulation de la convection naturelle [9]. La conductivité thermique turbulente est calculée à partir de la viscosité dynamique turbulente en supposant une valeur constante de 0,85 pour le nombre de Prandtl turbulent.

1.2. Méthodes numériques

La géométrie de la grotte de Lascaux est immergée dans un maillage cartésien englobant toute la géométrie. La méthode de pénalisation volumique est appliquée aux cellules dont le centre se trouve à l'extérieur du domaine fluide. La perméabilité dans ces cellules est fixée à 10^{-20} contre 10^{20} dans le milieu fluide. La température des premières cellules hors du domaine jouxtant une cellule fluide sera fixée par une condition de Dirichlet. La valeur de la température des parois dépendra de la position et sera explicitée dans la section 2. L'immersion dans un maillage cartésien permet de conserver des matrices à bandes dans les systèmes linéaires résolus par la librairie Hypre [6] (uniquement la pression dans le cadre de ce travail). Plus précisément, une résolution basée sur la méthode GMRES (Generalized minimal residual) [10] couplée au préconditionneur BoomerAMG [11] a été choisie car elle présente les meilleures performances en termes de temps de calcul. Le couplage vitesse-pression est résolu par la méthode de Goda [12]. Les termes d'advection sont discrétisés par le schéma explicite de Lax-Wendroff avec un limiteur Superbee et l'utilisation d'un splitting directionnel (Lie-Trotter). Les termes de diffusion sont discrétisés explicitement par un schéma centré (ordre 2).

2. Configuration numérique

La température des parois résulte principalement des transferts thermiques entre l'extérieur de la grotte et l'intérieur. L'énergie extérieure se propage dans le massif rocheux essentiellement par conduction thermique jusqu'à atteindre les parois de la grotte. L'inertie thermique du massif rocheux est importante et conduit à des déphasages de l'ordre de plusieurs mois voire d'une année à 20 mètres de profondeur. La température des parois varie donc, de manière déphasée, avec les variations saisonnières de la température extérieure. L'onde thermique annuelle est donc déphasée et amortie par le massif rocheux, de sorte que des

températures plus chaudes dans les parties basses que dans les parties hautes, peuvent être observées selon la période de l'année. Cette différence de température entre les parois peut engendrer une convection thermique dans la grotte.

Pour connaître les températures des parois, il faut donc effectuer une simulation préliminaire de la conduction thermique dans le massif hétérogène de la grotte de Lascaux. Ce calcul fournit la température des parois pour la journée du 15 mai 2021. Compte tenu de la grande inertie thermique du massif rocheux, la simulation de la conduction thermique a débuté en janvier 2014 afin de modéliser plus de 7 ans. La figure 1 représente le champ de température simulé sur les parois de la grotte résultant de la simulation de la conduction thermique dans le massif à cette date. Cette configuration thermique est propice à la convection thermique car les températures les plus faibles se situent dans les parties les moins profondes de la grotte. Les températures les plus élevées dans la grotte se situent au centre de celle-ci, vers le Passage et la Nef. Dans les parties plus profondes, vers le Conduit Terminal, la Galerie du Mondmilch et le Diverticule des Félins, la température décroît avec la profondeur et reste inférieure à celle dans la Nef et le Passage. Ce champ de température est également la température initiale de l'air dans la grotte.

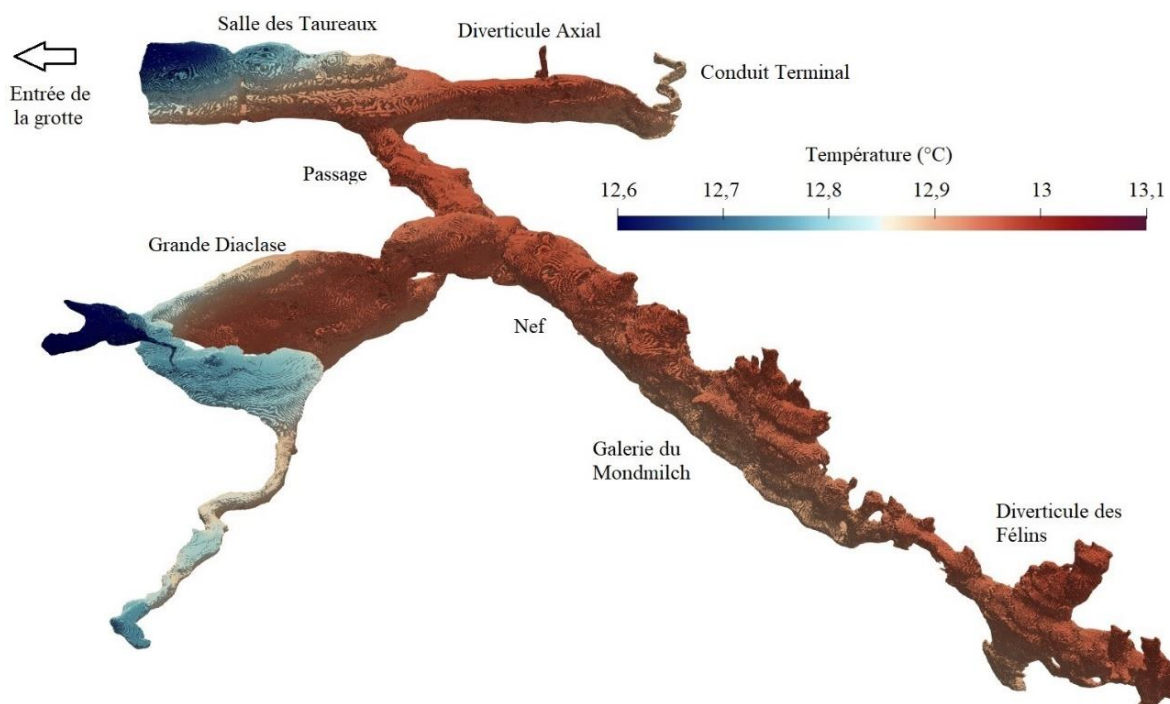


Figure 1 : *Champ de température initiale de la simulation de la convection thermique.*

Pour le calcul de la convection, il est nécessaire d'imposer la valeur des températures des parois. Puisque la durée physique simulée n'est que de 3 heures, nous supposons que les températures pariétales restent constantes. Une interpolation entre le maillage du calcul de la conduction et celui du calcul de la convection, beaucoup plus fin que celui de la conduction, est donc effectuée pour imposer les températures dans la simulation de la convection.

La simulation de la convection repose sur un maillage composé d'environ 1 milliard de cellules de 1,5 cm de côté. Trois heures de convection ont pu être simulées sur 11 000 cœurs constituant des processeurs AMD Rome (Epyc) à 2,6 GHz du supercalculateur Irene-Rome pendant deux semaines. Pour le calcul de l'écoulement fluide dans la grotte, les partitions du domaine contenant entièrement des cellules solides sont retirées du domaine [13] afin de réduire le nombre de processeurs nécessaires à la réalisation de la simulation.

3. Résultats & Discussion

La figure 2 montre le champ de température au centre des différentes galeries de la grotte, après une heure de convection. Comme le champ de température initial le laissait présager, une convection se met en place dans la partie la moins profonde de la grotte. L'air plus chaud se situant dans la Nef, celui-ci remonte par le passage jusqu'à la Salle des Taureaux. De même, les températures plus élevées dans le Diverticule Axial induisent une circulation d'air avec la Salle des Taureaux. A l'inverse, le champ de température dans la Nef reste stratifié, indiquant l'absence de vitesse significative dans cette zone. Les parois étant plus froides dans la Galerie du Mondmilch que dans la Nef, le sens du gradient thermique ne peut enclencher une convection. Une convection se met cependant en place au sein de la Grande Diaclase puisque les parois basses étaient plus chaudes que la voûte. Ces salles étant connectées avec le reste de la grotte uniquement grâce à un passage étroit, la convection dans cette zone est peu influencée par la convection dans le passage et la Salle des Taureaux. Une heure de convection a permis à l'air dans la partie haute de la Grande Diaclase de devenir plus chaud que dans la partie basse. Notons que ce n'est pas le cas dans la Salle des Taureaux et dans le Passage puisque la température reste plus élevée dans ce dernier.

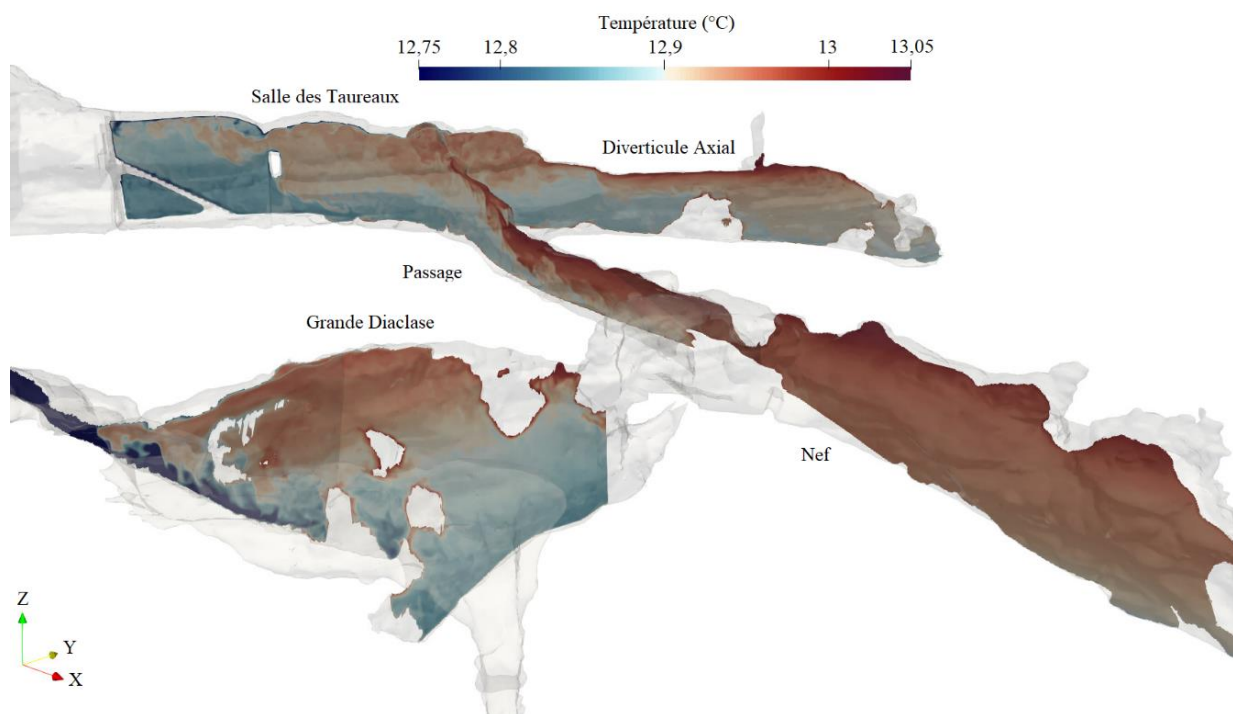


Figure 2 : *Champ de température simulé après une heure de convection thermique.*

La figure 3 se concentre sur la Salle des Taureaux qui est la partie la moins profonde de la grotte ornée. La figure 3a représente les lignes de courant dont la coloration est associée à la vitesse selon l'axe Y tandis que la figure 3b correspond au champ de température dans la Salle des Taureaux. La figure 3a montre que l'air chaud, qui remonte dans cette salle par la voûte, chasse l'air froid qui s'écoule en partie basse vers les zones plus profondes de la cavité. Les vitesses sont de l'ordre de quelques centimètres par seconde, ce qui reste faible mais suffisant pour modifier le champ de température (Fig. 3b). Comme précédemment mentionné, nous observons que l'air chaud se stocke principalement dans la Salle des Taureaux. Nous remarquons néanmoins que la zone à gauche de la Salle des Taureaux sur la figure 3b reste plus froide, bien que moins profonde, à cause de certains murs qui, même s'ils ne bloquent pas totalement l'air, empêchent une remontée efficace de cet air. Or, la voûte de la Salle des Taureaux est à une température plus faible que celle de l'air à son contact (Fig. 1). Ce gradient

thermique est propice à l'apparition de condensation dans cette zone qui est ornée, et qui doit donc être protégé.

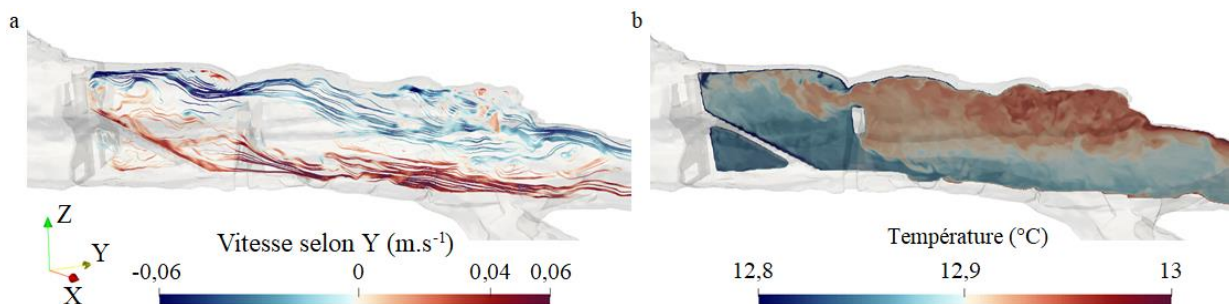


Figure 3 : a) Lignes de courant dans la Salle des Taureaux après une heure de convection. Les couleurs sont associées à la vitesse selon l'axe Y. b) Champ de température dans la Salle des Taureaux après une heure de convection.

4. Conclusion

La conservation de la grotte de Lascaux relève de notre responsabilité afin de léguer ce patrimoine aux générations futures. Dans ce cadre, une compréhension fine des phénomènes physiques s'y produisant est nécessaire. Plus particulièrement, la modélisation de la convection dans la cavité est une étape indispensable en vue de prédire les zones sujettes à l'apparition d'altérations pariétales. En ce sens, nous avons mis en place un modèle numérique capable d'effectuer des simulations précises, basées sur un maillage extrêmement fin.

La simulation de la convection thermique par le logiciel Notus a pu être effectuée avec un maillage d'un milliard de cellules décomposé sur 11 000 processeurs. La simulation montre effectivement un démarrage de la convection thermique impliquant la Nef, le Passage, le Diverticule Axial et la Salle des Taureaux. Une convection isolée de la précédente s'opère plus localement dans la Grand Diacalse. Dans les parties plus profondes, les différences de température sont plus ténues et les gradients thermiques verticaux sont orientés dans le mauvais sens pour engendrer une convection. Ainsi, la stratification générée par la simple conduction thermique dans l'air est maintenue dans les zones plus profondes telles que le Conduit Terminal, la Galerie du Mondmilch et le Diverticule des Félines.

La différence de température entre les parois dans la partie haute de la Salle des Taureaux et l'air chaud s'y trouvant pourrait conduire à de la condensation et ainsi à des altérations. La finesse du maillage nous permet d'obtenir des résultats précis proche des parois, ce qui sera indispensable pour les futurs travaux sur la condensation.

Références

- [1] D. Lacanette, S. Vincent, A. Sarthou et P. Malaurent, An Eulerian/Lagrangian method for the numerical simulation of incompressible convection flows interacting with complex obstacles: Application to the natural convection in the Lascaux cave, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 2528-2542 (2009).
- [2] D. Lacanette, P. Malaurent, Prédiction climatique 3D dans la grotte de Lascaux. *Karstologia*, 63, 49–57 (2014).
- [3] C. S. Peskin, Flow patterns around heart valves: a numerical method, *Journal of Computational Physics*, 10 (2), 252– 271 (1972).

- [4] K. Khadra, P. Angot, S. Parneix, J.-P. Caltagirone, Fictitious domain approach for numerical modelling of Navier-Stokes equations, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 34, 8, 651–684 (2000).
- [5] E. Arquis, J.-P. Caltagirone, Sur les conditions hydrodynamiques au voisinage d’une interface milieu fluide milieu poreux : application à la convection naturelle, *Comptes rendus de l’Académie des Sciences* 299, 1–4 (1984).
- [6] R. D. Falgout, U. M. Yang, HYPRE: A library of high-performance preconditioners, *International Conference on Computational Science*, 632–641 (2002).
- [7] Notus CFD, <https://notus-cfd.org>.
- [8] F. Nicoud, F. Ducros, Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor, *Flow Turbulence and Combustion*, 62, 3, 183–200 (1999).
- [9] F. Dabbagh, F.X. Trias, A. Gorobets, A. Oliva, A priori study of subgrid-scale features in turbulent Rayleigh-Bénard convection, *Physics of Fluids*, 29, 10, 105103 (2017).
- [10] Y. Saad, M. H. Schultz, GMRES: A generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems, *SIAM Journal on Scientific Computing*, 7, 3, 856-869 (1986).
- [11] J. W. Ruge, K. Stüben, Algebraic multigrid (AMG), *Frontiers in Applied Mathematics*, 3, 73–130 (1987).
- [12] K. Goda, A multistep technique with implicit difference schemes for calculating two-or three-dimensional cavity flows, *Journal of Computational Physics*, 30, 76–95 (1979).
- [13] K. Anupindi, Y. Delorme, D. A. Shetty, S. H. Frankel, A novel multiblock immersed boundary method for large eddy simulation of complex arterial hemodynamics, *Journal of Computational Physics*, 254, 200–218 (2013).

Remerciements

Nous remercions le ministère de la Culture et la DRAC Nouvelle-Aquitaine pour le financement du projet. Ces travaux ont bénéficié, par ailleurs, d’un accès aux ressources en HPC/IA du TGCC au travers de l’allocation de ressources 2022-A0112A12927 attribuée par GENCI.

Simulation numérique du comportement du corps humain en état de stress thermique

Pierre MICHAUX^{1*}, Benjamin GAUME¹, Olivier QUÉMÉNER¹

¹LMEE, Univ Evry, Université Paris-Saclay, 91020 Evry, France

*(auteur correspondant : pierre.michaux@univ-evry.fr)

Résumé - Cet article présente le développement d'un jumeau numérique d'une portion de cuisse soumis à différents traitements thermiques et dont certaines lois de régulation sont modélisées, ici seulement la vasoconstriction. Deux scénarios sont étudiés : l'immersion en eau froide, et la cryothérapie. L'utilisation d'une géométrie réelle sur un premier sujet a permis de montrer l'hétérogénéité du champs de température et la nécessité d'avoir une géométrie exacte. Un second sujet avec une épaisseur plus importante de tissu adipeux a mis en évidence l'impact de la morphologie du sujet sur la validité du traitement.

Mots-clés : Thermique du corps humain ; Eléments finis.

Nomenclature

C_p	capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	T_{bl}	température du sang, °C
$C_{p_{bl}}$	capacité calorifique du sang, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	T_{ext}	température extérieur, °C
e	épaisseur de la peau, m	w_{bl}	taux de perfusion sanguine, $m^3.s^{-1}.m^{-3}$
h	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
q_m	puissance métabolique, $W.m^{-3}$	ρ_{bl}	masse volumique du sang, $kg.m^{-3}$
t	temps, s	φ	flux métabolique de la peau, $W.m^{-2}$
T	température, °C		

1. Introduction

L'influence des traitements par le froid d'une partie ou de la totalité du corps humain a été très documentée ces derniers temps. La recherche médicale s'intéresse notamment au rôle de ces traitements dans le cas de réduction d'œdèmes, de ralentissement du métabolisme des tissus ou d'aide à la récupération après des efforts impliquant des dommages musculaires. Des essais expérimentaux sont menés [1, 2], dans lesquels on effectue des mesures ponctuelles au cours du temps (températures internes, cutanées, musculaires superficielles ou profondes). Mais si l'on commence à pouvoir déterminer des méthodes et protocoles les plus efficaces pour réduire les températures cutanée et musculaire, il n'y a pour le moment pas de consensus sur l'intérêt de celles-ci à des fins thérapeutiques. De plus les essais expérimentaux restent entachés d'incertitudes importantes, notamment sur la connaissance de l'organe interne dans lequel pénètre la sonde de température (tissus adipeux ou muscle). Pour toutes ces raisons, l'idée est alors de créer un jumeau numérique du sujet étudié, permettant de simuler les phénomènes thermiques, afin de chercher à mieux connaître l'impact d'un scénario de refroidissement donné sur la cartographie de la température en tout point du domaine étudié, et d'apporter des informations quant à la sensibilité des essais en fonction de la position du ou des points de mesures. Les modèles géométriques utilisés couramment sont issus des travaux de Fiala [3], qui considère le corps humain comme un ensemble de cylindres multicouches et d'épaisseurs paramétrables. Nous proposons ici de développer un modèle numérique issu du scanner d'un sujet, afin d'évaluer l'impact de l'utilisation de la géométrie exacte.

2. Définition du problème

2.1. Domaine considéré et mise en équation

Cette étude se limite à une portion de jambe au niveau de la diaphyse fémorale, d'une hauteur d'environ 15 cm d'un sujet humain (voir figure 1). La cuisse est décomposée en 4 domaines, le tissu adipeux, le muscle, l'os et la moelle.

Les différents modes de transferts thermiques qui s'appliquent dans le domaine sont définis par l'éq. 1.

$$\forall M \in \Omega : \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (k \vec{\nabla} T) + q_m + \rho_{bl} C_{p_{bl}} w_{bl} (T_{bl} - T) \quad (1)$$

On y trouve ainsi :

- La diffusion de chaleur dans le domaine Ω entre les différents tissus, conditionnée par la valeur de la conductivité k
- La puissance métabolique basal q_m des différents tissus
- L'échange thermique avec le flux sanguin à une température T_{bl} considérée constante et égale à la température profonde de 37°C. Le taux de perfusion sanguine w_{bl} représente le débit d'irrigation des tissus par le sang.

Deux types de conditions limites sont appliqués :

- pour la frontière au contact avec l'extérieur notée Γ_1 , on considère un échange convectif caractérisé par un coefficient d'échange h_0 et une température T_{ext} fonctions de la nature du fluide extérieur. La peau, très fine, est intégrée à cette condition d'échange avec l'extérieur, en termes de résistance thermique, de puissance métabolique, et d'échange avec le réseau sanguin :

$$\forall M \in \Gamma_1 : k \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} = h(T_{ext} - T) + e q_m + e \rho_{bl} C_{p_{bl}} w_{bl} (T_{bl} - T) \quad (2)$$

$$\text{avec } h = \frac{1}{\frac{1}{h_0} + \frac{e}{k}} \quad (3)$$

- Au niveau des deux coupes de raccordement avec le reste du corps (Γ_2 et Γ_3), une condition de flux nul est imposée.

La formulation variationnelle du problème précédent (Équations 1 et 2), s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \rho C_p T g \, d\Omega = & - \int_{\Omega} k \nabla T \cdot \nabla g \, d\Omega + \int_{\Omega} q_m g \, d\Omega + \int_{\Omega} \rho_{bl} C_{p_{bl}} w_{bl} (T_{bl} - T) g \, d\Omega \\ & - \int_{\Gamma_1} h (T - T_{ext}) g \, d\Gamma + \int_{\Gamma_1} e q_m g \, d\Gamma + \int_{\Gamma_1} e \rho_{bl} C_{p_{bl}} w_{bl} (T_{bl} - T) g \, d\Gamma \end{aligned} \quad (4)$$

Avec $g \in H_1(\Omega)$, la fonction test définie dans l'espace de Hilbert.

Les caractéristiques des différents tissus sont présentés dans le tableau 1. La condition initiale est définie par l'état d'équilibre de la cuisse au contact de l'air à 20°C.

2.2. Lois de régulation

L'être humain comme la plupart des mammifères est homéotherme. C'est-à-dire que la température de notre corps est constante et indépendante du milieu extérieur. Notre organisme

	k	ρ	C_p	w_{bl}	q_m	e
	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	kg.m^{-3}	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{L.s}^{-1}.\text{m}^{-3}$	W.m^{-3}	mm
Peau (Γ_1)	0,47	1085	3680	1,05	368	0,6
Tissu adipeux et moelle	0,16	850	2300	0,0036	58	
Muscle	0,42	1085	3768	0,538	684	
Os	0,75	1357	1700	0	0	
Sang		1069	3650			

Tableau 1 : Paramètres thermophysiques et thermophysiologiques des différents tissus de la cuisse [3]

met donc en place différents mécanismes afin de maintenir cette température, tels que la sudation, les frissonnements ou la vasoconstriction et vasodilatation. Dans l'approche biophysique, ces phénomènes sont modélisés par ce que nous appelons les lois de régulation [3].

Dans cette étude, la seule loi prise en compte est celle de vaso-constriction/dilatation qui intervient au niveau du taux de perfusion sanguine w_{bl} qui dépend de la température selon la loi suivante :

- le taux w_{bl} est considéré comme maximum à 37°C et au delà,
- il est égal à 50% à 10°C,
- évolue linéairement entre 0°C et 37°C.

2.3. Présentation des différentes simulations numériques

On considère pour ce travail deux géométries distinctes, qui correspondent à 2 sujets caractérisés pour la zone étudiée par un pourcentage de masse adipeuse en volume différent (figure 2). Une discrétisation de type éléments finis par des éléments P1 (interpolation linéaire sur des tétraèdres) est effectuée dans chaque cas, et amène à un nombre de degrés de liberté respectivement de 64.10^4 nœuds pour le sujet 1 et de 41.10^4 nœuds pour le sujet 2.

Deux types de traitement par le froid sont par ailleurs étudiés :

- Le scénario 1 (voir figure 3.a) considère une séance d'immersion en eau froide, caractérisée par une température modérée de $T_{ext} = 14^\circ\text{C}$, mais un coefficient d'échange important ($h_0 = 1000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$), sur une durée assez importante (14mn).
- Le scénario 2 (voir figure 3.b) reproduit les conditions d'un traitement de cryothérapie, dans lequel le patient séjourne durant 3mn dans une chambre à $T_{ext} = -110^\circ\text{C}$, après avoir traversé une salle à $T_{ext} = -60^\circ\text{C}$. Le coefficient d'échange avec l'air l'extérieur est alors faible : $h_0 = 7,5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Pour ces 2 scénarios, un schéma de discrétisation temporelle d'ordre 2 à pas de temps variable, permet un temps de calcul optimisé, qui varie selon les simulations effectuées de 1800s à 2000s. Tous les calculs ont été effectués sur un ordinateur portable avec un processeur 6 cœurs Intel® Xeon® E-2176M @ 2.7GHz et 64GB de RAM.

3. Analyse des résultats

3.1. Importance de la prise en compte de la géométrie exacte

La figure 4.a représente le champs de température en surface du muscle pour le sujet 1 soumis à une immersion en eau froide (scénario 1), à l'issue du traitement (14 mn). Contrairement à un modèle cylindrique multicouche, un jumeau numérique avec une géométrie réelle permet une modélisation détaillée du muscle avec ses nombreux creux et replis. On note ainsi une très forte

hétérogénéité du champ de températures superficielle du muscle.

La figure 5 représente l'évolution temporelle de la température aux points A et B qui sont à la surface du muscle (voir figure 4.a). On note que pour deux points en surface, la dynamique est différente : pour le point A qui est dans un repli du muscle sa température oscille entre 35 et 36°C, le point B en surface du muscle a sa température qui varie de 33 à 24 puis remonte vers 30°C.

Cette variation de la température superficielle peut notamment s'expliquer par la variation de l'épaisseur du tissu adipeux en fonction des différents points considérés (voir figure 2), qui joue alors le rôle d'isolant.

3.2. Comparaison de deux traitements par le froid sur un même sujet

Nous nous proposons de comparer pour le sujet 1 le traitement en bain froid (scénario 1) avec une séance de cryothérapie (scénario 2).

Les champs étudiés à l'issue des deux traitements sont les figures 4.a pour le traitement en bain froid, et 4.b pour la séance de cryothérapie. Tout comme observé pour le traitement en bain froid, on note toujours une forte hétérogénéité dans le cas de la cryothérapie. Par ailleurs, la température à la surface du muscle reste globalement plus élevée que dans le cas du bain en eau froide.

Pour étudier la pénétration du froid dans la cuisse, un profil de température a été pris sur un segment. Celui-ci est défini sur une coupe à mi-hauteur (voir figure 6.a) et traverse le biceps fémoral en partant de l'extérieur de la cuisse jusqu'au cœur de la moelle. Le tracé de température selon ce segment est représenté sur la figure 7.a.

Au niveau du tissu adipeux, la cryothérapie permet d'atteindre une température de l'ordre de 5°C en surface, quand pour le bain nous sommes à la température de l'eau (14°C). En ce qui concerne la zone du muscle, le niveau thermique est peu impactée par le traitement du scénario 2 : en surface du muscle, la température est limitée à 29°C et la pénétration du froid n'excède pas 1 cm à l'intérieur du muscle. A contrario, le scénario 1 du bain permet lui d'atteindre 25°C en surface du muscle, pour une pénétration jusqu'à 3,5 cm de profondeur.

Ainsi, le traitement en eau froide paraît plus efficace pour refroidir le muscle en profondeur. Cela est dû d'une part à un fort coefficient d'échange et d'autre part à une durée de traitement plus importante, ce qui n'est pas possible avec la cryothérapie compte tenu des risques de brûlures et gelures superficielles.

Cette étude montre l'intérêt de la prise en compte d'une géométrie réelle, qui permet de quantifier l'impact des différents traitements thermiques en tout point du tissu adipeux et du muscle.

3.3. Influence de l'épaisseur du tissu adipeux sur la pénétration du froid dans le muscle

Cette dernière étude va permettre de comparer l'impact des différences de morphologie entre individus, qui ici sont soumis au même traitement de cryothérapie (scénario 2).

On compare ici les figures 4.b et 4.c qui représentent respectivement le niveau thermique à la surface du muscle pour les 2 individus considérés, à l'issue du traitement. Contrairement aux résultats obtenus pour le sujet 1, on remarque que la surface du muscle n'est globalement pas impactée. Néanmoins, compte tenu de l'hétérogénéité de la distribution de la masse grasseuse, on observe une zone froide localisée, là où le tissu adipeux est moins épais.

Comme précédemment, un profil de température a été tracé le long d'un segment pour le sujet 2, tel que défini sur la figure 6.b. La figure 7.b représente ainsi ce profil qui est à comparer à celui du sujet 1 (voir figure 7.a). Pour le sujet 2, seul le tissu adipeux est le siège d'un gradient thermique. Le muscle est lui à une température quasi normale en surface (34°C) après le traitement. Les deux segments étudiés correspondent à des épaisseurs de tissu adipeux de l'ordre de 6mm pour le sujet 1 et 10mm pour le sujet 2. On voit ainsi le très fort impact de la couche de graisse sur le comportement thermique.

4. Conclusion

Le travail effectué a permis de montrer l'intérêt de la prise en compte de la géométrie exacte de la morphologie d'un individu, lorsque celui-ci est soumis à un traitement thérapeutique par le froid. Pour différents sujets et/ou différents scénarios, selon le point considéré le niveau de température peut être très différent. Il montre ainsi la limitation d'un modèle géométrique simple de type radial. Au niveau de la physique, un certain nombre d'incertitudes demeure. La valeur des paramètres thermophysiques est à confirmer (variation en fonction des différents individus). Pour cette étude seule la vasoconstriction a été prise en compte. On pourrait en théorie compléter le travail par la prise en compte de l'ensemble des phénomènes de régulation (notamment dans le cadre d'un traitement par le froid, le mécanisme de frisson qui peut décupler la puissance métabolique). Même les phénomènes de rétroaction qui conditionnent la valeur de la température profonde supposée constante ici doivent être considérés : ils sont d'une part mal connus et d'autre part ils peuvent varier en fonction des individus. La confrontation entre un individu et son jumeau numérique peut apporter des premières informations sur ces questions, par une technique de problème inverse. Pour être valable, cela nécessiterait de pouvoir créer la géométrie discrétisée pour l'ensemble du corps, avec toutes les difficultés que cela implique : segmentation de zones complexes (thorax, abdomen,...), nombre de degrés de liberté très élevés incompatible avec une problématique inverse.

Références

- [1] J. T. Costello, C. D. McInerney, C. M. Bleakley, J. Selfe, A. E. Donnelly, The use of thermal imaging in assessing skin temperature following cryotherapy : a review, *Journal of Thermal Biology* 37 (2) (2012) 103–110.
- [2] C. Mawhinney, D. A. Low, H. Jones, D. J. Green, J. T. Costello, W. Gregson, Cold-water mediates greater reductions in limb blood flow than whole body cryotherapy., *Medicine & Science in Sports & Exercise* (2017).
- [3] D. Fiala, G. Havenith, P. Bröde, B. Kampmann, G. Jendritzky, Utcı-fiala multi-node model of human heat transfer and temperature regulation, *International journal of biometeorology* 56 (3) (2012) 429–441.

Remerciements

Ces travaux ont bénéficié du soutien financier du LabEx LaSIPS (ANR-10-LABX-0032-LaSIPS) géré par l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre du programme "Investissements d'avenir" (ANR-11-IDEX-0003-02). De plus, le travail sur la géométrie a été réalisé à partir d'images médicales effectuées sur une plateforme membre du réseau France Life Imaging (bourse ANR-11-INBS-0006). Les auteurs souhaitent également remercier le laboratoire d'imagerie biomédicale multimodale de l'université Paris-Saclay (BioMaps) pour son expertise dans le domaine de l'imagerie médicale, ainsi que l'IRBA (Institut de Recherche Biomédicale des

Armées), notamment l'unité physiologie de l'exercice et des activités en conditions extrêmes pour ses conseils sur l'aspect physiologique de l'étude.

5. Figures

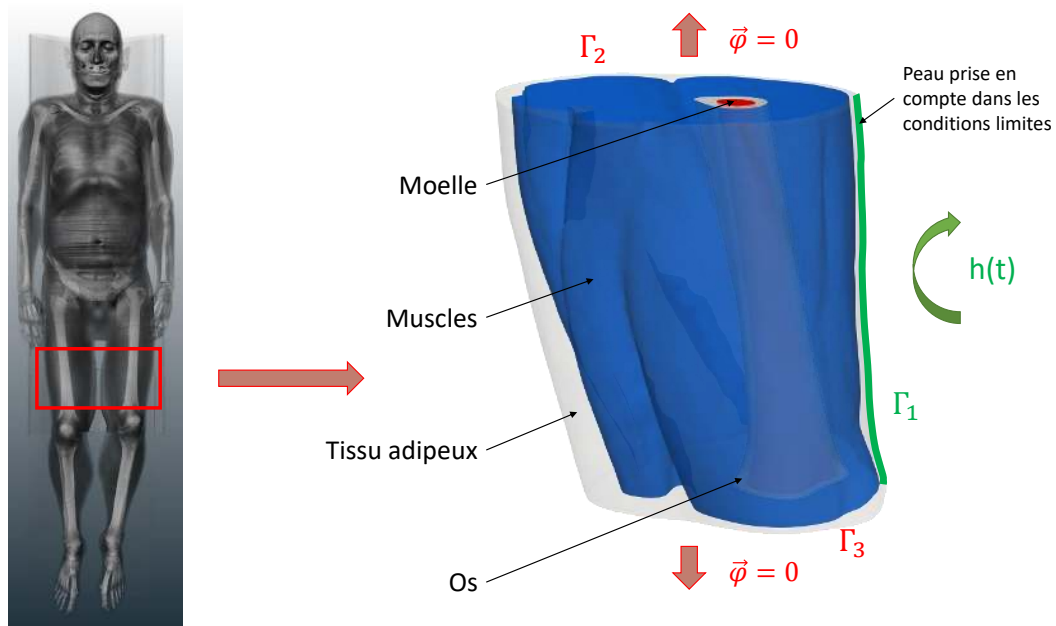
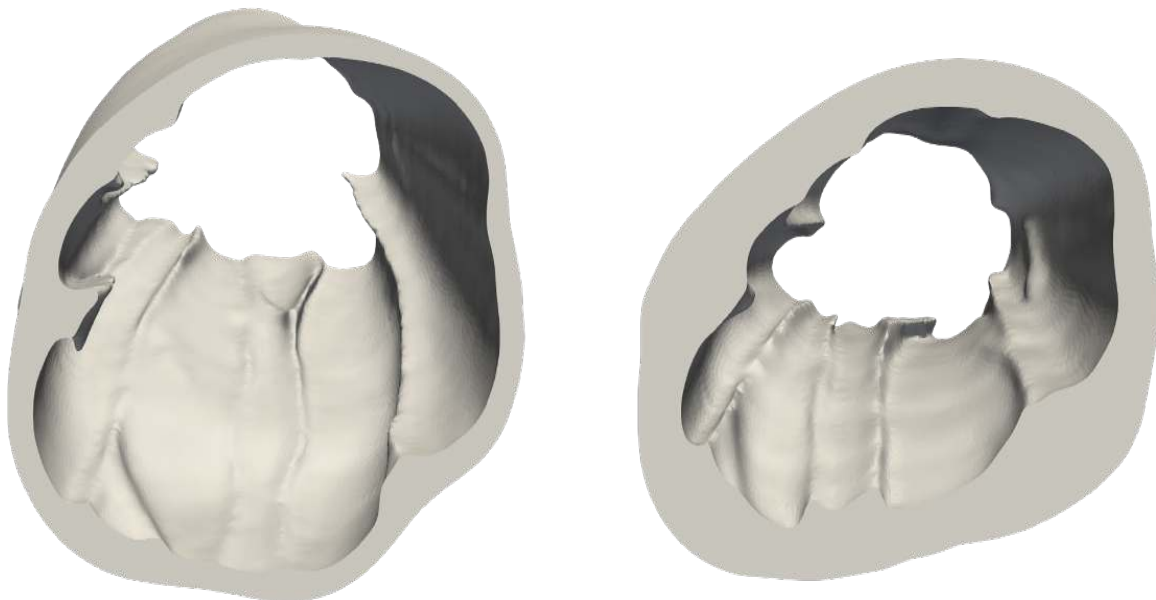


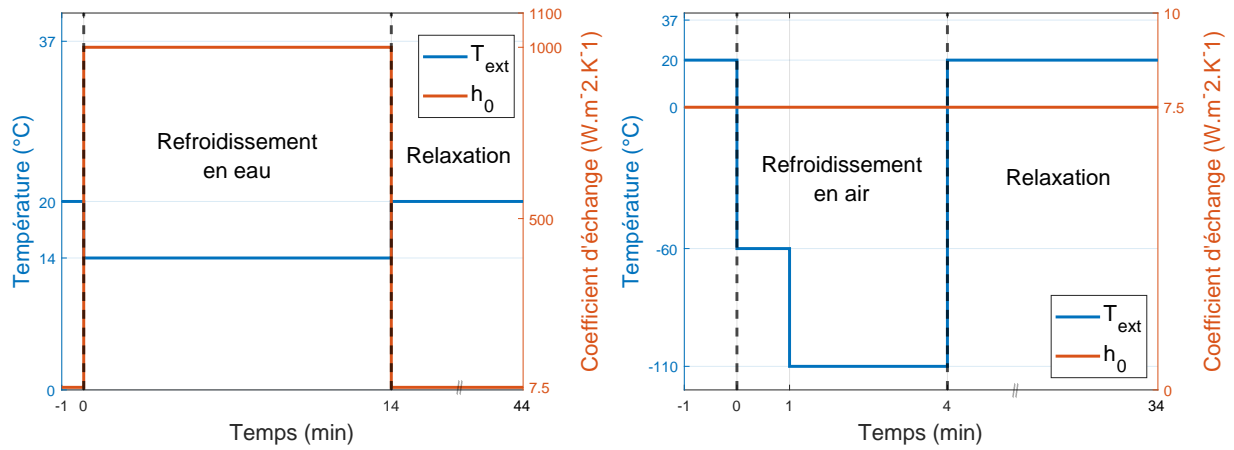
Figure 1 : Géométrie considérée



(a) Sujet 1 : 22% de masse adipeuse

(b) Sujet 2 : 38% de masse adipeuse

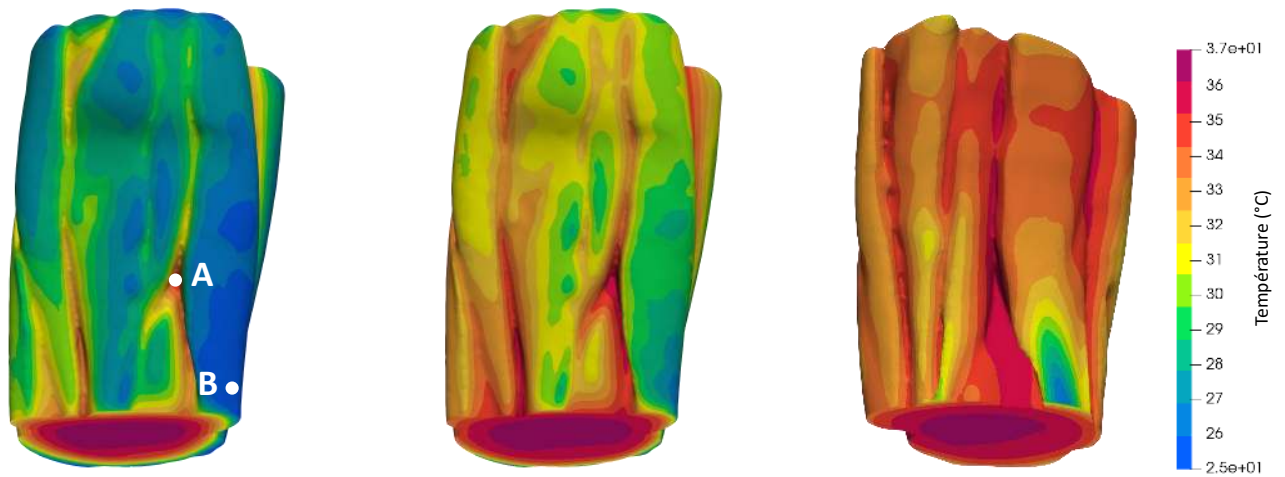
Figure 2 : Vue du dessus du tissu adipeux de la cuisse étudiée chez les sujets 1 et 2



(a) Scénario 1 bain froid

(b) Scénario 2 cryothérapie

Figure 3 : Évolution des températures des scénarios



(a) Sujet 1, scénario 1 bain froid (b) Sujet 1, scénario 2 cryothérapie (c) Sujet 2, scénario 2 cryothérapie

Figure 4 : Champ de température superficielle du muscle en fin de traitement

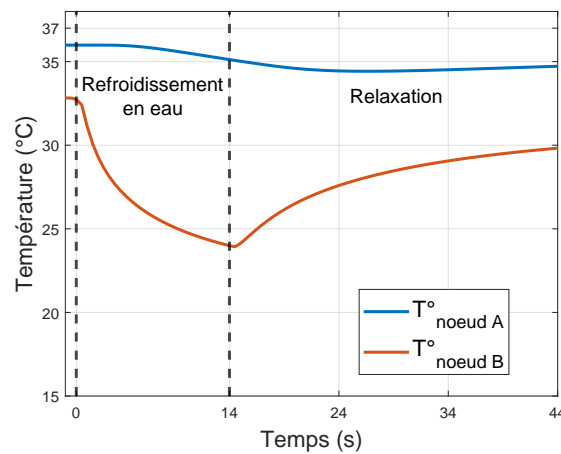
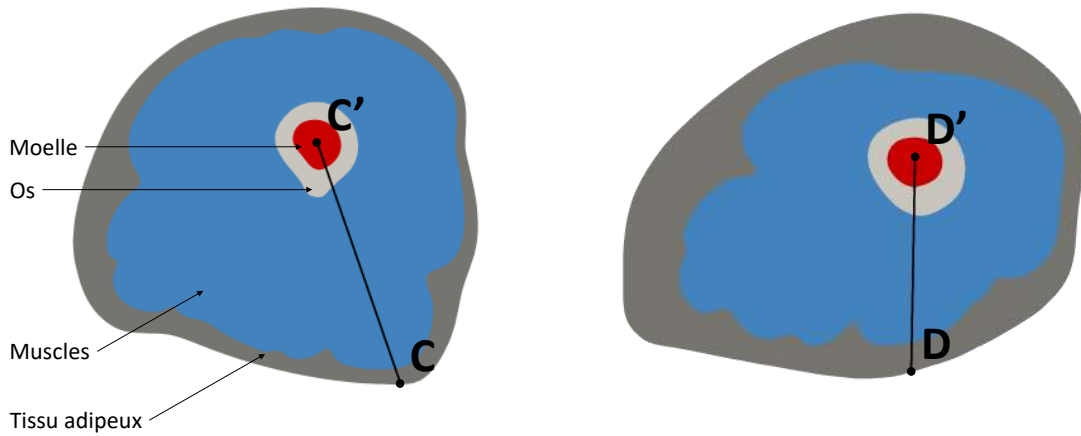


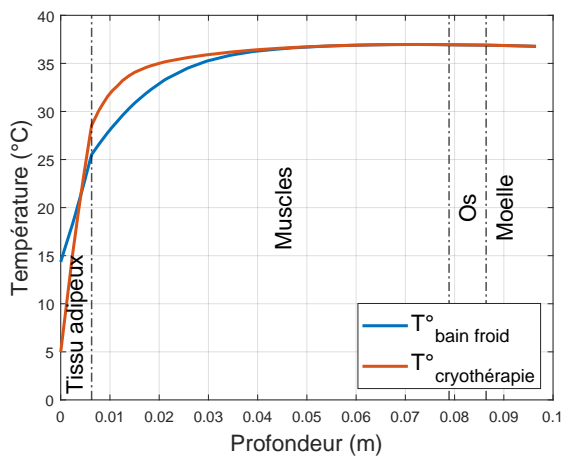
Figure 5 : Évolution de la température aux points A et B du sujet 1 pour le scénario de bain froid



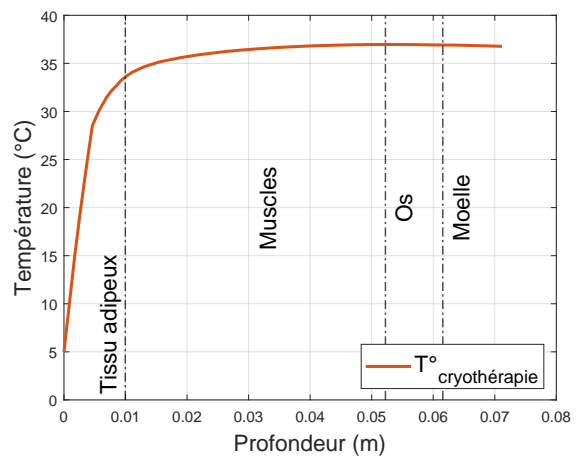
(a) Segment C-C' pour le sujet 1

(b) Segment D-D' pour le sujet 1

Figure 6 : Définition du profil pour les sujets 1 et 2, coupe à mi-hauteur de la cuisse



(a) Sujet 1, bain froid et cryothérapie



(b) Sujet 2, cryothérapie

Figure 7 : Évolution de la température le long du segment

Etude numérique thermo-aéraulique d'un local équipé d'une armoire électrique thermosensible : Analyse de sensibilité

Rafik MOULOUEL^{1,2,3*}, Marc ABADIE^{2,3}, Patrick SALAGNAC^{2,3}, Pascal BOREL¹, Maxime HOUVIN¹

¹EDF R&D-PRISME, 6 quai Watier – 78400 Chatou

²LaSIE (UMR CNRS 7356) – La Rochelle Université

³Laboratoire Commun 4evLab, CNRS - EDF R&D - LaSIE

* (auteur correspondant : rafik.moulouel@edf.fr)

Résumé - Cet article propose un modèle thermo-aéraulique, basé sur la méthode nodale et réalisé sous OpenModelica, d'une armoire électrique (armoire de contrôle-commande ou un tableau électrique) implantée dans un local expérimental dont le but est d'estimer des grandeurs thermiques et aérauliques nécessaires au bon fonctionnement et à la sécurité des équipements. On s'intéresse ainsi à l'évaluation des champs de température, des débits d'air et flux thermiques à différents niveaux au sein de l'armoire ainsi que dans le local. L'étude de sensibilité de ce modèle permet une meilleure compréhension des phénomènes intervenants au niveau d'un tableau électrique, qui influent sur les champs de température de l'air au sein du local.

Nomenclature

C	capacité thermique, $J.K^{-1}$	ϕ	flux de chaleur, W
C_d	coefficient de décharge	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
h	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	cv	convectif
n	taux de renouvellement, h^{-1}	r	radiatif
p	pression, Pa	cd	conductif
S	surface, m^2	arm	armoire
T	température, K	s	surface
V	volume, m^3	$emet$	émetteur
v	vitesse, $m.s^{-1}$	env	enveloppe
<i>Symboles grecs</i>			
ε	émissivité		

1. Introduction

Les locaux équipés d'armoires électriques contenant des matériels thermosensibles sont des environnements complexes. Leur conditionnement thermique constitue un enjeu élevé. Ces équipements électriques sont dimensionnés pour fonctionner dans des plages spécifiques de température de l'air afin de garantir leur bon fonctionnement.

Les modèles thermo-aérauliques peuvent jouer un rôle important dans la compréhension des phénomènes intervenants au sein de ces locaux. La modélisation 3D permet l'étude approfondie du comportement de locaux fortement dissipateurs de chaleur [1], mais reste coûteuse en temps de calcul, notamment pour la réalisation d'études de sensibilité. La modélisation nodale, quant à elle, permet de prédire d'une manière satisfaisante les grandeurs thermiques et aérauliques à l'échelle d'une pièce ou d'un bâtiment. Les travaux de modélisation se rapprochant le plus du cas étudié concernent les centres de données informatiques. On peut citer notamment Kaced [2] qui a développé un modèle nodal d'une pièce équipée d'une baie informatique dissipant de la chaleur. Les résultats de son modèle corroborent les mesures, malgré l'utilisation de plusieurs corrélations extraites de la littérature. Iyengar et al. [3] ont aussi développé différents modèles

thermo-aérauliques afin de caractériser les performances énergétiques et thermiques dans un centre de données informatiques.

Dans cet article, le moyen d'essai d'EDF R&D « Local Témoin CNPE » est d'abord présenté. Ensuite son modèle nodal, permettant la prédiction des conditions thermo-aérauliques dans ce local ainsi qu'à l'intérieur de l'armoire électrique, est détaillé. Enfin, une étude de sensibilité en régime stationnaire est menée afin d'évaluer l'influence de certains paramètres sur les températures de l'air du local. Ces modèles seront par la suite calés à l'aide de mesures expérimentales.

2. Présentation et modélisation du moyen d'essai

Le moyen d'essai « Local Témoin CNPE » est un local en béton de dimensions externes $12,07 \times 3,95 \times 2,86 \text{ m}^3$ (Figure 1). Le sol est constitué d'un faux plancher isolé. L'épaisseur des murs est de 0,2 m. Le local dispose d'une ventilation mécanique. Il intègre une bouche de soufflage et une bouche de reprise d'air de dimensions $0,3 \times 0,3 \text{ m}^2$. Afin de maîtriser les conditions de température aux limites des parois externes du local, une enceinte complémentaire isolée est mise en place avec un conditionnement thermique de l'air entre-enceintes à l'aide d'une ventilation auxiliaire dans cet espace via des gaines souples microperforées. Le local est équipé d'armoires, fermées et ventilées naturellement, dissipant de la chaleur à l'aide de plusieurs résistances électriques, réparties selon la hauteur de l'armoire, afin d'obtenir une puissance surfacique représentative des cas d'usage des locaux électriques et de contrôle-commande d'un site nucléaire. Ce local, fortement instrumenté, a vocation à augmenter la robustesse des outils de calcul.

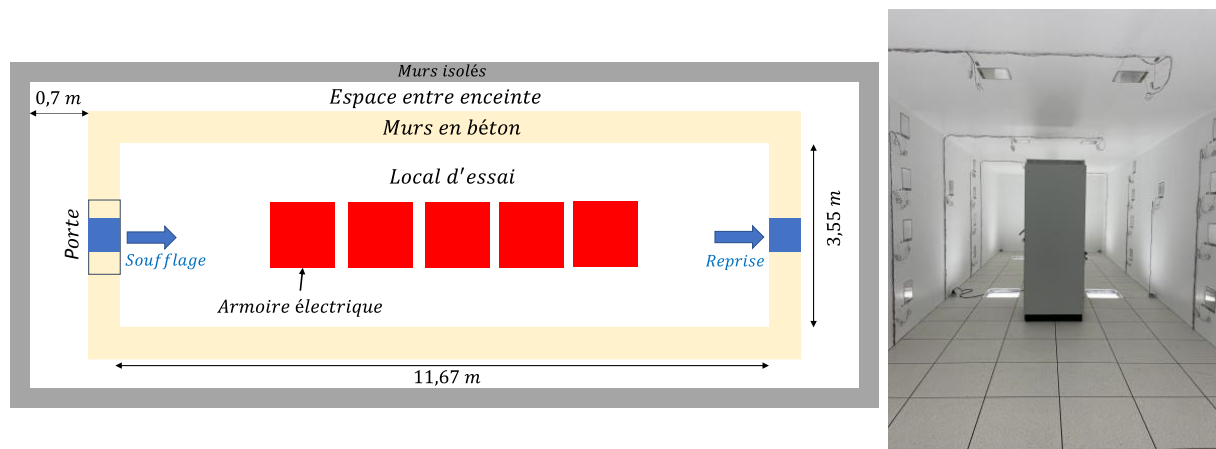


Figure 1 : Schéma (à gauche) et photographie (à droite) du moyen d'essai « Local Témoin ».

2.1. Modèle du local

La Figure 2 présente les principaux échanges entre l'air du local, les murs en béton et l'armoire électrique.

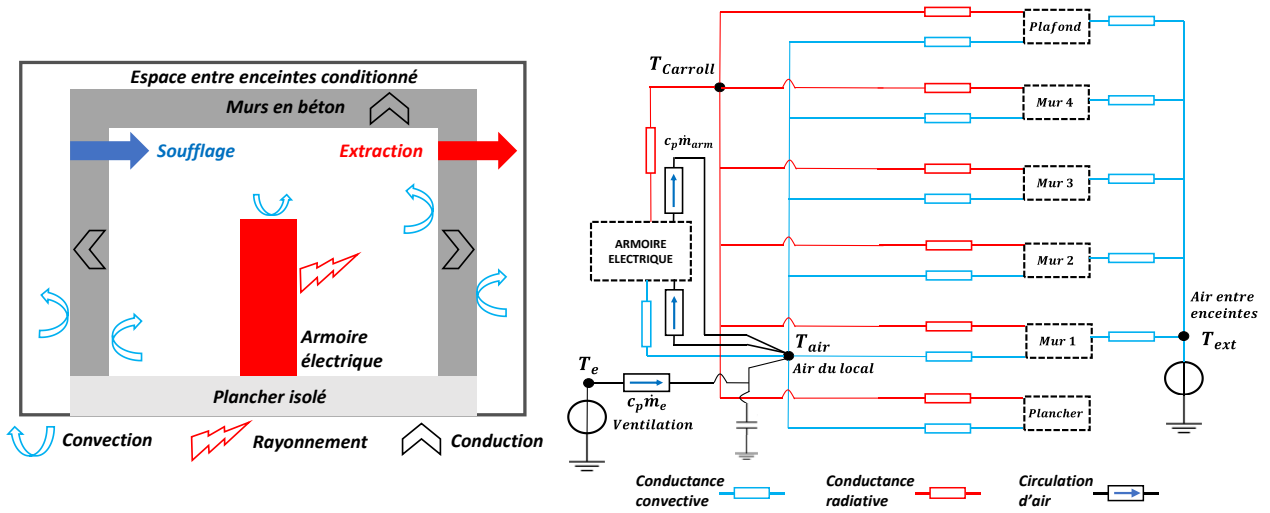


Figure 2 : Illustration des phénomènes thermo-aérauliques (à gauche) et modèle thermique équivalent du local témoin (à droite).

L'air du local dispose d'une capacité thermique, $C_{air}^{local} = \rho_{air} c_{p_{air}} V_{local}$, il échange par convection naturelle avec les faces internes des murs en béton et avec la surface de l'armoire électrique. A ceci, il est important de rajouter le transport convectif lié à la ventilation du local et le transport convectif entre l'air du local et l'air au sein de l'armoire. L'équation de bilan au niveau du nœud d'air du local s'exprime alors :

$$C_{air}^{local} \frac{\partial T_{air}^{local}}{\partial t} = \dot{m}_e c_p (T_e - T_{air}^{local}) + \sum_{i=1}^6 h_{cv} S_{mur_i} (T_s^{mur_i} - T_{air}^{local}) + h_{cv} S_{arm} (T_s^{arm} - T_{air}^{local}) + \dot{m}_{arm} c_p (T_{air}^{arm} - T_{air}^{local}) \quad (1)$$

Le coefficient d'échange convectif h_{cv} est calculé à l'aide de corrélations de l'ASHRAE [4].

Au sein des murs, le transfert de chaleur est de type conductif. Les murs sont discrétisés en plusieurs couches selon l'épaisseur. L'armoire électrique échange par convection avec l'air du local et par rayonnement avec les parois. Le modèle de l'armoire est précisé par la suite. La température de l'air entre enceintes est considérée homogène et constante. En effet, un soufflage à faible vitesse d'air dans cet espace est réalisé à l'aide de deux gaines souples microperforées entourant le local.

Les échanges radiatifs entre les parois du local et de l'armoire électrique sont calculés à l'aide de la méthode de Carroll [5]. L'équation de bilan au nœud de Carroll reliant les 6 murs du local et l'armoire électrique peut s'écrire de la façon suivante :

$$\sum_{i=1}^6 \phi_r^{mur_i} + \phi_r^{arm} = 0 \quad (2)$$

2.2. Modèle de l'armoire électrique

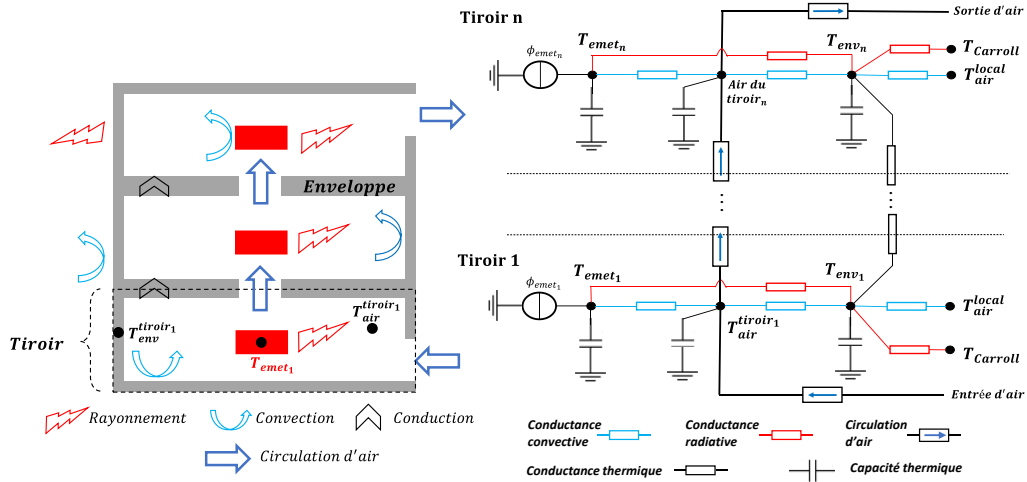


Figure 3 : Illustration des transferts thermiques au sein de l'armoire (à gauche) et modèle thermique équivalent (à droite).

L'armoire électrique se compose de 4 tiroirs superposés (Figure 3). Chaque tiroir est modélisé par une structure enveloppe qui entoure un émetteur thermique massique et un volume d'air. Ces émetteurs échangent par rayonnement avec l'enveloppe de l'armoire et par convection naturelle avec l'air à l'intérieur du tiroir. L'enveloppe quant à elle, échange par convection avec l'air du local et par rayonnement avec le nœud de Carroll. L'armoire dispose également d'ouvertures au niveau des tiroirs du bas et du haut permettant une circulation d'air au sein de l'armoire. Le rayonnement entre les différents émetteurs est négligé. Il est supposé que les émetteurs ne se voient pas.

L'émetteur thermique est modélisé par un nœud, dont le bilan s'écrit :

$$C_{emet_i} \frac{\partial T_{emet_i}}{\partial t} = P_{emet_i} + h_{cv} S_{emet_i} (T_{air}^{tiroir_i} - T_{emet_i}) + h_r S_{emet_i} (T_{env_i} - T_{emet_i}) \quad (3)$$

L'air à l'intérieur d'un tiroir i échange par convection naturelle avec l'émetteur et les parois de l'enveloppe de l'armoire. La circulation d'air dans l'armoire contribue également dans l'équation de bilan qui s'écrit alors :

$$C_{air}^{tiroir_i} \frac{\partial T_{air}^{tiroir_i}}{\partial t} = h_{cv} S_{emet_i} (T_{emet_i} - T_{air}^{tiroir_i}) + h_{cv} S_{env_i} (T_{env_i} - T_{air}^{tiroir_i}) + \dot{m}_{arm} c_p (T_{air}^{tiroir_{i-1}} - T_{air}^{tiroir_i}) \quad (4)$$

La circulation d'air est modélisée entre l'air du local et l'air à l'intérieur de l'armoire électrique à l'aide d'ouvertures horizontales entre chaque tiroir et deux ouvertures latérales pour l'entrée et l'extraction d'air. Il est à souligner que les échanges aérauliques entre les nœuds d'air sont la conséquence d'une différence de pression induite par la différence de température. En effet, l'équation de Bernoulli appliquée à l'écoulement d'air des nœuds d'air A vers B de deux tiroirs superposés est exprimée par :

$$p_A + \rho_A g (z_A - z_{orifice}) = p_B + \rho_B g (z_B - z_{orifice}) + \frac{1}{2} \rho v_B^2 + \Delta P_l \quad (5)$$

ΔP_l représente les pertes de charge. Le débit massique d'air traversant l'orifice inter-tiroir de l'équation (4) est calculé en introduisant un coefficient de décharge C_d et la section d'ouverture S_{ouv} :

$$\dot{m} = \rho C_d S_{ouv} v_B \quad (6)$$

3. Résultats de simulation

3.1. Etude préliminaire

Le Tableau 1 présente les valeurs des principales données d'entrée du modèle. Une première simulation de ce modèle a été réalisée avec un pas de temps de 200 s sur 5000 échantillons. Les valeurs des paramètres de ces modèles sont des valeurs représentatives des cas d'étude dans le local témoin.

Paramètre	T_e	$T_{initiale}$	T_{ext}	n	ε_{emet}	ε_{arm}	ε_{murs}	P_{emet}	C_d	S_{ouv}	S_{arm}
Unité	°C	°C	°C	Vol/h	-	-	-	W	-	m ²	m ²
Valeur	16	20	20	4	0,8	0,8	0,8	250	0,61	0,04	7,2

Tableau 1 : Paramètres principaux du modèle.

La Figure 4 montre l'évolution de différentes températures au sein du local. La température de l'air du local décroît de 0,5 °C durant la première heure (cf. zoom Figure 4). Ceci est dû à la réponse rapide du système de ventilation comparé aux émetteurs à l'intérieur de l'armoire. Ensuite, elle évolue pour atteindre le régime stationnaire en quelques jours (22,3 °C). Les températures de tous les murs verticaux sont identiques. La légère différence entre les températures du plafond et des murs verticaux est due aux deux corrélations différentes utilisées pour estimer h_{cv} . Les températures des murs sont inférieures à celle de l'air du local témoin. En effet, les faces extérieures des murs verticaux et du plafond échangent par convection avec l'air entre enceintes, dont la température est imposée à 20 °C.

L'écart maximal de température entre l'air du local et celui de l'armoire est d'environ 20 °C. La température d'air est importante au niveau des tiroirs supérieurs, ceci est une conséquence de la poussée d'Archimède qui induit un écoulement ascensionnel et donc une accumulation de chaleur dans le dernier tiroir.

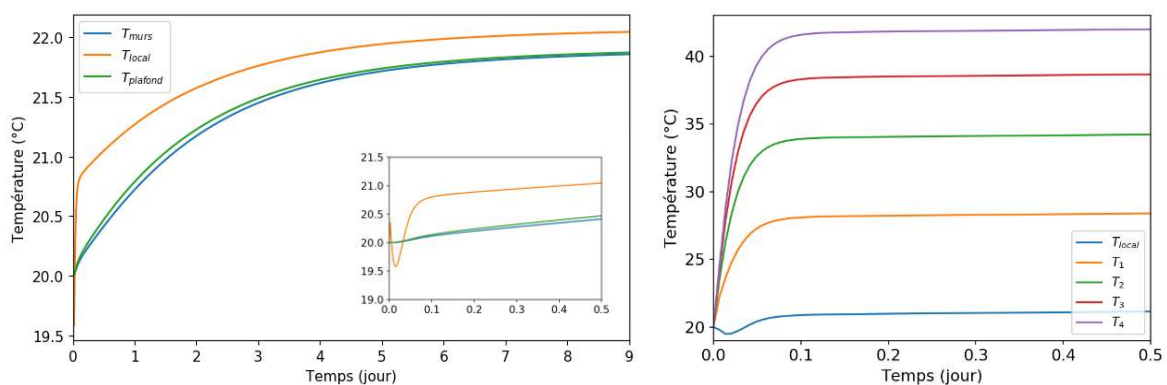


Figure 4 : Evolution des températures au sein du local témoin (à gauche) et des températures d'air à l'intérieur de l'armoire (T_1 - T_4 , du bas vers le haut de l'armoire).

La Figure 5 montre l'évolution de la température d'air du local en fonction du taux de renouvellement d'air assuré par la ventilation. Pour $n = 4$ vol/h, la température d'air est de 22,3 °C en régime stationnaire. L'arrêt de la ventilation, $n = 0$ vol/h, induit une hausse de température de 3 °C. Bien qu'il y ait rupture totale de ventilation, la hausse de température n'est pas prononcée. Cela est dû à la température imposée de l'air entre-enceintes, qui contribue au refroidissement de l'air du local au travers les murs. Enfin, un passage du taux de renouvellement à 11 vol/h provoque une chute brutale de la température d'air du local, passant

ainsi de 25 °C à 21 °C en quelques heures pour se stabiliser à 19,7 °C en l'espace de trois jours. Les températures de l'air à l'intérieur de l'armoire présentent le même comportement que celle de l'air du local.

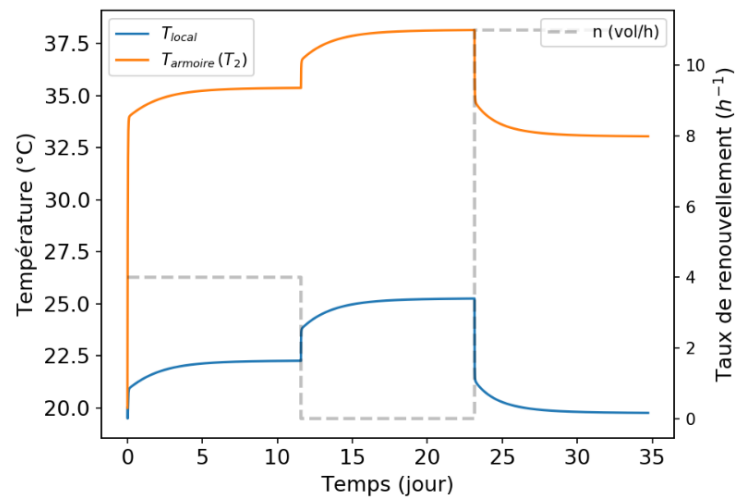


Figure 5 : Température d'air du local en fonction de son taux de renouvellement d'air.

3.2. Etude de sensibilité

3.2.1. Méthodologie

Les analyses de sensibilité sont souvent coûteuses en termes de temps de calcul et de nombre de simulations requis. Ainsi, nous proposons l'application d'une méthode pour réduire considérablement le nombre de simulations nécessaires, comme dans [6]. L'idée principale est de substituer le modèle physique par un méta-modèle à base de « polynômes de chaos » [7]. En utilisant les coefficients de ce polynôme, on peut en déduire facilement les indices de Sobol [8] et les caractéristiques probabilistes des sorties considérées.

Un plan d'expériences de 5000 points est généré aléatoirement, suivant des lois de tirage probabilistes (uniforme $U(a, b)$ ou normale $N(\mu, \sigma^2)$), illustré dans le Tableau 2. Les principaux paramètres intervenant en régime stationnaire ont été sélectionnés comme variables d'entrée. L'évaluation de ce plan permet de récupérer les valeurs des différentes variables de sorties (température d'air des tiroirs inférieur T_1 et supérieur T_4 , température de surface intérieure des murs, température d'air du local) à l'instant $t=11$ jours, correspondant au régime permanent. A partir de ces dernières valeurs, et pour chacune des variables de sortie, un métamodèle par chaos polynomial est construit. Chacun de ces métamodèles est construit en utilisant 80 % des données disponibles, puis validé sur les 20 % restantes. La Figure 6 trace les courbes d'ajustement des échantillons de test pour les variables de sortie d'intérêt. Les métamodèles permettent une excellente prédiction de ces dernières variables ($Q_2 > 0,99$).

Paramètre	Unité	Description	Variation
T_e	°C	Température de soufflage	U [16 – 20]
P_{emet}	W	Puissance d'un émetteur	U [75 – 250]
n	Vol/h	Taux de renouvellement	U [1 – 10]
T_{ext}	°C	Température de l'air entre enceintes	U [20 – 30]
$\varepsilon_{arm}, \varepsilon_{murs}, \varepsilon_{emet}$	-	Emissivité de l'armoire, murs, émetteurs	N [0,8 – 0,08 ²]
H	m	Hauteur du local	N [2,8 – 0,3 ²]
L	m	Longueur du local	N [11 – 1,5 ²]

C_d	-	Coefficient de décharge	N [0,61 – 0,061 ²]
S_{ouv}	m ²	Section des ouvertures de l'armoire	U [0,02 – 0,06]
S_{arm}	m ²	Surface extérieure de l'armoire	N [7,2 – 0,72 ²]

Tableau 2 : Paramètres d'entrée principaux du modèle.

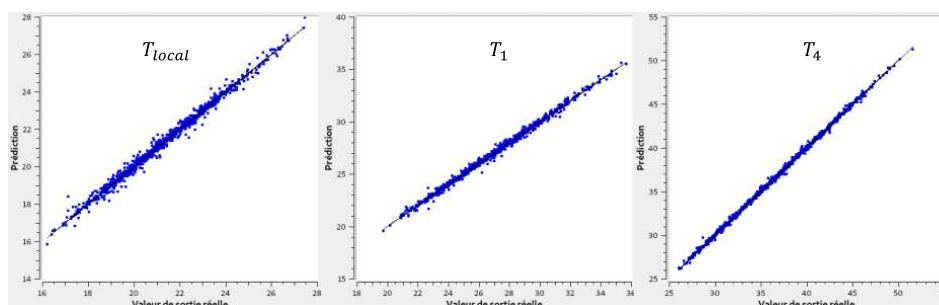


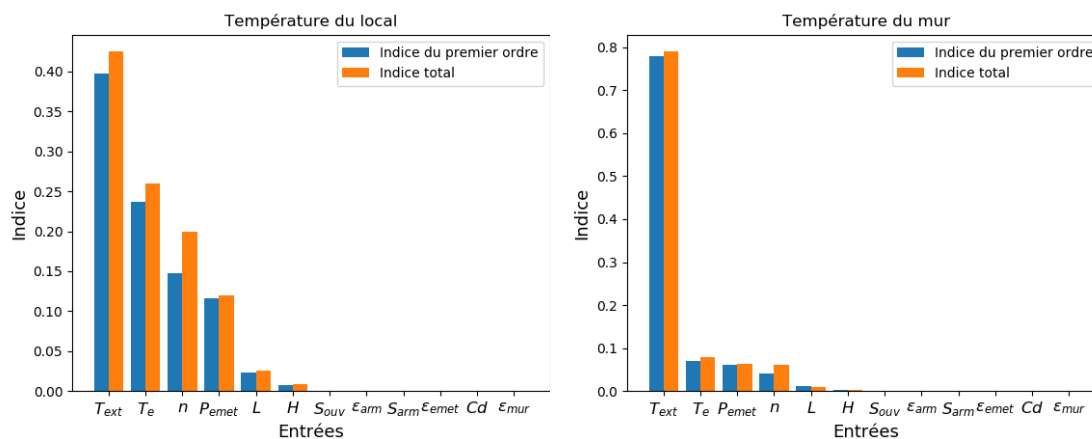
Figure 6 : Courbes d'ajustement des échantillons de test pour les métamodèles.

3.2.2. Indices de Sobol

Une analyse de sensibilité à partir de la méthode de Sobol est effectuée afin de quantifier l'influence de certains paramètres de ce modèle. Les variables de sorties d'intérêt sont la température de l'air à l'intérieur de l'armoire à deux différents niveaux (T_1 et T_4), la température des murs ainsi que la température de l'air dans le local. Les indices de Sobol du premier ordre évaluent l'influence de chaque entrée individuellement sur la variable de sortie, tandis que les indices totaux prennent en compte l'impact des interactions entre les paramètres d'entrée sur la sortie.

Les résultats de ces études de sensibilité sont illustrés sur les Figures 7 et 8. Il est noté une forte sensibilité de la température de l'air du local et du mur à la température de l'air entre enceintes, considérée constante dans ce modèle. Le taux de renouvellement d'air ainsi que la température de soufflage participant à l'évacuation de l'excédent de chaleur représentent des paramètres également influents. Les paramètres géométriques du local ainsi que les émissivités des surfaces n'ont quasiment pas d'impact sur les variables de sorties considérées.

Les températures de l'air à l'intérieur de l'armoire dépendent principalement de la puissance des émetteurs. Cette dernière impacte davantage la température de l'air situé en haut de l'armoire. En effet, la circulation de l'air se faisant du bas vers le haut de l'armoire, l'air se trouvant en partie haute est impacté par les émetteurs situés en bas de l'armoire.


 Figure 7 : Indices de Sobol de 1^{er} ordre et d'ordre total sur les températures d'air et mur du local.

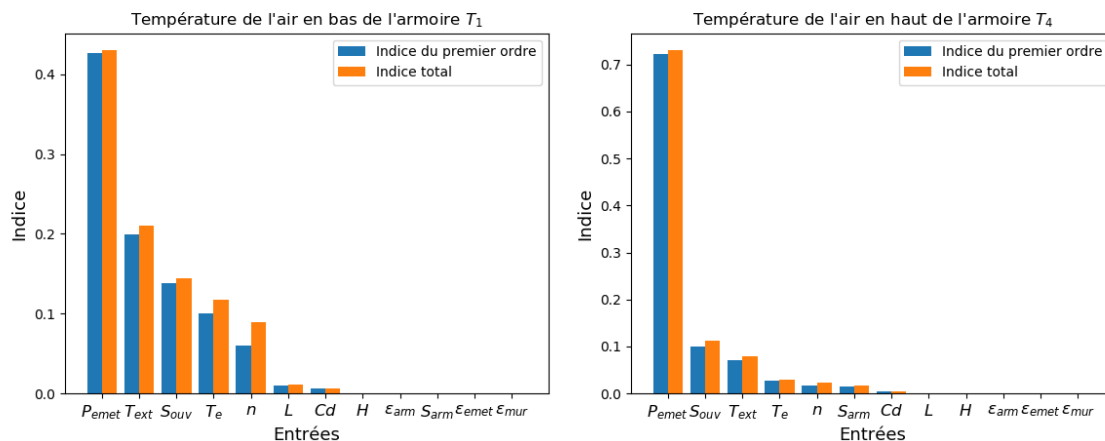


Figure 8 : Indices de Sobol des températures de l'air à l'intérieur de l'armoire.

4. Conclusion

Dans cet article, un modèle thermo-aéraulique représentant un tableau électrique ou une armoire de contrôle-commande implanté dans un local a été proposé. Ce modèle prend en compte les échanges thermiques et aérauliques entre le local témoin et l'armoire électrique. A l'aide de métamodèles permettant la prédiction de certaines variables de sorties, des études de sensibilité ont été menées afin d'évaluer l'influence de certains paramètres d'entrée. Nous avons montré que ce modèle permet une estimation rapide des grandeurs thermo-aérauliques sur de longues durées. L'objectif final est d'évaluer ces grandeurs pour des diverses conditions limites instationnaires. La phase suivante de notre démarche concernera la validation de ce modèle à l'aide de données expérimentales qui seront acquises dans le local témoin actuellement en phase finale d'instrumentation.

Références

- [1] C. Gao, Z. Yu, J. Wu, Investigation of airflow pattern of a typical data center by CFD Simulation, Energy Procedia, 78. 2687-2693, (2015).
- [2] Y. Kaced, Études du refroidissement par free cooling indirect d'un bâtiment exothermique application au centre de données, Thèse de doctorat, Université de Bretagne Sud, (2018).
- [3] M. Iyengaret, R Schmidt, Analytical modeling of energy consumption and thermal performance of data center cooling systems: from the chip to the environment, thermal engineering heat transfer summer conference, American Society of Mechanical Engineers, p. 877–86, (2007)
- [4] ASHRAE Fundamentals – Chapter 1 to 19 – 200.
- [5] Joseph A. Carroll, An « MRT method » of computing radiant energy exchange in rooms, Systems Simulation and Economic Analysis Conference, San Diego CA, (1980).
- [6] R. Merheb, L. Mora, E. Palomo, Une surface de réponse à base de polynômes de chaos pour l'analyse des incertitudes à l'échelle du bâtiment, Conférence IBPSA (2014).
- [7] B. Sudret, Global sensitivity analysis using polynomial chaos expansions, Reliability Engineering & System Safety, 93. 464-979 (2008).
- [8] Sobol, I.M, Sensitivity estimates for nonlinear mathematical models, Mathematical Modelling and Computational Experiments, 4, 407-414 (1993).
- [9] M. Baudin, A. Dutfoy, B. Iooss, A.L. Popelin, Openturns: An industrial software for uncertainty quantification in simulation. In Handbook of uncertainty quantification. Springer, 2001–2038, (2017).

Réduction modale du modèle non-linéaire d'un composant électronique : application à une micropuce activée par 4 sources

Fatme Mustapha^{1,2*}, Frédéric Joly², Valentin Bissuel³, Olivier Quéméner²

¹ Thales Global Services

19 Av. Morane Saulnier - 78140 Vélizy-Villacoublay, France

² Université Paris Saclay, Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry

40, rue du Pelvoux, 91020 Evry cedex, France

³ Thales SIX GTS

4 Av. des Louvresses, 92230 Gennevilliers, France

*fatme.mustapha@thalesgroup.com

Résumé - Le comportement thermique d'une micropuce à quatre sources de chaleur faite dans un matériau dont la conductivité est fortement non-linéaire est étudiée. Pour minimiser le temps de calcul, un modèle réduit est proposée afin de remplacer le modèle d'origine élément fini à ordre élevé. Parmi les différentes méthodes de réduction, une méthode modale est choisie. La non-linéarité est prise en compte via une loi de conductivité quadratique, ce qui conduit à une formulation simple et une implémentation numérique rapide. Le modèle réduit est fiable quelles que soient les conditions d'environnement et les sources activées, tout en diminuant le temps de calcul d'un facteur 400.

1. Introduction

En raison de leur rendement imparfait, la température des composants électroniques augmente lorsqu'ils sont activés. Ainsi, le comportement thermique de ces composants doit être finement prédit pour différentes conditions de fonctionnement. Mais lorsqu'il s'agit d'analyser des modèles réalistes nécessitant des maillages à plusieurs milliers de nœuds, les temps de calcul deviennent rapidement importants, d'où la nécessité de réduire la taille du modèle [1]. Dans cet objectif, des méthodes modales ont été utilisées pour résoudre ce problème. De nombreuses méthodes de réduction ont été appliquées avec succès à plusieurs problèmes linéaires, tels que la POD [2], la méthode des approximatifs de Padé [3] ou la méthode AROM [4]. Cependant, les propriétés thermiques pouvant dépendre de la température, l'adaptation des méthodes citées décuple l'effort numérique car les matrices du modèle numérique doivent être réévaluées à chaque pas de temps. Pour surmonter cette difficulté, de nouvelles approches ont été développées telles que l'Interpolation Empirique ou l'Hyper-Réduction [5].

Une méthode de réduction modale très simple est proposée, basée sur une simplification quadratique de la loi de comportement de la conductivité. L'intérêt de la méthode réside dans sa simplicité de compréhension et aussi dans la facilité de son implémentation numérique à partir d'un code écrit pour un modèle d'ordre réduit linéaire.

2. Formulation mathématique

Soit T le champ de température d'un domaine Ω . Ce domaine est soumis à une production interne d'énergie, nommée ϖ . La chaleur générée est échangée depuis les surfaces extérieures $\partial\Omega$ en considérant une condition aux limites de Fourier et la densité de flux de chaleur résultante est notée φ . Le coefficient de transfert de chaleur h rassemble les phénomènes de convection et de rayonnement. La conductivité thermique et la capacité thermique sont respectivement

définies par $k(T)$ et C , et on suppose que la conductivité thermique dépend de la température. L'évolution de la température est modélisée par l'équation de la chaleur et a la forme :

$$\begin{aligned} C\dot{T} &= \underline{\nabla} \cdot (k(T) \underline{\nabla} T) + \varpi \text{ sur } \Omega \\ k(T) \underline{\nabla} T \cdot \underline{n} &= h(T_\infty - T) \text{ sur } \partial\Omega \end{aligned} \quad (1)$$

La formulation variationnelle faible classique du système (1) est d'abord écrite sous la forme :

$$\int_{\Omega} C\omega\dot{T} = - \int_{\Omega} k(T) \underline{\nabla}\omega \cdot \underline{\nabla}T - \int_{\partial\Omega} h\omega T + \int_{\partial\Omega} h\omega T_\infty + \int_{\Omega} \omega\varpi \quad (2)$$

où ω est une fonction test appartenant au même espace fonctionnel que T . L'équation (2) conduit à la formulation matricielle du modèle éléments finis :

$$\mathbf{C}\dot{T} = - [\mathbf{K}(T) + \mathbf{H}] T + U \quad (3)$$

où \mathbf{C} , $\mathbf{K}(T)$, \mathbf{H} sont des matrices creuse de dimension $[N \times N]$, N étant le nombre de degrés de liberté issus de la discrétisation spatiale, et U le vecteur des sollicitations.

3. Formulation modale

Dans une formulation modale réduite, le champ de température est représenté par une combinaison linéaire de fonctions de base (les modes) V_i . Ces fonctions sont connues, les inconnues deviennent les amplitudes $x_i(t)$:

$$T(\underline{x}, t) = \sum_{i=1}^{\tilde{N}} x_i(t) V_i(\underline{x}) \quad (4)$$

où le nombre de modes retenus \tilde{N} est très petit devant le nombre de nœuds d'un modèle maillé $\tilde{N} \ll N$. Pour déterminer les amplitudes $x_i(t)$, T est remplacé par sa formulation modale (4) dans l'Eq. (2). L'équation résultante peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\mathbf{C}_r \dot{X} = - [\mathbf{K}_r(T) + \mathbf{H}_r] X + U_r \quad (5)$$

$\mathbf{C}_r(i, j) = \int_{\Omega} C V_j V_i$, $\mathbf{H}_r(i, j) = \int_{\partial\Omega} h V_j V_i$, $\mathbf{K}_r(T)(i, j) = \int_{\Omega} k(T) \underline{\nabla} V_j \cdot \underline{\nabla} V_i$ sont des matrices pleines, $U_r = \int_{\partial\Omega} h V_j T_\infty + \int_{\Omega} V_j \varpi$ est le vecteur de sollicitations. Chacune de ces matrices est de dimension $[\tilde{N} \times \tilde{N}]$. C'est là que la réduction réside.

D'un point de vue pratique, $\mathbf{K}_r(T)$ est calculé numériquement par $\mathbf{K}_r(T) = \mathbf{V}^t \mathbf{K}(T) \mathbf{V}$, où \mathbf{V} est une matrice de dimension $[N \times \tilde{N}]$ qui regroupe les vecteurs propres V_i . L'intégration de la non-linéarité oblige à calculer la température et la matrice $\mathbf{K}(T)$ dans l'espace physique et à recalculer $\mathbf{V}^t \mathbf{K}(T) \mathbf{V}$ dans l'espace modal à chaque itération. Ces opérations réduisent fortement l'efficacité du modèle réduit en terme de temps de calcul.

4. Cas d'une non-linéarité quadratique

On considère un problème dont la conductivité thermique dépend de la température selon une loi quadratique

$$k(T) = k_0 + \alpha T + \beta T^2 \quad (6)$$

$k(T)$ est remplacée par son expression (6) et la température T par sa décomposition modale. En introduisant les matrices suivantes $\mathbf{K}_r^0(i, j) = \int_{\Omega} \nabla V_i \cdot \nabla V_j$, $\mathbf{K}_r^k(i, j) = \int_{\Omega} V_k \nabla V_j \cdot \nabla V_i$, $\mathbf{K}_r^{k,p}(i, j) = \int_{\Omega} V_k V_p \nabla V_j \cdot \nabla V_i$, on obtient :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} k(T) \nabla V_i \cdot \nabla V_j &= k_0 \mathbf{K}_r^0(i, j) + \alpha \sum_{k=1}^{\tilde{N}} x_k(t) \mathbf{K}_r^k(i, j) \\ &+ \beta \sum_{k=1}^{\tilde{N}} x_k(t)^2 \mathbf{K}_r^{k,k}(i, j) + 2\beta \sum_{k=1}^{\tilde{N}} \sum_{p=k+1}^{\tilde{N}} x_k(t) x_p(t) \mathbf{K}_r^{k,p}(i, j) \end{aligned} \quad (7)$$

Si la loi de conductivité peut être approchée avec précision par une approximation linéaire, alors le stockage de \tilde{N} matrices de dimension $[\tilde{N} \times \tilde{N}]$ est nécessaire pour modéliser exactement cette non-linéarité “linéaire”. Les temps de calcul sont équivalents à ceux obtenus avec les modèles d’ordre réduit linéaires [6]. Si l’approximation linéaire n’est pas suffisamment précise, la considération exacte du terme quadratique passe par le stockage de $\frac{\tilde{N}(\tilde{N}+3)}{2}$ matrices de dimensions $[\tilde{N} \times \tilde{N}]$, ce qui n’est pas envisageable. Il faut faire une approximation numérique. Les termes diagonaux sont conservés, et en ce qui concerne les termes croisés, seuls les termes $\mathbf{K}_r^{1,p}$ sont retenus. En effet, le mode 1 est plat, et fixe la température moyenne. Il semble nécessaire de garder l’interaction entre ce mode et les autres. De plus, puisque le mode 1 est plat et vaut $\|V_1\|$, alors $\int_{\Omega} V_1 V_k \nabla V_i \cdot \nabla V_j = \int_{\Omega} \|V_1\| V_k \nabla V_i \cdot \nabla V_j = \|V_1\| \mathbf{K}_r^k(i, j)$. La prise en compte de ce terme ne demande aucun effort supplémentaire. Avec cette approximation on obtient :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} k(T) \nabla V_i \cdot \nabla V_j &= \mathbf{K}_r^0(i, j) (k_0 + \alpha x_1 \|V_1\| + \beta x_1^2 \|V_1\|^2) \\ &+ \sum_{k=2}^{\tilde{N}} [x_k (\alpha + 2\beta \|V_1\| x_1) \mathbf{K}_r^k(i, j) + \beta x_k^2 \mathbf{K}_r^{k,k}(i, j)] \end{aligned} \quad (8)$$

Dans le développement mathématique ci-dessus, la formulation de V_i est restée muette, car ce développement ne repose pas sur une forme donnée de fonctions V_i . Il peut s’agir de modes issus de POD, de l’approximation de Padé, etc. Suite à nos travaux précédents, nous choisissons des modes de Dirichlet-Steklov, réduits avec la méthode de l’amalgame [7].

5. Discussion et résultats

5.1. Présentation du modèle

L’exemple d’application est une micropuce d’Arséniure de Galium (GaAs) de dimension $(1,5 \times 1,5 \times 0,1)$ mm, avec 4 sources de chaleur chacune de dimension $(0,2 \times 0,2 \times 0,02)$ mm (voir Fig. 1). La conductivité thermique de GaAs dépend de la température selon :

$k(T) = 46 \times ((T + 273,15)/300)^{-1,25} \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, avec T en °C

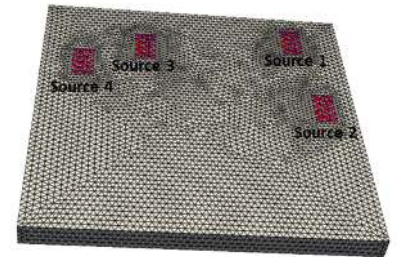


Figure 1 : Représentation du modèle numérique

5.2. Modèle éléments finis multi-source

Une description tridimensionnelle fine de ce modèle numérique nécessite 26 733 degrés de liberté pour obtenir des résultats numériques pertinents des températures internes ainsi que des flux de chaleur sortant des surfaces. Ce maillage est nécessaire pour bien retrouver le fort gradient de température dont l'ordre de grandeur est $10^5 K/m$. La conductivité thermique est calculée avec la loi "réelle". Le modèle EF est considéré comme le modèle de référence.

5.3. Modèle réduit

La création du modèle réduit se fait en trois étapes. Il faut d'abord calculer la base modale, c'est-à-dire résoudre un problème aux valeurs propres et extraire les modes de Dirichlet et de Steklov.

Il faut ensuite avoir des simulations de références. En tant qu'application industrielle, les simulations de référence nécessaires à la procédure d'amalgame doivent être faciles à produire et réalisées avec un faible coût de calcul. L'objectif est de solliciter les modes pertinents pour la procédure d'amalgame. Pour l'analyse actuelle, les 10 scénarios de conditions aux limites présentés dans le tableau 1 sont utilisés. Chaque couple de sources est successivement actif. Ces simulations de référence sont obtenues via un schéma d'Euler du premier ordre à pas de temps constants.

cas	h_{TOP}	h_{BOTTOM}	h_{SIDES}	ϖ
1	15	100	50	$2,91.10^{10}$
2	50	250	15	$7,6.10^{10}$
3	800	20	5	$2,05.10^{11}$
4	0,1	10000	0,1	$2,53.10^{12}$
5	400	1000	15	$2,6.10^{11}$
6	0,1	100	50	$2,84.10^{10}$
7	1000	40	100	$2,67.10^{11}$
8	10	1000	10	$2,53.10^{11}$
9	15	200	200	$6,71.10^{10}$
10	30	10000	50	$2,51.10^{12}$

Tableau 1 : Les coefficients de transfert thermique ($W/(m^2.K)$) et la puissance thermique ($W.m^{-3}$)

La dernière étape correspond au processus d'amalgame, c'est à dire la création de \tilde{N} modes réduits à partir de N modes.

L'ensemble du processus, correspondant au calcul de la base, aux simulations de référence et à la procédure d'amalgame, est réalisé en 14 minutes. 50 modes sont retenus conduisant à un modèle modal réduit d'ordre 50. En conséquence, le nombre de degré de liberté a été réduit d'un facteur 534.

La loi de non-linéarité "quadratique" a été déduite en ajustant simplement la loi de comportement "réelle" sur une plage de température $[0 : 250^\circ C]$.

5.4. Scénarios JEDEC

La première partie de l'étude concerne la réponse temporelle de la puce soumise à une puissance thermique constante pour différentes conditions aux limites. Vingt scénarios de conditions aux limites. sont utilisés selon la norme JEDEC [8] répertoriés dans le tableau 2. Cette norme fournit une gamme de conditions environnementales rencontrées dans les applications électroniques typiques. On donne également les dissipations de puissance internes ϖ , dont la valeur a été choisie pour que la température moyenne soit la même en régime permanent, quelles que soient les conditions aux limites Les sources ne sont pas totalement indépendantes : les sources 1 et 3 chauffent toujours ensemble, tout comme les sources 2 et 4. Bien sûr, les quatre sources peuvent être activées/désactivées simultanément. Soixante cas sont simulés : chaque

paire de sources est successivement activée avec une puissance thermique égale à ϖ_2 , et les quatre sources sont activées en même temps chacune avec une puissance thermique égale à ϖ_1 pour les 20 derniers cas. Les simulations sont réalisées avec une température ambiante de 22°C.

cas	h_T	h_B	h_S	ϖ_1	ϖ_2
1	100	100	100	28,3	56,7
2	100	1	100	16,0	31,9
3	1	100	100	16,0	31,9
4	200	200	200	56,7	113
5	50	50	50	14,2	28,3
6	10	100	10	14,1	28,2
7	100	10	10	14,1	28,2
8	10	10	10	2,83	5,67
9	30	30	30	8,5	17,0
10	500	10	10	64,1	128

cas	h_T	h_B	h_S	ϖ_1	ϖ_2
11	10^3	10	10	128	255
12	10	500	10	65	130
13	10	10^3	10	128	255
14	10^4	10	10	1250	1600
15	10	10^4	10	1250	1700
16	1	10^4	1	1250	1800
17	10^4	1	1	1250	1800
18	10^4	10^4	10^4	1000	2000
19	10^3	10^3	10^3	375	750
20	500	500	500	188	375

Tableau 2 : Les vingt scénarios de la norme JEDEC et les puissances thermiques volumiques utilisées pour les simulations ($GW.m^{-3}$)

Pour quantifier le mieux possible la précision du modèle réduit, nous définissons plusieurs indicateurs. La température maximale est utilisée pour éviter les pannes et évaluer la fiabilité du système. Ainsi, la première grandeur représente l'erreur sur la température maximale en régime permanent. La deuxième erreur représente l'erreur sur la température maximale moyennée dans le temps pendant le régime transitoire.

$$\varepsilon_{steady} = T_{max,EF}(t = \infty) - T_{max,ROM}(t = \infty) \quad (9)$$

$$\varepsilon_{trans} = \frac{1}{\tau} \int_{\tau} T_{max,EF}(t) - T_{max,ROM}(t) \quad \tau = \frac{\rho CV}{hS} \quad (10)$$

V est le volume du composant, et S sa surface en contact avec l'air. Les erreurs pour la température maximale atteinte par la puce dans les régimes transitoire et permanent (ε_{trans} et ε_{steady}) sont indiquées dans les Figs. 2 et 3. L'erreur est plus importante et peut monter jusqu'à 3°C, que ce soit en régime transitoire ou en régime permanent. Cette erreur relativement élevée doit être pondérée par la valeur élevée de la température maximale de près de 180 °C, qui est inférieure à 2%.

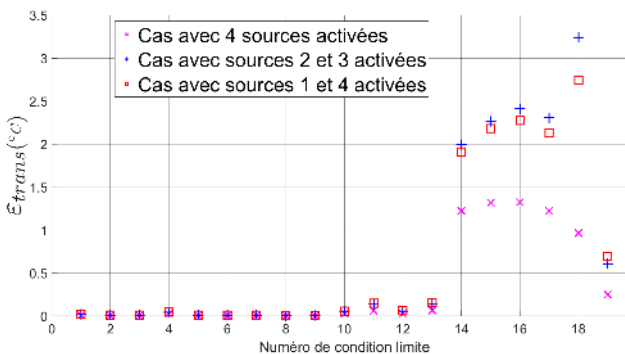


Figure 2 : ε_{trans} pour les 60 scénarios

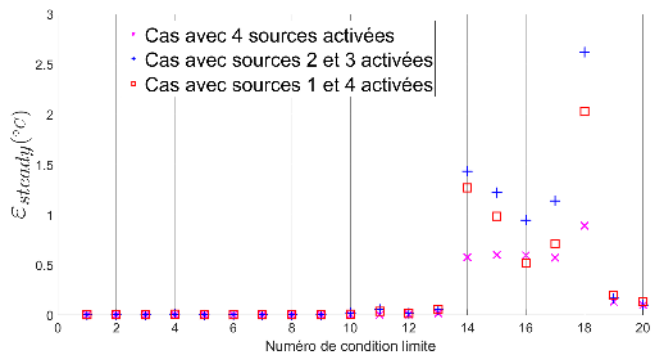


Figure 3 : ε_{steady} pour les 60 scénarios

Ces erreurs sont des erreurs ponctuelles et bien qu'elles soient utiles à l'ingénieur, elles ne sont pas toujours représentatives du modèle. Nous définissons alors deux autres indicateurs qui

sont l'erreur moyennée dans l'espace en régime stationnaire, et finalement l'erreur moyennée dans l'espace et dans le temps pendant le régime transitoire.

$$\langle \varepsilon \rangle_{steady} = \frac{1}{V} \int_V T_{EF}(t = \infty) - T_{ROM}(t = \infty) \quad (11)$$

$$\langle \varepsilon \rangle_{trans} = \frac{1}{V} \frac{1}{\tau} \int_V \int_{\tau} T_{EF}(t) - T_{ROM}(t) \quad (12)$$

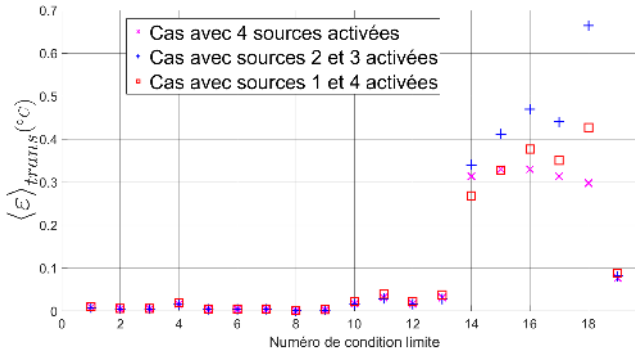


Figure 4 : $\langle \varepsilon \rangle_{trans}$ pour les 60 scénarios

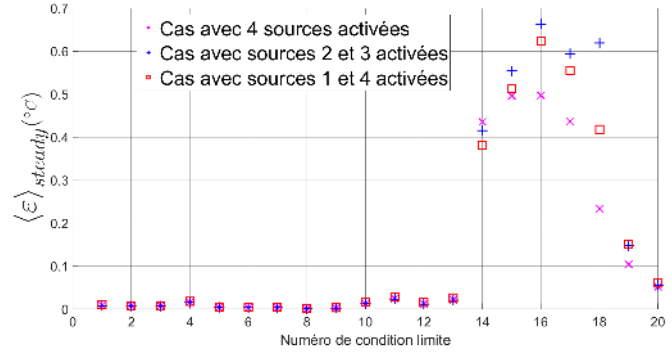


Figure 5 : $\langle \varepsilon \rangle_{steady}$ pour les 60 scénarios

Les Figs. 4 et 5 représentent respectivement $\langle \varepsilon \rangle_{trans}$ et $\langle \varepsilon \rangle_{steady}$ pour les soixante simulations. On remarque que les deux erreurs sont inférieures à 1°C quelles que soient les conditions aux limites et l'activation des sources. On remarque également que l'erreur commise lors du régime transitoire est du même ordre que celle commise en régime établi.

Quelle que soit l'erreur étudiée, on remarque deux types de conditions aux limites. Pour des conditions aux limites convectives avec $h \leq 10^3 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, les résultats sont excellents, avec une erreur inférieure à 0,1°C quelle que soit l'indicateur observé. Ces résultats doivent cependant être tempérés par le profil assez simple à résoudre puisque pour le cas 4 par exemple, la température en régime permanent a une étendue de 120°C à 131 °C. Les cas de 14 à 18 sont plus intéressants et sont des cas extrêmes. Ils correspondent à des cas où l'une des faces de la puce est brasée sur une plaque froide, les autres faces sont soumises à la convection naturelle. Cette condition aux limites "extrême" conduit également à un champ de température (et de conductivité) extrême.

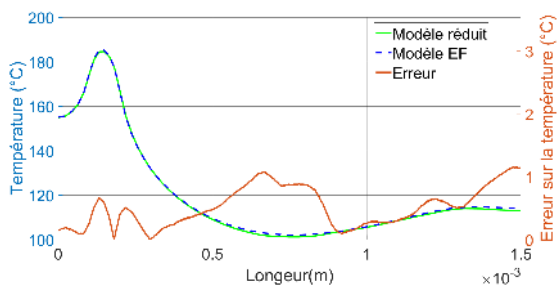


Figure 6 : Comparaison de la variation de la température - différence entre le modèle réduit et le modèle éléments finis

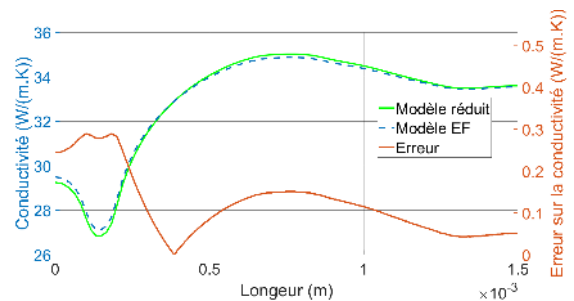


Figure 7 : Comparaison de la variation de la conductivité - différence entre la conductivité quadratique et la conductivité non linéaire

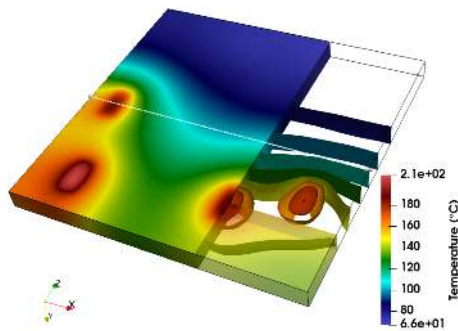


Figure 8 : Champ de température pour 4 sources de chaleur activées avec la conductivité quadratique

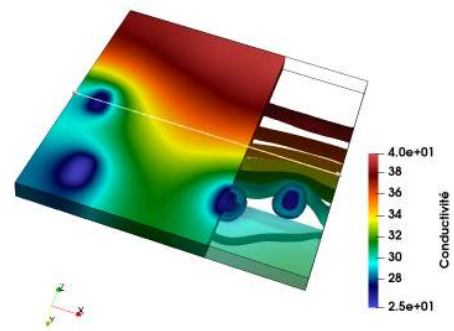


Figure 9 : Champ de conductivité obtenu par la loi quadratique

Le champ de température calculé par le modèle réduit pour le cas 14 est présenté sur la Fig. 8. La température varie de 66 °C à 210 °C, ce qui donne un gradient de température de l'ordre de $1,6 \times 10^5 (K/m)$. Ces gradients de température extrêmes expliquent la difficulté de récupérer correctement le champ de température. De plus, cette large plage de température engendre une large plage spatiale de conductivité, de 27 à 35 $W.m^{-1}.K^{-1}$ (voir Fig. 9). La prise en compte de la non-linéarité est donc incontournable.

La comparaison entre le modèle réduit avec une non-linéarité quadratique et le modèle complet aux éléments finis avec la "vraie" loi de conductivité est faite sur la Fig. 6. Il représente la température le long la ligne présentée dans la Fig. 8. Le champ de température est bien restitué dans toute sa complexité. La Fig. 9 montre le champ de conductivité obtenu en régime permanent pour le cas 14 avec quatre sources activées. Une comparaison de la variation de la conductivité quadratique et de la conductivité non linéaire est représentée sur la Fig. 7 selon la ligne apparaissant sur la Fig. 9. Là encore, le modèle réduit est capable de récupérer le champ de conductivité.

Enfin, le temps de calcul pour une simulation est inférieur à 0.25 s avec modèle réduit contre 95 s pour la simulation par éléments finis. L'intégration de cette technique permet de minimiser les temps des simulations numériques par un facteur de 380 tout en conservant une très bonne précision.

6. Activation temporelle des sources

Pour la deuxième partie de l'étude, les sources dissipent un flux de chaleur dépendant du temps comme illustré sur la Fig. 10. Nous avons retenu une température ambiante de 22 °C et un ensemble de conditions aux limites correspondant au cas 14 (c'est-à-dire un cas difficile). Un modèle éléments finis est exécuté avec la loi de conductivité non linéaire, et est appelé "Modèle de référence". Ce modèle est comparé à trois modèles d'ordre réduit de 50 modes chacun : un modèle réduit linéaire à conductivité constante, un entièrement non linéaire et le dernier considère une non-linéarité "quadratique". Les résultats sont résumés dans le tableau 3.

	$\epsilon_{trans}(^{\circ}C)$	$\langle \epsilon \rangle_{trans}(^{\circ}C)$	$t_{CPU}(s)$
EF	-	-	330
Réduction linéaire	23,2	1,9	0,34
Réduction non-linéaire	4,4	0,08	226
Réduction "quadratique"	5,1	0,12	0,55

Tableau 3 : Comparaison entre les trois modèles de réductions avec 50 modes chacun

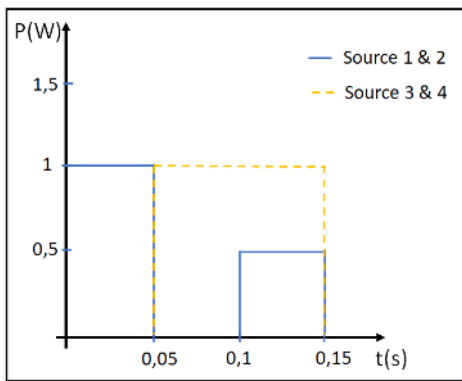


Figure 10 : Le scénario d'activation des différentes zones de la puce

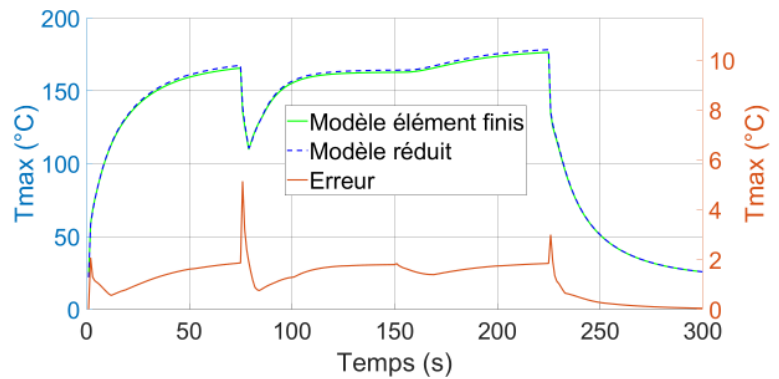


Figure 11 : Évolution de la température maximale atteinte - différence entre le modèle réduit et le modèle EF

Le modèle réduit linéaire est très rapide (près de 400 fois plus rapide que le modèle EF), mais donne une mauvaise précision, prouvant ainsi qu'il faut tenir compte de la non-linéarité. Au contraire, le modèle réduit non-linéaire donne d'excellents résultats en termes de précision, mais le ré-assemblage des matrices conduit à une augmentation du temps de calcul, et le modèle réduit perd tout intérêt. Le modèle réduit avec une non-linéarité "quadratique" combine les avantages des deux modèles avec une précision de même ordre qu'avec le modèle réduit entièrement non-linéaire, ce qui signifie que l'erreur est principalement due à la réduction, et non à l'approximation de la loi de conductivité. Pour illustrer cette simulation, nous présentons sur la Fig. 11 la température maximale obtenue par le modèle de référence et le modèle réduit avec une non-linéarité quadratique, ainsi que l'erreur sur la température maximale. Cette dernière est inférieure à 2°C sauf à trois pas de temps, lorsque les basculements se produisent.

7. Conclusion

Lors de cette étude, nous nous sommes intéressés à la réduction d'un modèle de conduction thermique non-linéaire. Nous avons approché la loi de comportement non-linéaire de la conductivité par une loi quadratique, ce qui conduit à une simplification des équations modales. Cette méthode est très simple à écrire, et le code correspondant dérive aisément d'un code linéaire. Cette hypothèse a permis de conserver un temps de calcul du même ordre de grandeur que le modèle linéaire, tout en conservant une très bonne précision.

Références

- [1] B. Rogié *et al.*, Delphi-like dynamical compact thermal models using model order reduction, *23rd International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC)* (Asterdam, 2017).
- [2] R. Venters *et al.*, Proper-orthogonal-decomposition based thermal modeling of semiconductor structures, *IEEE transactions on electron devices*, 2012, vol. 59, no 11, 2924-2931.
- [3] L. Codecasa *et al.*, FAsT Novel Thermal Analysis Simulation Tool for Integrated Circuits (FANTASTIC), *20th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC)* (London, 2014).
- [4] B. Rogié *et al.*, Delphi-like dynamical compact thermal models using model order reduction based on modal approach, *34th Thermal Measurement, Modeling & Management Symposium (SEMI-THERM)* (San Jose, 2018).
- [5] D. Ryckelynck, A priori hyperreduction method : an adaptive approach, *Journal of Computational Physics* 202 (2005) 346-366.
- [6] F. Mustapha, V. Bissuel, F. Joly and O. Quémener, Model Order Reduction of a nonlinear model of an electronic component : Application to a microchip activated by 4 sources, *28th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC)* (Dublin, 2022).
- [7] S. Grosjean *et al.*, Réduction d'un Problème Thermique Par Sous-Structuration Modale Sur Des Maillages Non-Conformes, *26ème Congrès Français de Thermique* (Pau, 2018).
- [8] JEDEC Standard JESD15-4, DELPHI Compact Thermal Model Guideline, Jedec solid-state technology association, 2008.

Résolution d'un problème de transferts thermiques couplés en géométrie urbaine par la méthode Monte Carlo

Florent RETAILLEAU^{1*}, Robert SCHOETTER², Vincent FOREST³, Cyril CALIOT¹

¹ CNRS, UPPA, E2S, LMAP, 1 Allée du Parc Montaury, 64600 Anglet, France

² CNRM, Université de Toulouse, Météo-France, CNRS, 42 avenue Gaspard Coriolis, Toulouse, France

³ MESO-STAR SAS, Longages, France, www.meso-star.com

*(auteur correspondant : florent.retailleau@univ-pau.fr)

Résumé - Pour prévenir et s'adapter aux canicules en zone urbaine, il est nécessaire de disposer d'outils numériques de prédiction des transferts thermiques couplés qui prennent en compte la complexité géométrique de la ville. L'étude qui suit présente un modèle probabiliste de transferts couplés conducto-radiatif linéarisé et transitoire. La méthode de Monte-Carlo (MC) est utilisée pour la résolution du modèle probabiliste avec une randomisation des contributions des différents modes de transferts de chaleur à la paroi. Nous faisons ici la preuve de concept du passage à l'échelle à l'aide du programme Stardis.

Nomenclature

C_p	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	W	poids MC
h_c	coefficient convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	\mathbf{y}	triplet de coordonnées
h_r	coefficient radiatif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	α	diffusivité, $m^2.s^{-1}$
q_0	flux radiatif, $W.m^{-2}$	δ_b	distance de réinjection, m
$\mathbf{n}, \mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2$	vecteur normal	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
N	nombre de rayons lancés	<i>Indices et exposants</i>	
s	écart-type	I	initial
t	temps, s	s	surface
T	température, K		

1. Introduction

Le phénomène d'îlot de chaleur urbain (ICU) accentue les effets des vagues de chaleur qui deviendront plus fréquentes sur des territoires fortement peuplés. Actuellement, 50 % de la population mondiale vit dans des villes et ce chiffre devrait atteindre 70 % d'ici 2050. Pour réduire les problèmes de santé [1] et l'augmentation de la consommation d'énergie causée par la climatisation, qui augmente également la température urbaine [2], il devient urgent de comprendre et de prédire les ICU pour proposer des solutions d'adaptation. Pour ce faire, les décideurs locaux doivent avoir accès à des données scientifiques sur les températures que les villes subiront. Il est essentiel de disposer d'outils numériques de prédiction des transferts thermiques couplés qui prennent en compte la complexité géométrique de la ville. Cependant, il est extrêmement difficile de tenir compte de la géométrie complexe des villes, de l'hétérogénéité des matériaux urbains et de la diversité des processus physiques qui se déroulent à des échelles très variées [3]. Néanmoins, différentes approches ont été développées, soit en utilisant une géométrie simplifiée [4, 5], soit en appliquant le modèle à de petits domaines sur de courtes périodes de temps [6, 7].

Ces dernières années, une nouvelle approche de la résolution a été développée. Elle consiste à

formuler le problème sous forme intégrale puis à utiliser une technique de résolution stochastique. MC permet une résolution précise des échanges de chaleur et une vision des chemins de propagation des sources qui aide à mieux comprendre et prédire les échanges de chaleur en milieu urbain [8, 9]. Le logiciel de simulation thermique 3D Stardis (<https://www.meso-star.com/projects/stardis/stardis.html>) est utilisé pour calculer la température (par exemple avec un calcul sonde en un point) avec de nouveaux algorithmes MC résolvant les transferts thermiques couplés. Les progrès récents de l'informatique ont rendu cette approche très efficace. En particulier, les structures accélératrices d'accès à la donnée ont permis de rendre les temps de calcul sonde insensibles à la complexité de la donnée. MC est une méthode massivement parallélisable, ce qui rend théoriquement possible le passage à l'échelle des simulations pour être appliquées à la ville.

Dans cette étude, le modèle de transferts couplés est présenté et une preuve de concept de ce passage à l'échelle est donnée avec le programme Stardis enrichi d'un modèle de ciel pour les rayonnements solaire et thermique. La validation numérique du code est obtenue par comparaison avec une méthode déterministe dans une géométrie simplifiée. Ensuite, la méthode est appliquée au calcul du flux de chaleur montant au-dessus d'une géométrie urbaine simplifiée.

2. Description du système

2.1. Formulation intégrale du problème

Le modèle vise à calculer la température de surface T_s de tout point y de la géométrie à l'interface entre le solide et le fluide en fonction du temps t . L'équation de la chaleur, Eq. 1, est résolue dans des milieux solides homogènes et isotropes (transparentes ou opaques au rayonnement) sans source appartenant à un domaine \mathcal{D}_S avec une frontière $\partial\mathcal{D}_S$ dont les surfaces sont des interfaces solide-solide ($\partial\mathcal{D}_{S,S}$) ou solide-fluide ($\partial\mathcal{D}_{S,F}$) :

$$\frac{\partial}{\partial t} T_s(\mathbf{y}, t) = \alpha \Delta T_s(\mathbf{y}, t), \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{k}{\rho C_p} \quad (1)$$

avec ρ la densité, C_p la chaleur spécifique du matériau et k la conductivité thermique. Les conditions aux limites du système sont les suivantes :

$$T_s(\mathbf{y}, t) = T_I(\mathbf{y}), \quad t < t_I,$$

$$-k \nabla T_s(\mathbf{y}, t) \cdot \mathbf{n} = h(\mathbf{y}, t) [T_s(\mathbf{y}, t) - T_F(\mathbf{y}, t)] + h_r(\mathbf{y}, t) [T_s(\mathbf{y}, t) - T_r(\mathbf{y}, t)] + q_o(\mathbf{y}, t), \quad \mathbf{y} \in \partial\mathcal{D}_{S,F}, \quad t > t_I \quad (2)$$

$$k_1 \nabla T_s(\mathbf{y}, t) \cdot \mathbf{n}_1 = k_2 \nabla T_s(\mathbf{y}, t) \cdot \mathbf{n}_2, \quad \mathbf{y} \in \partial\mathcal{D}_{S,S}, \quad (3)$$

avec T_I la température au temps initial (t_I), T_F la température du fluide, T_r la température radiative, \mathbf{n} la normale sortante du domaine, h le coefficient d'échange par convection, h_r le coefficient d'échange radiatif linéarisé et q_o le flux solaire absorbé. Dans l'équation 3, on suppose que le transfert radiatif peut être linéarisé par rapport à la température autour d'une température de référence donnée T_{ref} , ce qui signifie que $T^4 \approx T_{ref}^4 + 4T_{ref}^3(T - T_{ref})$ ce qui conduit à $h_r = 4\epsilon\sigma T_{ref}^3$. Avec un système de transfert de chaleur linéarisé comme celui-ci, il est possible d'évaluer un propagateur pour chacune des sources d'énergie de sorte que la température à un endroit et un instant donnés peut être exprimée comme une simple somme de toutes les

sources à tous les moments précédents, multipliée par leur propagateur correspondant. Ainsi, l'algorithme MC évalue une température locale à un endroit donné et à un moment donné (calcul sonde) en explorant l'espace et le temps (à rebours) pour trouver les sources en utilisant une marche aléatoire sur des sphères dans le solide (conduction) et une marche de multiple réflexions entre parois opaques (rayonnement). De plus, la technique de double randomisation aboutit à la connexion de ces marches aléatoires à l'interface solide-fluide. L'équation 2 peut être écrite sous forme probabiliste :

$$T_s(\mathbf{y}, t) = P_c T_s(\mathbf{y} - \delta_b, t) + P_v T_F + P_r T_r + \frac{q_0}{h_{tot}}, \quad (4)$$

avec

$$P_c = \frac{k}{\delta_b h_{tot}} ; P_v = \frac{h}{h_{tot}} ; P_r = \frac{h_r}{h_{tot}},$$

$$h_{tot} = \frac{k}{\delta_b} + h + h_r,$$

et δ_b une distance de ré-injection dans le solide qui doit être petite afin de représenter au mieux le gradient normal à la frontière. P_c , P_v et P_r sont les probabilités de transfert conductif, convectif et radiatif, respectivement, de sorte que, $P_c + P_v + P_r = 1$. À cette interface, la température est inconnue et le chemin aléatoire continue en enregistrant le terme lié à la source solaire puis en démarrant aléatoirement un nouveau chemin en conduction ou rayonnement. En effet, si le mode convectif est aléatoirement choisi, la température du fluide est retenue et le chemin s'arrête. De même, si le chemin conductif remonte jusqu'à t_I , le chemin s'arrête et retient la température initiale.

2.2. Transferts de chaleur couplés

2.2.1. Fonctionnement de Stardis

Le code Stardis est basé sur une approche MC *reverse* pour estimer la solution d'un problème linéaire de transfert de chaleur. Cette approche permet de remonter le temps entre le point de mesure et la source de chaleur en échantillonnant les chemins thermiques à travers le système. Dans ce cas, cela implique une définition complète des sources, afin d'englober toutes les informations ayant un impact sur la solution, ce qui inclut : les flux de surface imposés ainsi que toutes les températures limites imposées et le champ de température initial. Le concept clé ici est que les phénomènes de transfert de chaleur ne sont pas considérés séparément mais sont naturellement couplés via la récursion croisée des différents algorithmes MC. Ici, la grandeur d'intérêt est la température de surface du bâtiment $T_s(\mathbf{y}, t)$. Pour chaque point de mesure, N chemins thermiques sont échantillonnés dont chacun possède le poids MC, W_i . Ensuite, ces poids sont moyennés afin de produire une estimation de la quantité d'intérêt (\tilde{T}_s). De plus, grâce aux propriétés de la méthode MC, l'erreur standard σ , reliée à l'intervalle de confiance associée à l'estimation MC de la grandeur peut être facilement calculée.

$$T_s(\mathbf{y}, t) = \int_{2\pi} p_{\Omega} d\Omega(\omega) W \quad (5)$$

$$T_s(\mathbf{y}, t) \approx \frac{1}{N} \sum_i^N W_i = \tilde{T}_s \quad (6)$$

$$\tilde{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i^N W_i^2 - \tilde{T}_s^2} \quad (7)$$

Le fonctionnement du logiciel est présenté de manière simplifiée dans le schéma de la Fig. 1. Le schéma montre les différents types de chemin thermique qu'il est possible de tracer jusqu'à une source :

- ① : Chemin conductif vers une température imposée
- ② : Flux solaire, flux imposé
- ③ : Transfert par convection, température du fluide
- ④ : Chemin conductif vers la température initiale
- ⑤ : Trajet radiatif et absorption par le milieu, température de surface
- ⑥ : Chemin radiatif avec phénomène de réflexion

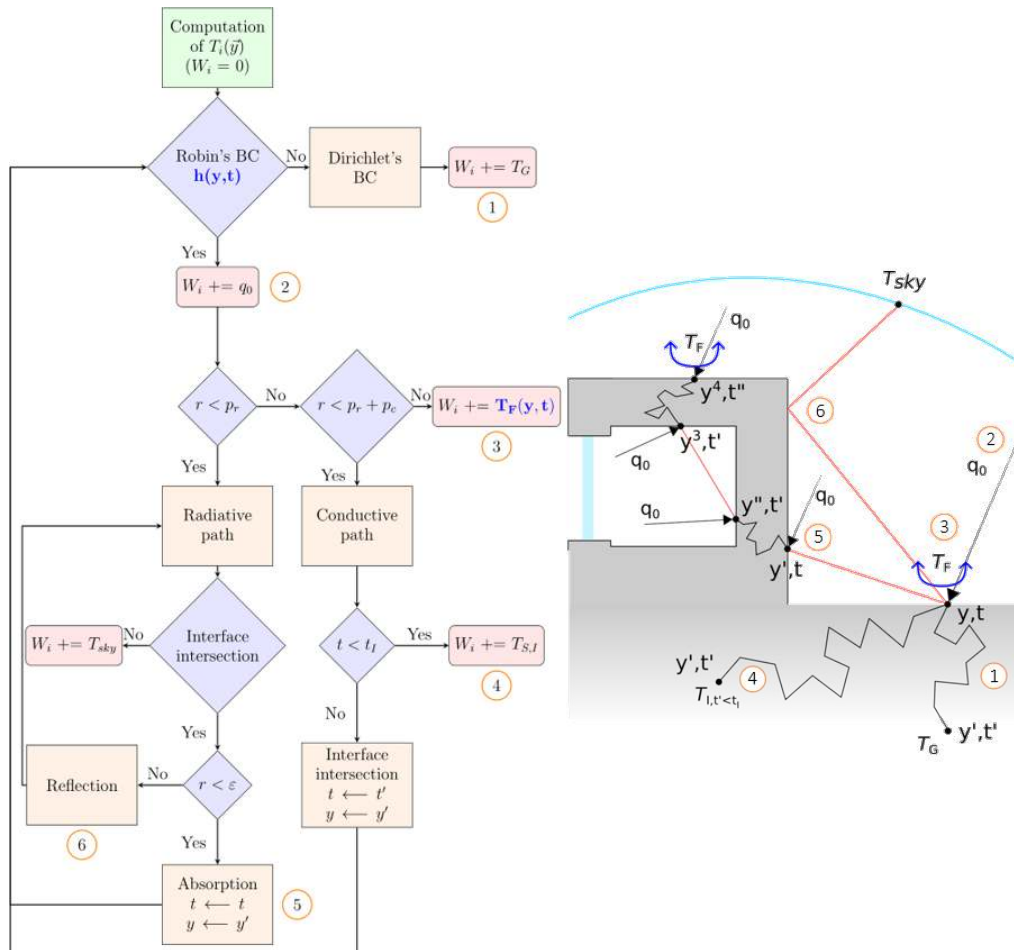


Figure 1 : Organigramme algorithmique de Stardis et exemples de chemins aléatoires

2.2.2. Flux solaire absorbé

La prise en compte du flux solaire absorbé q_0 dans Stardis a été réalisée. L'expression de q_0 (W m^{-2}) à la position \mathbf{y}_i est donnée par :

$$q_0(\mathbf{y}_i, t) = \int_{2\pi} I_0(\mathbf{y}_i, t, -\boldsymbol{\omega}_i) \varepsilon(\mathbf{y}_i, \boldsymbol{\omega}_i) |\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\omega}_i| d\Omega_i$$

avec ε l'émissivité du matériau opaque, ici égale à l'absorptivité, $\boldsymbol{\omega}_i$ la direction du rayon depuis \mathbf{y}_i et I_0 la luminance solaire. Pour améliorer la convergence du MC, I_0 est divisée en deux parties, le rayonnement solaire direct $I_d(\mathbf{y}_i, -\boldsymbol{\omega}_d)$ et le rayonnement diffus $I_s(\mathbf{y}_i, -\boldsymbol{\omega}_i)$ qui

comprend les phénomènes de réflexion et de diffusion :

$$I_0(\mathbf{y}_i, t, -\boldsymbol{\omega}_i) = I_d(\mathbf{y}_i, t, -\boldsymbol{\omega}_d) + I_s(\mathbf{y}_i, t, -\boldsymbol{\omega}_i) \quad (8)$$

La figure 2 montre les différents chemins possibles pour le flux solaire. Les flèches pleines représentent le flux solaire direct et les flèches en pointillés représentent le flux solaire diffus.

- ① : Flux solaire direct (*direct normal irradiation, DNI*)
- ② : Réflexion du chemin diffus
- ③ : Pas d'irradiation solaire directe, ombrage
- ④ : Flux solaire diffus absorbé après avoir pénétré dans un bâtiment

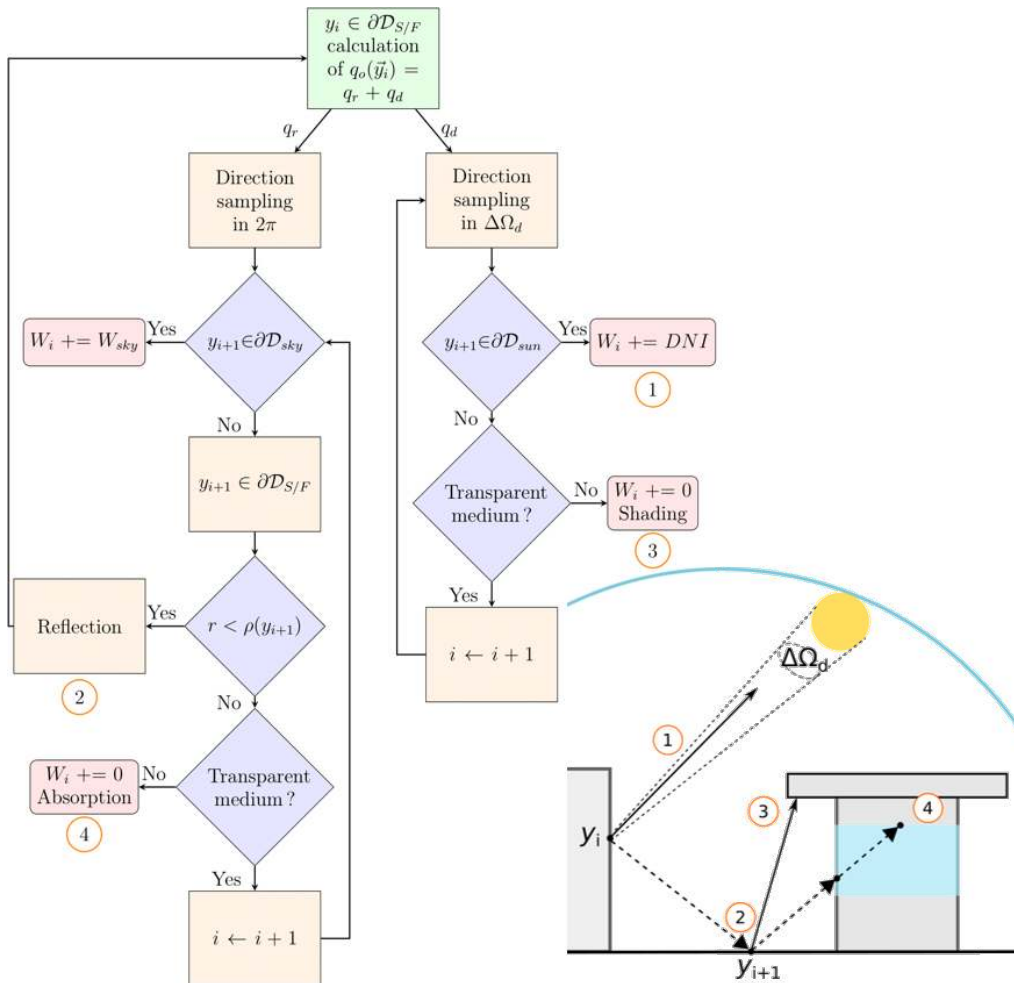


Figure 2 : Organigramme algorithmique et exemples de chemins pour des contributions directes et diffuses à q_0

3. Validation et résultats

3.1. Validation

L'approche a été validée pour une géométrie mono-dimensionnelle, ici une dalle homogène de béton de longueur et largeur L et d'épaisseur e où $L \gg e$ comme le montre la Fig. 3. Ainsi, la dalle est considérée d'étendue infinie dans les directions x et y . Les résultats du modèle probabiliste présenté sont comparés avec des résultats obtenus avec une méthode de différences finies (DF). Les conditions limites sont les suivantes :

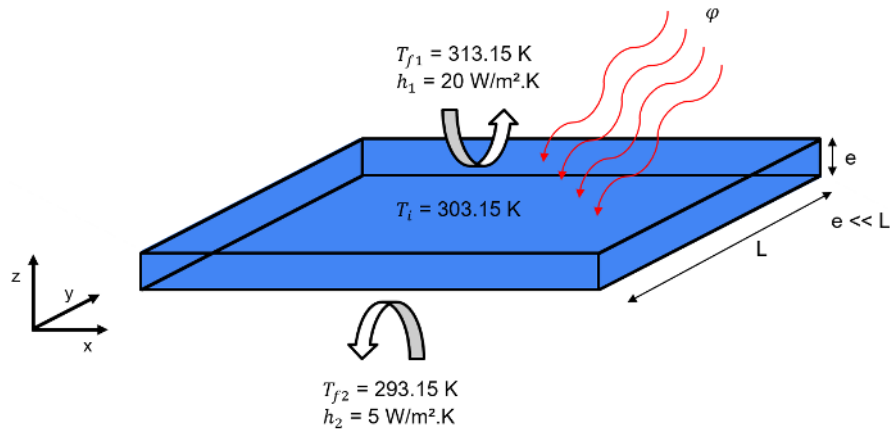


Figure 3 : Géométrie 1D et conditions limites pour la configuration de validation

$$\begin{aligned}
 T_s(z, t) &= T_i, & t < t_i, \\
 -k \nabla T_s(z, t) \cdot \mathbf{n} &= h_2(T_s(z, t) - T_{f2}), & z = 0, \\
 -k \nabla T_s(z, t) \cdot \mathbf{n} &= h_1(T_s(z, t) - T_{f1}) + \varphi, & z = e.
 \end{aligned}$$

h_1 et h_2 sont les coefficients de convection et T_{f1} ainsi que T_{f2} sont les températures du fluide au-dessus et en dessous de la dalle, respectivement. φ est la densité de flux radiatif appliquée sur la face supérieure de la dalle. Deux cas ont été étudiés, dans un cas $\varphi = 0$ et dans l'autre cas $\varphi = 900 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$. Seuls les résultats pour le second cas sont présentés ici pour des raisons de concision. Pour comparer les deux modèles, la température a été calculée en trois points différents le long du temps : $T1 \equiv T_s(z = e, t)$ la température de la face supérieure, $T2 \equiv T_s(z = 0, t)$ la température de la face arrière et $T_{center} \equiv T_s(z = e/2, t)$ la température au centre de la dalle. Le calcul MC a été effectué avec 10^6 réalisations. Les résultats obtenus sont présentés dans la Fig. 4. L'écart entre les températures calculées par DF et MC est compris dans l'intervalle de confiance de MC (Fig. 4b). Cela valide ainsi notre approche. On note aussi que la barre d'erreur ($\pm\tilde{\sigma}$) diminue proche de l'instant initial ($t_I = 0$) et augmente à des temps élevés. En effet, les sources échantillonnées sont plus nombreuses à mesure que le temps du calcul est éloigné de la condition initiale et l'intervalle de confiance traduit cette dispersion des poids MC.

3.2. Résultats

Cette méthode a ensuite été testée sur un cas réaliste. L'objectif est ici de calculer le flux radiatif montant lors d'une vague de chaleur en été. Les flux montants sont, entre autres, utilisés dans les modèles météorologiques à meso-échelles pour caractériser l'effet d'ICU. Ces modèles calculent le flux montant de la ville en simplifiant la géométrie (rues canyons, quadrillage de blocs) et en utilisant principalement la méthode des radiosités pour les transferts radiatifs. Cependant, ils ne sont pas pratiques dans les géométries urbaines comportant des formes complexes et de nombreux matériaux avec des réflectivités différentes (spéculaires et diffuses). Le modèle probabiliste présenté résout la thermique couplée et prend en compte la complexité géométrique de la ville. La géométrie de l'expérience COSMO [10] est considérée dans cette étude. Elle est composée de 15×30 cubes de béton creux (de coté 1.5 m et d'épaisseur 5 cm) assimilés à un quartier idéalisé à l'échelle 1/5. La figure 5 présente les températures équivalentes corps noirs au cours d'un 25 juin (ciel clair) et permet notamment de visualiser l'impact du flux solaire sur la distribution spatiale des températures équivalentes corps noir.

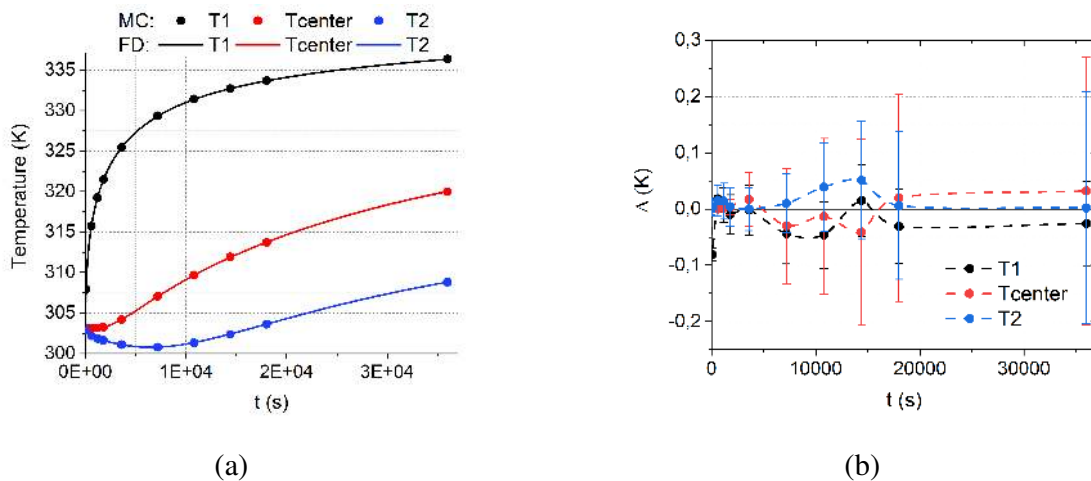


Figure 4 : Température au-dessus, à l'intérieur et sous une dalle de béton homogène calculée avec une méthode des différences finies et une méthode MC pour un $\varphi = 900 \text{ W.m}^{-2}$ (a) et la différence de température Δ entre les deux méthodes (b).

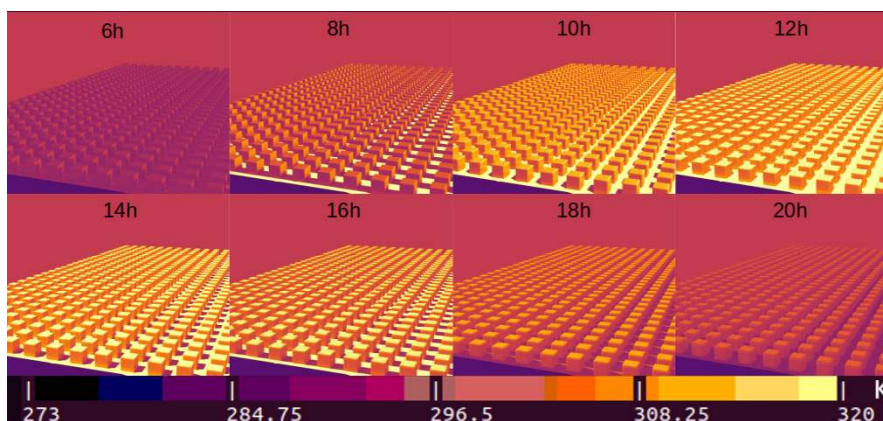


Figure 5 : Température de corps noir pour la géométrie COSMO à différents instants dans la journée.

Le flux radiatif montant et le flux solaire global (DNI et diffus) incident sont tracés en fonction du temps pendant une journée dans la Fig. 6a. Le flux radiatif montant est maximum lorsque l'angle d'élévation du soleil est le plus élevé. En effet, la présence d'ombrage diminue le flux solaire absorbé par la géométrie et la température de surface des blocs bétons. Malgré un flux solaire faible en fin de journée, les refroidissements radiatif et convectif de la géométrie sont freinés par l'inertie thermique du domaine. Le flux radiatif net échangé entre la géométrie et le ciel est tracé dans la Fig. 6b. La température radiative du ciel est considérée constante à $T_{rad} = 273 \text{ K}$. On constate un décalage entre les valeurs maximales des deux grandeurs qui résulte de l'influence prépondérante du flux solaire sur les transferts thermiques couplés ($h = 10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$). Le calcul a été réalisé avec $N = 10^7$ réalisations. L'ordre de grandeur des intervalles de confiance ($\pm \tilde{\sigma}$) est de 10^{-2} W m^{-2} (elles ne sont donc pas visibles).

4. Conclusion

Cette étude montre qu'il est possible de réaliser des simulations de transferts couplés dans des géométries de grandes tailles et ainsi lever certains verrous associés à la gestion des discrétisations par les modèles déterministes. Le passage à l'échelle est mis en évidence dans une simula-

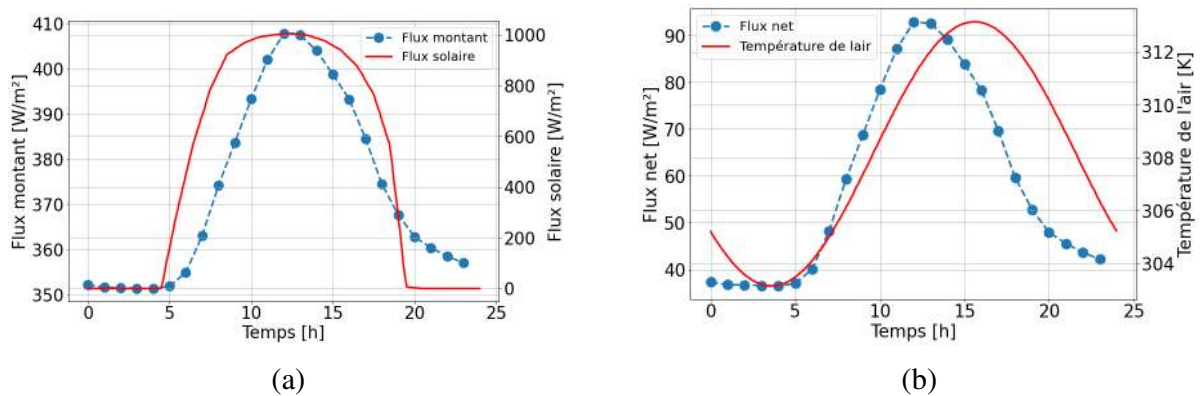


Figure 6 : Flux montant (a) et flux net échangé (b) au cours d'une journée ensoleillée de juin.

tion en géométrie urbaine réaliste comportant des données spatiales et temporelles complexes pour la résolution des transferts thermiques en milieu urbain. La méthode proposée et son implémentation dans un logiciel libre permet de poser de nouvelles questions scientifiques comme celle du couplage de la thermique urbaine avec des simulations micro-météorologiques d'écoulement en vue de prédiction ou de développement de modèles de paramétrisation. Cette étude a été réalisée dans le cadre du projet MC2 financé par l'ANR (ANR-21-CE46-0013).

Références

- [1] S. N. Gosling, et al., Associations between elevated atmospheric temperature and human mortality : a critical review of the literature, *Climatic Change* 92 (3) (2009-02) 299–341.
- [2] C. de Munck, et al., How much can air conditioning increase air temperatures for a city like paris, france ?, *International Journal of Climatology* 33 (1) (2013) 210–227.
- [3] T. Oke, G. Mills, A. Christen, J. Voogt, *Urban Climates*, Cambridge University Press, 2017.
- [4] V. Masson, A physically-based scheme for the urban energy budget in atmospheric models, *Boundary-Layer Meteorology* 94 (3) (2000-03-01) 357–397.
- [5] D. Jacob, et al., EURO-CORDEX : new high-resolution climate change projections for european impact research, *Regional Environmental Change* 14 (2) (2014-04-01) 563–578.
- [6] B. Maronga, et al., Overview of the PALM model system 6.0, *Geoscientific Model Development* 13 (3) (2020) 1335–1372.
- [7] F. Miguet, D. Groleau, A daylight simulation tool for urban and architectural spaces—application to transmitted direct and diffuse light through glazing, *Building and Environment* 37 (8) (2002-08-01) 833–843.
- [8] C. Caliot, et al., Combined conductive-radiative heat transfer analysis in complex geometry using the monte carlo method, *Eurotherm Seminar 110 - Computational Thermal Radiation in Participating Media - VI* (2018).
- [9] L. Ibarrart, et al., Combined conductive-convective-radiative heat transfer in complex geometry using the monte carlo method, in : *IHTC 16 - 16th International Heat Transfer Conference*, 2018-08, p. 8 p.
- [10] M. Kanda, et al., A comprehensive outdoor scale model experiment for urban climate, *sixth international conference on urban climate* (2006) 270–282.

Analyse de l'écoulement à l'aval d'un générateur de tourbillons longitudinaux par simulations LES

Rémi GAUTIER¹, Eliane YOUNES¹, Souria HAMIDOUCHE^{1*}, Serge RUSSEIL¹

¹IMT Nord Europe, Institut Mines Télécom, Université de Lille, CERI Énergie Environnement, F-59000 Lille, France

* (auteur correspondant : souria.hamidouche@imt-nord-europe.fr)

Résumé – Les phénomènes instationnaires se produisant à l'aval d'une paire de promoteurs de tourbillons « delta » au sein d'un canal rectangulaire sont étudiés dans le régime transitionnel à l'aide de simulations numériques LES (Large-Eddy Simulation) pour trois nombres de Reynolds : 400, 800 et 1500. Les résultats numériques sont confrontés à des analyses issues de mesures expérimentales (LDA et SPIV). Un regard critique est apporté sur l'approche LES à travers une étude comparative des champs de vitesse moyens et spectres turbulents obtenus numériquement et expérimentalement. À $Re_{DH}=800$, la génération de structures cohérentes permettent une intensification des contraintes de cisaillement pariétales en aval des promoteurs de tourbillons qui n'est plus observée pour $Re_{DH}=1500$.

Nomenclature

C_f	coefficient de frottement pariétal	U_0	vitesse débitante, m/s
f	fréquence, Hz	<i>Symboles grecs</i>	
H	hauteur du canal, m	τ	tenseur des contraintes visqueuses, Pa
L_x, L_y, L_z	dimensions du domaine de calcul, m	ρ	masse volumique, kg/m ³
Re_{DH}	nombre de Reynolds	<i>Indices et exposants</i>	
St	nombre de Strouhal	D_H	diamètre hydraulique

1. Introduction

Les promoteurs ou générateurs de tourbillons (GT) longitudinaux ont été massivement étudiés dans différentes applications. En aéronautique, ils peuvent être utilisés pour retarder les phénomènes de décollement [1, 2]. Dans le domaine de la thermique, ces techniques sont connues pour intensifier les échanges proche paroi, avec des gains le plus souvent observés dans le régime laminaire que dans le régime turbulent [3, 4, 5, 6].

Dans les régimes transitionnels et turbulents, les tourbillons longitudinaux générés sont la plupart du temps étudiés expérimentalement ou numériquement en moyennant temporellement les champs de vitesse et de température. Les simulations numériques de type RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes), adoptant une approche statistique de la turbulence, peuvent prédire avec plus ou moins de précision les performances globales de l'intensification (transferts de chaleur vs. pertes de charge). Cette approche ne pouvant en revanche décrire le développement de structures turbulentes instationnaires, des écarts peuvent être observés sur les quantités locales telles que l'énergie cinétique turbulente k ou le Nombre de Nusselt local. La DNS (Direct Numerical Simulation) ou la LES (Large-Eddy Simulation) permet d'accéder à une physique plus complexe mais nécessite des ressources de calcul plus importantes. Les instationnarités à l'aval de GT n'ont pas été clairement étudiées dans la littérature. Récemment, Younes et al., [7] ont étudié les phénomènes instationnaires à l'aval d'une paire de GT (de type « delta-winglet ») dans des régimes allant du régime laminaire ($Re_{DH}=400$) au régime turbulent ($Re_{DH}=12000$) à l'aide d'une analyse spectrale détaillée des fluctuations de vitesse.

L'objectif de cette étude est de compléter ce travail en initiant des pistes de compréhension sur les phénomènes induits par ces GT à l'aide de simulations LES dans le régime laminaire et

transitionnel pour trois valeurs du nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique $Re_{DH}=400, 800$ et 1500 . La partie introduction s'achève en décrivant les méthodes expérimentales et numériques utilisées respectivement pour les mesures LDA et les simulations LES. La deuxième partie a pour objet de comparer les simulations par analyse des champs de vitesse et spectrale. La troisième partie présente et discute les structures turbulentes induites par les GT et leurs impacts sur le coefficient de frottement pariétal.

1.1. Méthode expérimentale

Un dispositif expérimental contenant une veine aéraulique (Figure 2a) a été mis œuvre afin d'effectuer des mesures locales de vitesse en utilisant la technique Anémométrie Laser à effet Doppler (Laser Doppler Anemometry : LDA), le détail de ce dispositif est décrit dans [6, 7]. Les mesures LDA ont été réalisées à différents points à l'aval d'une paire de générateurs de tourbillons Delta (de type « delta-winglet ») (Tableau 1 et Figure 1) afin d'avoir accès à des valeurs instantanées de vitesse.

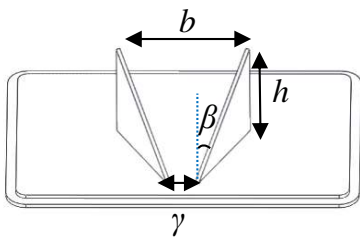


Figure 1 : Géométrie des générateurs de tourbillons

Géométrie du générateur de tourbillons

Angle d'attaque, β	30°
Hauteur, h	$0.998 H$
Envergure, b	$1.24 H$
Largeur entre bords d'attaque, γ	$0.26 H$

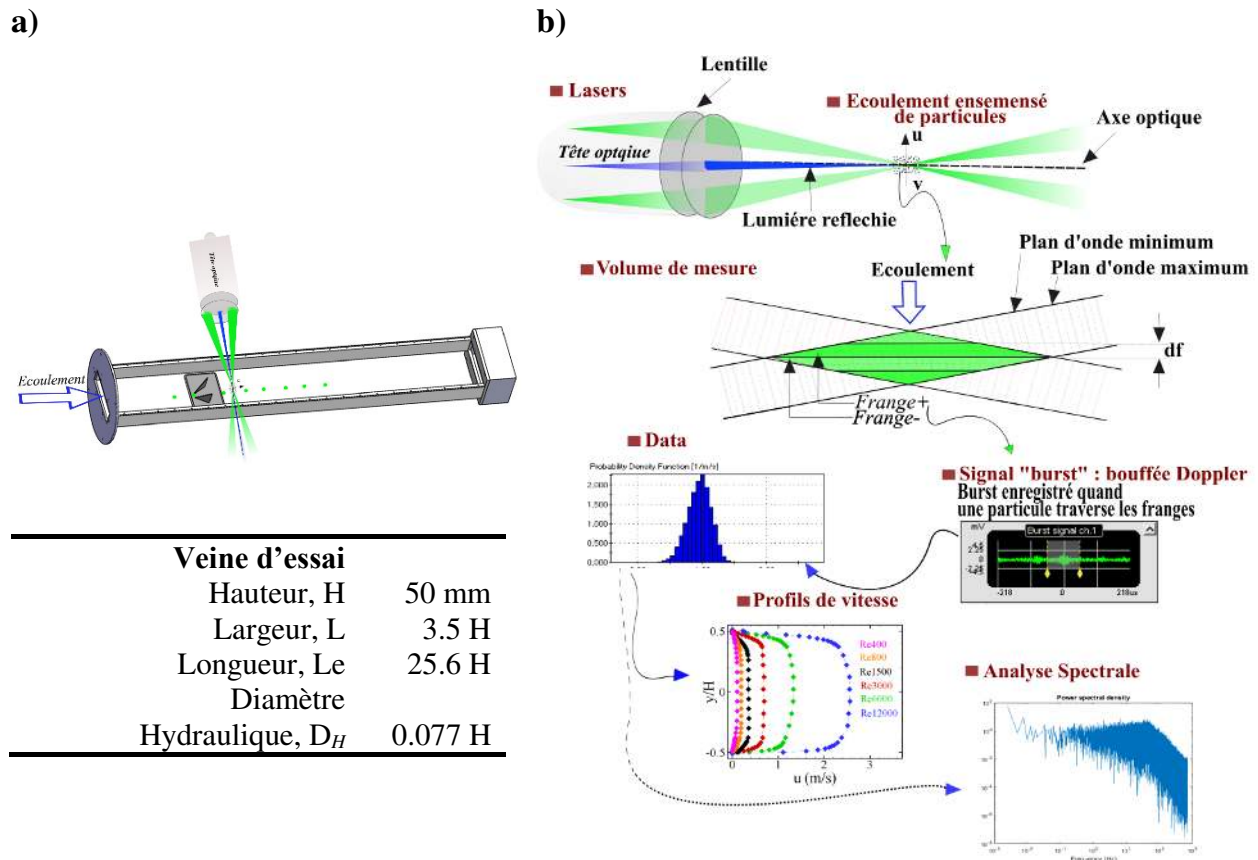
Tableau 1 : Dimensions du modèle

La LDA est une technique optique quasi non-intrusive permettant de déduire la vitesse de l'écoulement ensemencé par des traceurs (particules) suivant le fluide. Cette technique d'interférométrie consiste à focaliser une forte intensité lumineuse dans un petit volume d'espace (*volume de mesure*) issu de l'intersection (avec un angle : θ) de deux faisceaux lasers de longueur d'onde λ . La Figure 2b illustre l'intersection des deux faisceaux laser dans le volume de mesure. Ce volume de mesure est donc formé de l'addition de deux ondes constituant un réseau de franges Doppler. La distance entre deux franges, d_f , est estimée par la formule ci-dessous :

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (1)$$

Le déphasage Doppler, F_D , traduit la diffusion de la lumière (selon la théorie de Mie) de la particule/traceur traversant le volume de mesure. Cette diffusion (signal lumineux émis ou bouffée Doppler : Figure 2b) est collectée par un photomultiplicateur et convertie ainsi en une fréquence (F_D). Le déphasage Doppler dépend de la vitesse et l'orientation des particules traversant le volume de mesure, de λ et l'angle θ . Lorsqu'une particule traverse les franges, l'intensité de la lumière réfléchiée varie en fonction de l'intensité de la frange. Par conséquent, l'amplitude du signal détecté (*burst*) varie avec le temps (d_f/U). La vitesse de déplacement des particules est ainsi calculée, en suivant l'équation ci-dessous :

$$U_{particules} = d_f F_D \quad (2)$$



Pour cette présente étude, un système Dantec LDA (1D, 90 mW, BSA F80) a été utilisé. Le faisceau laser ND:YAG a une longueur d'onde 660 nm avec une distance focale de 500 mm. Les dimensions du volume de mesure sont : $dx=0.16$ mm, $dy=0.16$ mm et $dz=2.69$ mm et la distance entre deux franges est $d_f=0.0021$ mm. Un système de déplacement ISEL est utilisé pour piloter le déplacement automatique du laser et effectuer différents points de mesure tout au long de la veine d'essai. Un nombre important d'échantillonnages a été réalisé afin d'assurer une convergence statistique des vitesses et des fluctuations. Au total, l'acquisition de 200 000 échantillons a été effectuée pour chaque point de mesure.

1.2. Méthodes numériques

Des simulations LES sont réalisées pour les trois nombres de Reynolds d'intérêt (400, 800 et 1500). Le domaine de calcul utilisé pour cette étude, décrit dans la Figure 3, se focalise sur le champ proche du perturbateur où son influence sur les quantités moyennes et fluctuantes est prépondérante en $x/H < 6$. Le domaine est de dimensions $(L_x, L_y, L_z)=(500$ mm, 50 mm, 175 mm). La taille de référence étant la hauteur $H=L_y=50$ mm du canal, les tailles adimensionnées du domaine de calcul sont donc (10, 1, 3.5). Le repère du domaine est fixé par convention à l'amont du promoteur situé à $2H$ de l'entrée. Les conditions aux limites d'entrée sont un profil de vitesse uniforme et constant non perturbé, tandis que la pression est contrôlée à la sortie du domaine. Des conditions d'adhérence (vitesse nulle) sont imposées aux parois (en $y/H=0$ et $y/H=1$). Des conditions de glissement libre (symétrie) sont imposées sur les surfaces latérales (en $z/H=\pm 1.75$) garantissant un effet de confinement et un nombre de mailles réduit par rapport à une condition de paroi. Les équations résolues sont les équations de Navier-Stokes filtrées (eq. 3, 4). Le tenseur des contraintes sous-mailles est déterminé à l'aide de l'approximation de Boussinesq (eq. 5) où un modèle de turbulence de type WALE a été adopté [8] pour déterminer la viscosité turbulente.

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\rho \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}) = -\nabla \cdot \tilde{p} \mathbf{I} + \nabla \cdot (\tilde{\boldsymbol{\tau}} + \boldsymbol{\tau}_{SGS}) \quad (4)$$

$$\boldsymbol{\tau}_{SGS} = 2\mu_t \mathbf{S} - \frac{2}{3}(\mu_t \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \mathbf{I} \quad (5)$$

Le maillage compte 0.6 millions de mailles pour $Re_{DH}=400$ tandis que 1.32 millions de mailles ont été imposées pour $Re_{DH}=800$ et 1500. Ces maillages garantissent une première maille au niveau des parois située à y^+ strictement inférieur à 0.2, 0.2 et 0.4 respectivement pour $Re_{DH}=400$, 800 et 1500. Un pas de temps de 0.001s a été choisi pour $Re_{DH}=400$, et de $6 \cdot 10^{-4}$ s pour $Re_{DH}=800$ et 1500. Le logiciel Star-CCM+ a été utilisé adoptant la méthode des volumes finis et utilisant des schémas numériques d'ordre deux spatialement et temporellement, l'avancement temporel étant assuré à travers l'algorithme de correction pression-vitesse « PISO ». Le cas $Re_{DH}=400$ est un cas laminaire et purement stationnaire. Les simulations à $Re_{DH}=800$ et 1500 peuvent être considérées comme des simulations LES hautement résolues spatialement et temporellement.

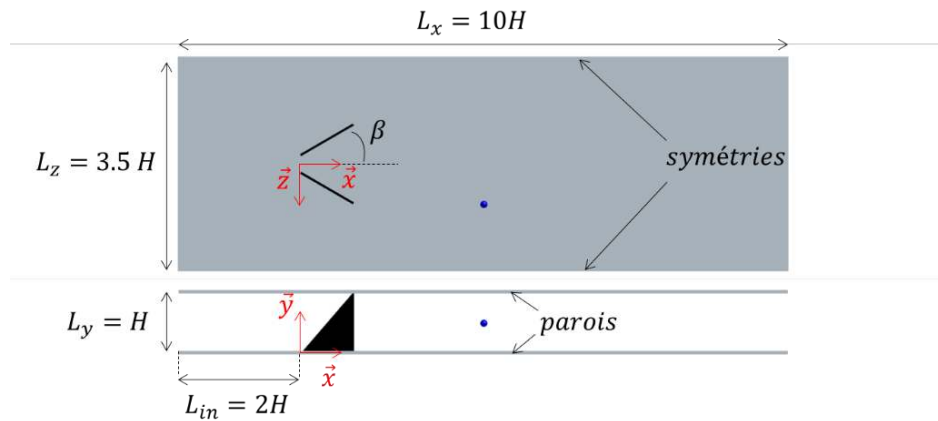


Figure 3 : Vues du dessus et latérale du domaine de calcul. Le point bleu indique la position locale dans l'écoulement où les spectres de turbulence sont réalisés.

2. Comparaison des simulations LES

2.1. Champs de vitesse moyens

La figure 4 compare les champs de vitesse moyens (cartographie de la vitesse longitudinale et lignes de courant de la vitesse transversale) ainsi que les profils de vitesse longitudinaux issus d'une étude expérimentale antérieure [6] et des simulations numériques LES en $x/H=3$. Les champs moyens mettent en évidence la présence d'une paire de tourbillons principaux contrarotatifs. Globalement, un bon accord est trouvé sur l'amplitude des vitesses longitudinales pour les trois nombres de Reynolds. Par ailleurs, on note également une bonne prédiction de la position des centres moyens des tourbillons longitudinaux excepté pour le $Re_{DH}=400$. En revanche, les profils de vitesse tracés transversalement en milieu de canal à $y/H=0.5$ montrent systématiquement un déficit dans la zone de sillage des perturbateurs pour la LES par rapport à la mesure. Pour $Re_{DH}=800$ et 1500, on note respectivement un écart inférieur à 15% sur la vitesse minimale de ces profils. Pour $Re_{DH}=400$, ces écarts atteignent en moyenne 30%. Au centre du canal, l'accord entre les profils est globalement assez bon, on notera toutefois une sous-estimation pour $Re_{DH}=1500$ de l'ordre de 10%.

En conclusion, les champs de vitesse moyens prédits par simulation LES sont en bon accord avec les mesures SPIV réalisées par [6]. Par ailleurs, on observe clairement la zone d'influence

des parois latérales en $z/H=\pm 1.75$ sur l'allure des lignes de courant dans le plan transversal. On peut conclure que les conditions aux limites de glissement libre ont un impact relativement faible sur la topologie moyenne interne au canal, pour approximativement $-1.2 < z/H < 1.2$. On peut noter que la condition d'entrée synthétique (vitesse uniforme) imposée en entrée de domaine, alors que le profil expérimental présente des déficits en parois, impacte l'amplitude des vitesses essentiellement dans les sillages proches des deux perturbateurs.

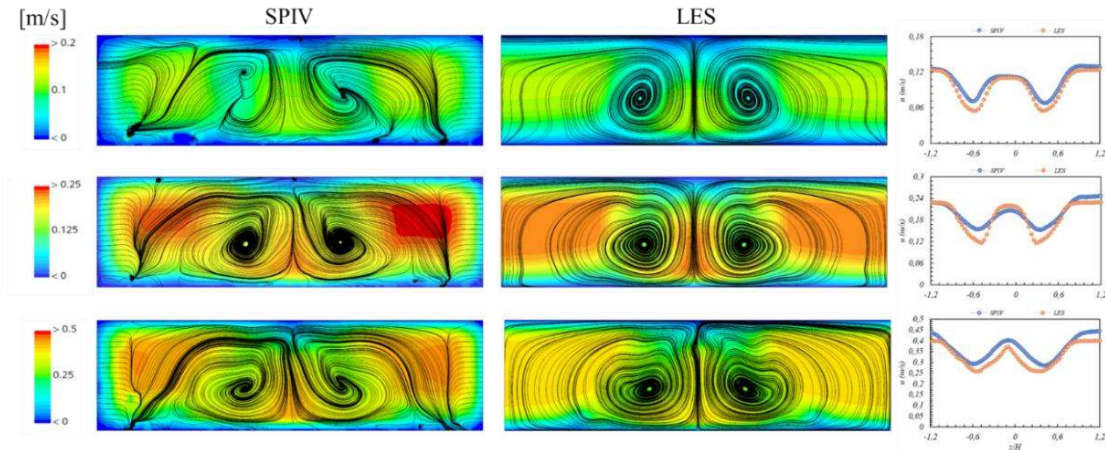


Figure 4 : Lignes de courants du champ de vitesse moyen dans le plan transversal à l'écoulement en $x/H=3$ et cartographie colorisée de la vitesse longitudinale pour $Re_{DH}=400, 800$ et 1500 (de haut en bas). À gauche, SIV [6] ; Au centre, LES. À droite : profils de vitesse longitudinale tracés au centre du canal en $y/H=0.5$ de $z/H=-1.2$ à $z/H=1.2$

2.2. Analyse spectrale

Des spectres sont réalisés à une position locale dans l'écoulement à $x/H=3$ située dans le prolongement du bord de fuite du promoteur de droite en $z/H=-0.81$ (voir le point bleu de la Figure 3). Les spectres sont présentés dans la Figure 5. Les fréquences fondamentales ainsi que le nombre de Strouhal correspondant, basé sur la longueur caractéristique du promoteur ($St=f.L/U_0$, avec $L=H=0.05$ m), sont présentés dans le Tableau 2.

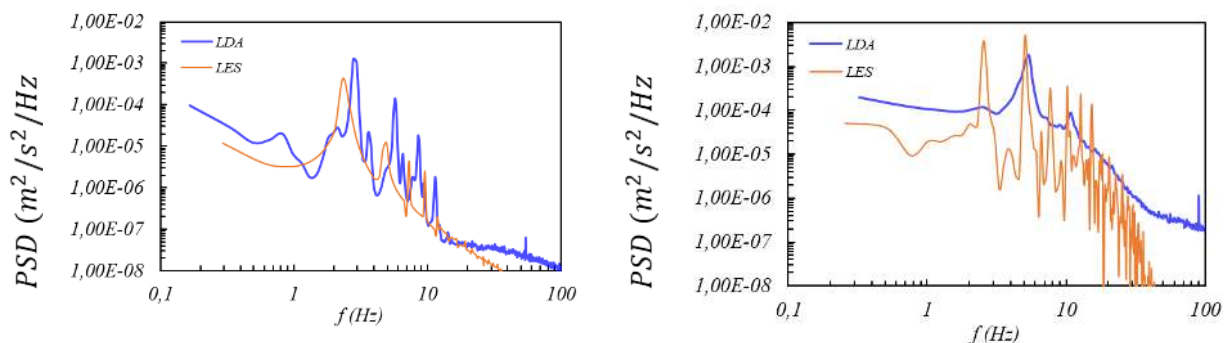


Figure 5 : Spectres obtenus par LES (orange) et LDA (bleu) en $x/H=3$ pour $Re_{DH}=800$ (gauche) et $Re_{DH}=1500$ (droite)

À $Re_{DH}=400$, aucun pic n'est observé sur le spectre par simulation (non présenté ici), les amplitudes détectées par LDA sont très faibles, montrant ainsi les caractères laminaire et stationnaire pour ce nombre de Reynolds. Pour $Re_{DH}=800$, on observe que la simulation reproduit fidèlement la fréquence fondamentale détectée à 2.3 Hz proche de celui obtenu expérimentalement à 2,8 Hz pour des nombres de Strouhal respectivement de 0.71 et 0.82 (Tableau 2). On observe que la LES arrive à reproduire également trois harmoniques détectées expérimentalement dont les fréquences sont décalées d'un même facteur que la fondamentale,

mais d'amplitudes plus faibles globalement. Ce léger décalage « à gauche » du spectre obtenu par CFD (computant la Fluid Dynamic) peut s'expliquer par les valeurs plus faibles observées en moyenne sur la position locale en $z/H=-0.81$ (voir Figure 4). Pour $Re_{DH}=1500$, la fondamentale est détectée par CFD à 5,1Hz avec $St=0.82$ proche de la mesure avec $f=5,4$ Hz pour $St=0.9$. En revanche, on observe quatre pics secondaires sur le spectre alors que la LDA n'en détecte qu'un seul. De plus, un pic d'amplitude importante est détecté par simulation à une fréquence deux fois plus faibles que la fondamentale. On notera que cette fréquence est également détectée expérimentalement pour d'autres nombres de Reynolds dans le régime transitionnel mais à des amplitudes beaucoup plus faibles [7]. Cette fréquence pourrait être générée par un effet de « sway » des deux sillages interagissant entre eux, mais ce point doit être éclairci par des analyses plus approfondies. Par ailleurs, l'intégrale du spectre nous montre que l'énergie cinétique est sous-estimée par la CFD en cet endroit local de l'écoulement alors que les profils de la Figure 4 montre une très bonne concordance de la vitesse longitudinale moyenne en $z/H=-0.81$.

	$Re_{DH}=800$		$Re_{DH}=1500$	
	LES	LDA	LES	LDA
Fréquence fondamentale (Hz)	3.2	2.8	5.1	5.4
Nombre de Strouhal	0.71	0.82	0.82	0.90

Tableau 2 : Fréquences fondamentales et nombres de Strouhal détectés par simulation LES et mesures LDA

Globalement, les fréquences fondamentales des instationnarités sont prédites correctement par la simulation LES pour $Re_{DH}=800$ et 1500, mais la prédiction des fréquences secondaires est, selon les cas, de qualité très variable. Il semble que le décalage des fréquences fondamentales, principalement observé pour $Re_{DH}=800$, est lié à la qualité de la prédiction des vitesses du champ moyen : une prédiction correcte des vitesses peut mener à une bonne prédiction des fréquences. En revanche, une prédiction correcte de la vitesse moyenne locale ne garantit pas une bonne prédiction de la distribution des fréquences secondaires ou de l'énergie cinétique fluctuante, de même qu'une description fidèle de l'allure du spectre de vitesse peut être obtenue malgré une sous-estimation de la vitesse moyenne locale.

3. Structures tourbillonnaires et frottement pariétal

Dans la littérature, on peut noter un manque crucial sur la description des structures cohérentes générées à l'aval des GT. Cette étude préliminaire, nous permet d'analyser qualitativement les structures tourbillonnaires dans le régime transitionnel et d'apporter des éléments de compréhension de l'influence de ces structures sur le frottement pariétal local induit à l'aval de ce GT (Delta Winglet).

La Figure 6 présente les structures tourbillonnaires détectées par critère Q à l'aval des GT. À $Re_{DH}=400$, comme indiqué dans l'analyse spectrale, aucune fréquence n'est repérée, ce qui correspond à la formation de deux tourbillons longitudinaux parfaitement stationnaires. À $Re_{DH}=800$, la structure longitudinale principale est toujours existante mais est accompagnée de structures tourbillonnaires cohérentes dont certaines proviennent des instationnarités générées par les contraintes de cisaillement induites au niveau des arêtes de décollement obliques et verticales de la paire de Delta Winglet. D'autres structures sont ensuite induites par ces structures primaires interagissant entre elles plus en aval du perturbateur. On note une symétrie quasi parfaite de l'ensemble des structures le long du domaine de calcul considéré. Ces structures tourbillonnaires sont donc générées de manière parfaitement synchrone pour $Re_{DH}=800$. Par ailleurs, ces tourbillons sont générés de manière périodique, la fréquence de

périodicité correspondant à la fondamentale détectée à 2.3 Hz : la distribution spatiale de ces structures est ainsi identique tous les 0.435 s. À $Re_{DH}=1500$, on observe une perte de symétrie des structures turbulentes générées dans les deux sillages du GT, où le tourbillon longitudinal instantané a totalement disparu pour laisser place à des structures tourbillonnaires turbulentes plus désordonnées. Les deux sillages fonctionnent ainsi de manière indépendante pour $x/H < 1.5$, leur interaction s'opère en aval vers $x/H=1.5$ à 2 environ. Ces structures n'étant pas symétriques et de nature plus aléatoire, elles ne peuvent pas donner naissance à des structures cohérentes qui peuvent s'auto-entretenir plus en aval, comme cela a été observé pour $Re_{DH}=800$. Les spectres discutés précédemment indiquent qu'un nombre important de fréquences sont sollicitées en $x/H=3$, caractérisant donc un écoulement plus turbulent et chaotique.

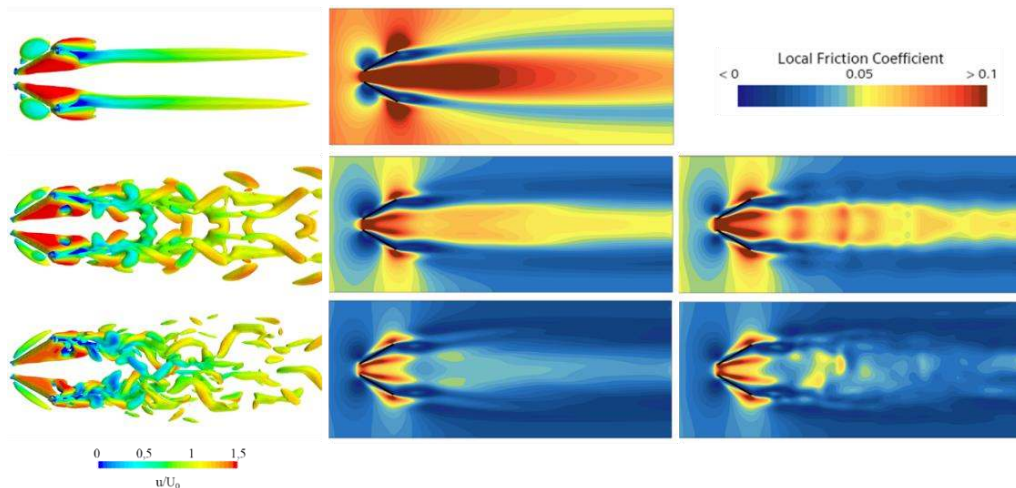


Figure 6 : À gauche : structures tourbillonnaires à l'aval des promoteurs avec de haut en bas $Re_{DH}=400, 800$ et 1500 colorées par la vitesse longitudinale (le rouge correspond à une vitesse égale ou supérieure à 1.5 fois la vitesse débitante). Au centre et à droite : distributions pariétales des coefficients de frottement local moyen et instantané, respectivement.

Nos simulations montrent que l'impact de ces structures est assez notable sur le frottement pariétal induit. La figure 6 montre les distributions pariétales du coefficient de frottement local C_f moyen et instantané, défini par l'équation suivante :

$$C_f = \frac{|\bar{\tau} \cdot \vec{n}|}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \quad (6)$$

Où $\bar{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses locales (instantanées ou moyennes), \vec{n} la normale à la paroi avec, pour la paroi du bas, $\vec{n} = -\vec{y}$. Pour le cas laminaire, la zone de fortes valeurs du coefficient de frottement occupe une zone assez importante à l'aval du perturbateur avec des niveaux élevés attendus en régime laminaire par rapport au régime transitionnel ou turbulent. Pour $Re_{DH}=1500$, on remarque que le coefficient de frottement est prépondérant uniquement dans les zones d'accélération à proximité du GT. Plus en aval, la zone d'intensification moyenne est très peu étendue en aval et de faible amplitude. Une cartographie instantanée à $Re_{DH}=1500$ nous montre que les tourbillons induits par le GT ont un impact très faible sur l'augmentation des contraintes de cisaillement pariétal. Pour $Re_{DH}=800$, on observe en revanche que la zone d'intensification couvre une surface s'étendant jusqu'à la sortie du domaine avec un coefficient de frottement pariétal plus élevé dans l'intervalle $1 < x/H < 3$. Une cartographie instantanée montre que des zones particulièrement intenses se produisent régulièrement à l'aval du GT. La figure 7 montre que ces zones d'intensification instantanées sont associées aux structures turbulentes observées précédemment à $Re_{DH}=800$. On identifie en particulier une structure cohérente qui est générée par l'arête oblique et transportée par

convection dans la partie inférieure du canal augmentant sensiblement les frottements pariétaux. Les structures induites par les deux Delta Winglet sont contrarotatives et générées en même temps. Cette caractéristique garantit une durée de vie assez longue et explique l'étendue de la zone d'intensification plus en aval.

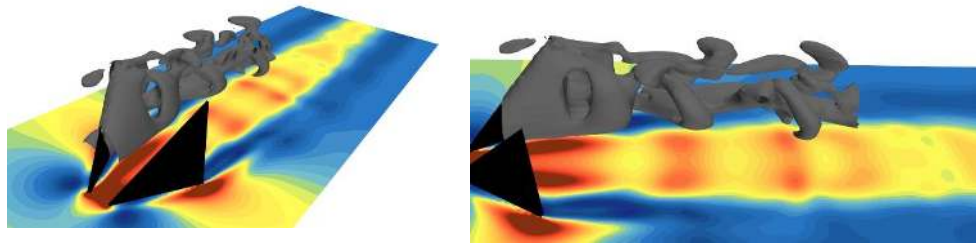


Figure 7 : Structures cohérentes à l'aval d'un GT identifiées par critère Q , associées aux coefficients de frottement pariétal (légende sur la Figure 6). Un seul sillage est affiché pour faciliter la visibilité.

4. Conclusion

Une analyse de l'écoulement à l'aval d'une paire de générateurs de tourbillons de type Delta Winglet à l'aide de simulations LES et d'une technique optique LDA dans le régime laminaire à transitionnel est présentée dans cette étude. Pour $Re_{DH}=800$, on observe une topologie d'écoulement symétrique instationnaire avec la génération de structures cohérentes périodiques. Pour $Re_{DH}=1500$, l'écoulement est turbulent et clairement non symétrique, alors que bon nombre d'auteurs considèrent ces régimes comme étant laminaires et stationnaires. Les simulations ont montré qu'on pouvait reproduire fidèlement les fréquences fondamentales, mais qu'une bonne définition qualitative du champ moyen ne garantit pas nécessairement une bonne représentativité des instationnarités à l'aval du perturbateur. Les structures tourbillonnaires ont été identifiées par simulation numérique et des comportements très différents sont observés selon les trois valeurs de nombre de Reynolds étudiés. La génération de structures tourbillonnaires pour $Re_{DH}=800$ permet une intensification particulière du coefficient de frottement pariétal. Des simulations complémentaires devront être menées en résolvant l'équation de conservation de l'énergie pour évaluer l'intensification sur le transfert thermique. Des études plus approfondies doivent être également menées pour mieux comprendre l'influence de la condition d'entrée des simulations LES sur les instationnarités générées.

Références

- [1] S. Shahinfar, S. Sattarzadeh, J. H. M. Fransson, A. Talamelli, Phys. Rev. Lett., (2012), 109,
- [2] L. Siconolf, S. Camarri, J. H. M. Fransson, J. Fluid Mech., (2015), 784, 596–618
- [3] S.T. Tiggelbeck, J.K. Mitra, M. Fiebig. Comparison of wing-type vortex generators for heat transfer enhancement in channel flows, Journal of Heat Transfer 116, 880-885, 1994
- [4] M. Fiebig, Vortices, generators and heat transfer, Chemical Engineering Research and Design, 76, 1998
- [5] M. Henze, J. Wolfersdorf, B. Weigand, C. Dietz, S. Neumann, Flow and heat transfer characteristics behind vortex generators: A benchmark dataset, International Journal of Heat and Fluid Flow, 32, 318-328, 2011
- [6] S. Hamidouche, J. V. Simo Tala, and S. Russeil, Analysis of flow characteristics downstream delta-winglet vortex generator using stereoscopic particle image velocimetry for laminar, transitional, and turbulent channel flow regimes, Phys. Fluids 32, (2020), 054105
- [7] E. Younes, S. Hamidouche, R. Gautier, and S. Russeil, Spectral analysis of the transition to turbulence downstream a delta winglet pair vortex generator in an airflow channel, Phys. Fluids 33, (2023), 014108
- [8] F. Nicoud, and F. Ducros, "Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor," Flow, Turbulence and Combustion, (2012), 62, pp. 183-200.

Fast and accurate field reconstruction of Thermal-Large Eddy Simulation (T-LES) by Deep Learning

Yanis ZATOUT^{1,2*}, Adrien TOUTANT¹, Onofrio SEMERARO², Lionel MATHELIN², Françoise BATAILLE¹

¹PROMES-CNRS (UPR 8521), Université de Perpignan Via Domitia
Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan (France)

² LISN (UMR 9015), CNRS, Université Paris-Saclay
91405 Orsay (France)

*(Corresponding author: yanis.zatout@cnrs.fr)

Abstract - In this paper, we examine a machine learning-based method aimed at improving the accuracy of T-LES fields in the context of highly anisothermal flows. We compare this method with an already existing super-resolution method. We train our convolutional neural network by filtering Direct Numerical Simulation (DNS) snapshots into T-LES ones, and optimize our network to reconstruct DNS small scales from T-LES snapshots. Our results show that the neural network outperforms the classical reconstruction method in terms of the quality of the reconstructed coherent structures, but ends up increasing the Root Mean Square (RMS) values over the DNS ones.

Nomenclature

T	temperature, K	<i>Index and exponent</i>
$\bar{\cdot}$	large eddy simulation filter	f fine mesh
h	half height of the canal, m	c coarse mesh
<i>Greek symbols</i>		r reconstructed field
Δ_i	mesh length in the i direction, m	
θ	neural network weights	

1. Introduction

Solar receivers used in gas-pressurized concentrated solar power plants are subject to extremely high temperatures and heat fluxes, as well as intense turbulence and asymmetrical heating. These conditions present a significant challenge when it comes to the simulation of the system using Direct Numerical Simulation (DNS) due to the large size of the receiver compared to the smallest turbulent structures. Thermal Large Eddy Simulation (T-LES) is a good alternative to overcome this challenge. T-LES models the effect of the smallest turbulence structures and reduces computational costs. However, the high heat fluxes present in solar receivers can affect the turbulence, and existing sub-grid models developed for isothermal or weakly anisothermal flows may not be suitable under such operating conditions [1]. Some types of sub-grid closure models use convolutions to filter local quantities like the scale similarity Bardina *et al.* model [2]. T-LES inherently does not contain enough information for a precise assessment of simulation quantities. To predict thermomechanical constraints within a solar receiver, it is crucial to enhance the accuracy of the filtered data by inverting the T-LES filter and enabling the recovery of RMS temperature values and RMS heat flux values, which are important for understanding the thermal behavior of the system. Some Deep Learning (DL)

approaches exist, most notably Bode *et al.* [3], Fukami *et al.* [4], Kim *et al.* [5], all with different types of convolutional neural networks (CNN) architectures to reconstruct the small scales from LES simulations. These techniques aim to be included in CFD solvers to more accurately estimate simulation quantities like velocity fields, or passive scalar quantities in reactive flows. In this work, we will adopt a neural network-based approach and revisit the architecture used in Lapeyre *et al.* [6] by adapting it and learning to reconstruct fine scale temperature fields. We will compare the results of the neural network-based reconstruction against the scale similarity method developed by Stolz and Adams [7].

2. Supporting data

The simulation used for this work assumes a constant Prandtl number of $Pr = 0.76$. The flow is characterized by its friction Reynolds number defined as

$$Re_{\tau,w} = \frac{U_{\tau}h}{\nu_w}, \quad (1)$$

where h is the half-height of the channel, ν_w the wall kinematic viscosity and U_{τ} the friction velocity. In our anisothermal channel flow, the two walls have different friction Reynolds numbers. We define the mean friction Reynolds number at the hot and cold sides as

$$Re_{\tau} = \frac{1}{2} \left(Re_{\tau,1} + Re_{\tau,2} \right). \quad (2)$$

We consider the DNS data generated in Dupuy *et al.* [8] for a channel flow at $Re_{\tau} = 180$, periodic both in the streamwise (x) and spanwise (z) directions, with lower and upper wall temperatures fixed at $T_1 = 293 \text{ K}$ and $T_2 = 586 \text{ K}$; we filter the data using a top-hat filter. The mesh is regular both in the streamwise and spanwise directions, and grows in size according to a hyperbolic tangent law along the wall-normal direction. We use cubic spline interpolation to coarsen the DNS temperature data T to the LES grid. This operation shrinks the data from a $384 \times 266 \times 384$ grid to a $48 \times 50 \times 48$ grid. We then use a top-hat filter that spreads over 3 cells in each direction, and re-interpolate the filtered temperature field \bar{T}^c to the DNS mesh \bar{T}^f . The following sketch summarizes the work flow

$$T^f \xrightarrow{\text{Coarsening}} T^c \xrightarrow{\text{Filtering}} \bar{T}^c \xrightarrow[\text{interpolation}]{\text{Cubic spline}} \bar{T}^f \xrightarrow{\text{Reconstruction method}} T_r. \quad (3)$$

The top-hat filter approximation for 3 cells of a given quantity ϕ is given by

$$\bar{\phi}(x_i, y_k, z_j, t) = \frac{1}{9(y_{k+1} - y_{k-1})} \sum_{i',j',k'=i-1,j-1,k-1}^{i+1,j+1,k+1} \phi(x_{i'}, y_{k'}, z_{j'}, t) (y_{k'+1} - y_{k'}). \quad (4)$$

This filter is weighted along the y axis because grid points in the wall-normal direction follow a hyperbolic tangent transformation.

3. Common reconstruction methods

We test our approach against an already existing method developed by Adams *et al.* [7, 9, 10]. This method uses an iterative deconvolution procedure based on the Van Cittert method which

we now succinctly discuss. The inverse of a convolution filter G assumed invertible, writes

$$G^{-1} = (\mathcal{I} - (\mathcal{I} - G))^{-1}, \quad (5)$$

$$= \lim_{p \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^p (\mathcal{I} - G)^i. \quad (6)$$

We take a $p = 6$ approximation to this converging Neumann series (Stolz and Adams [7] recommend $p = 5$).

3.1. Reconstruction task in the context of our data

There are multiple ways of reconstructing using the above mentioned method. We kept two of them:

- Reconstructing on the coarse grid, then interpolating

$$T \xrightarrow{\text{Coarsening}} T^c \xrightarrow{\text{Filtering}} \bar{T}^c \xrightarrow{\text{Reconstruction method}} T_r^c \xrightarrow[\text{interpolation}]{\text{Cubic spline}} T_r^f. \quad (7)$$

- Interpolating then reconstructing on the fine grid

$$T \xrightarrow{\text{Coarsening}} T^c \xrightarrow{\text{Filtering}} \bar{T}^c \xrightarrow[\text{interpolation}]{\text{Cubic spline}} \bar{T}^f \xrightarrow{\text{Reconstruction method}} T_r. \quad (8)$$

A visual representation using real data is provided in Figure 1.

In the case of process 8, because of the filtering and interpolation processes, we are unable to estimate an accurate filter size on the DNS mesh. On the other hand, we know the filter size on the coarse mesh. The T-LES mesh was chosen so that the homogeneous directions (x) and (z) are 8 times coarser on the T-LES, but the mesh coarsening coefficient in the wall normal direction (y) is not constant. Because of this, we have to estimate the filter size in this direction. This coarsening coefficient fluctuates between 5.2 and 6.1.

4. Deep Learning method

To improve upon the conditioning of the learning task, we make the neural network $f_{NN}(\cdot, \theta)$ learn the residual, and not the reconstruction itself

$$T_r = \bar{T}^f + f_{NN}(\bar{T}^f; \theta), \quad (9)$$

with θ the network weights. The architecture is detailed in Lapeyre *et al.* [6].

4.1. Data acquisition

As discussed in Section 2, DNS simulation data are sampled every $\Delta_t^+ = 7.76 \times 10^{-3}$. The training set is composed of 13 snapshots, and the validation set of 4 snapshots for a total of 17. These snapshots are taken into a contiguous interval $t_{max}^+ - t_{min}^+ = 1.32 \times 10^{-1}$ for training and validation. Full convergence of statistics is achieved prior to taking snapshots, which are spaced out in time to ensure that they are uncorrelated.

4.2. Learning procedure

We perform a learning procedure where data are taken from a fixed height in the canal close to the hot boundary, with a crop height of 16 pixels.

On this fixed height, we randomly sample one subdomain per training snapshot at each step of the mini-batch training. These subdomains are of size $16 \times 16 \times 16$, and we do this 500 times per epoch. This training procedure is done on the coarse mesh to have a similar structure as in process 7. The loss function is defined as

$$\mathcal{L}(T, T_r) = \sqrt{\sum_{i=1}^N (T[i] - T_r[i])^2},$$

where $[i]$ is the i^{th} training example, and N the total number of patches in the current batch, results are shown with $N = 13$.

We optimize our neural network using a stochastic gradient optimization technique (ADAM, Kingma and Ba [11]) for a total of 150 epochs with a learning rate fixed at 10^{-2} at the beginning and decreasing by 20% each 10 epoch. Data are augmented via random 90° flips and mirror operations, similarly as Lapeyre *et al.* [6]. We do not allow flips and mirroring that would change the asymmetry of the wall-normal direction. The training takes approximately 20 minutes on an Nvidia RTX A3000 GPU.

5. Results

In the following section, we will compare temperature profiles, RMS profiles $\sqrt{\langle T'^2 \rangle} = \sqrt{\langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2}$, where $\langle \cdot \rangle$ is the spacial averaging over periodic directions (x) and (z), and probability distributions functions (PDF) as obtained by running the DNS, LES and reconstruction methods for a given snapshot. This snapshot is taken from the same simulation as the training snapshots, and is filtered in the same way as is explained in Section 2, but at a much earlier point in the simulation, at $t_{\text{train}}^+ - t_{\text{test}}^+ = 25.36$ before the training snapshots. Mean temperature profiles correspond to the mean of the temperature over the periodic directions.

The filter and the cubic spline interpolation do not affect the mean temperature profile, on the other hand the profile of the RMS $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$, plotted in Figure 2 shows that the LES filter under-predicts the RMS values of the DNS temperature field. Visual slices of the domain are taken around the point of maximum RMS on planes parallel to the walls.

5.1. Scale similarity method

As discussed in Section 3.1, we consider two methods for the scale similarity, labeled *coarse* and *fine*, for the reconstruction respectively performed on the coarse grid (with the correct LES filter size), and the fine grid (for the estimated LES filter size). In Figure 3, we can see the RMS quantities closely line up with the DNS ones. Figure 4, on the two right most columns, demonstrates qualitatively the 2 types of reconstruction against the DNS and the LES. One can clearly see that the scale similarity method adds smaller structures. Finally, in Figure 5, at the slice where RMS is maximum along the wall-normal direction, the probability density function of the reconstructed temperature manages to get close to the DNS ones.

5.2. Machine learning method

The result of the learning procedure described in Section 4.2 shows the neural network's loss converges around 150 epochs as seen in Figure 6. While the mean temperature profile closely lines up with the DNS one, we can see in Figure 7 the neural network adds too much detail to the reconstructed snapshots the further we are from the boundary. This can also be qualitatively appreciated in Figure 4, although the added structures are the same size as the DNS ones, unlike the scale similarity. Finally, in Figure 5, it can be observed that the CNN aligns almost perfectly with the DNS, indicating its ability to accurately reproduce the temperature distribution.

6. Conclusion

In this work, we demonstrated the capability of a neural network residual-based formulation to mimic DNS fields from LES ones in terms of statistics and visual evaluation of the reconstructed fields and have compared its performances against an established reconstruction method. Results show that the scale similarity method works to recover statistics such as the RMS quantities or the PDF, but somewhat fails in qualitative assessments. On the other hand, the CNN shows good results with respect to the qualitative assessment and reasonable results on the RMS profile. The machine learning approach has yielded promising results. Future work will aim at reconstructing the whole domain, not just a fixed-height sub-domain, learn over distribution of outputs, as opposed to learning a point to point image, and finally, be trained to accurately invert unknown filters from simulated T-LES, not just filtered DNS snapshots.

Acknowledgements

The authors acknowledge the funding received from the Agence nationale de la recherche (ANR) under the SOLAIRE ANR project (ANR-21-CE50-0031). This work was granted access to the HPC resources of CINES under the allocations 2017-A0022A05099 2018-A0042A05099 and 2022-A0112A05099 made by GENCI.

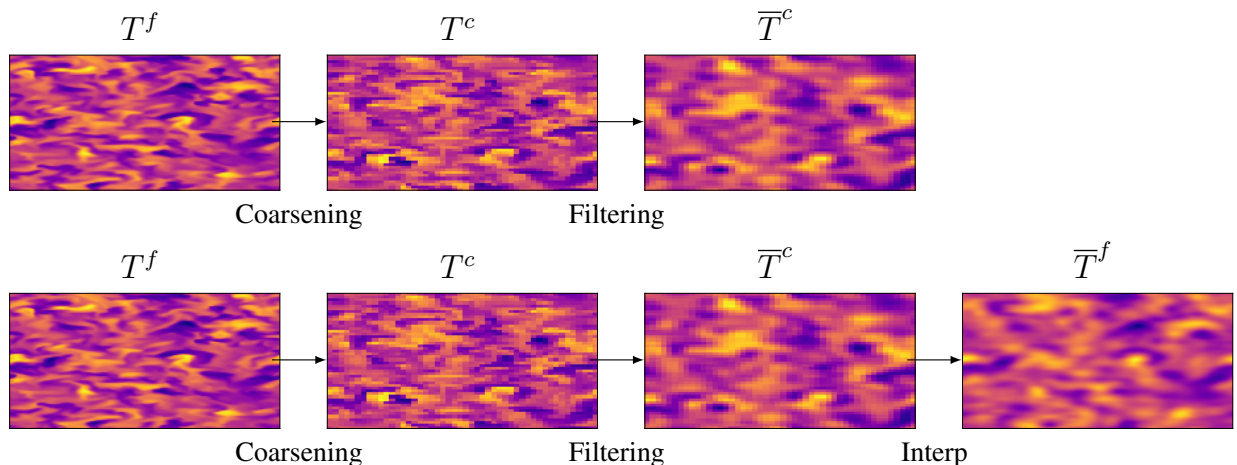


Figure 1: Data preparation process for reconstruction algorithm assessment. The top process corresponds to equation 8, and the bottom one corresponds to equation 7.

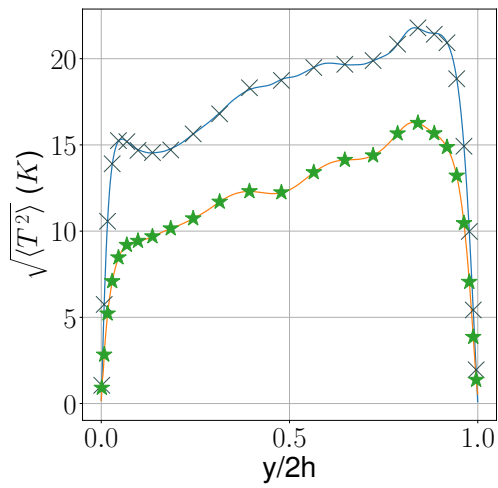


Figure 2: RMS temperature profiles of T^f , \bar{T}^f , T^c and \bar{T}^c

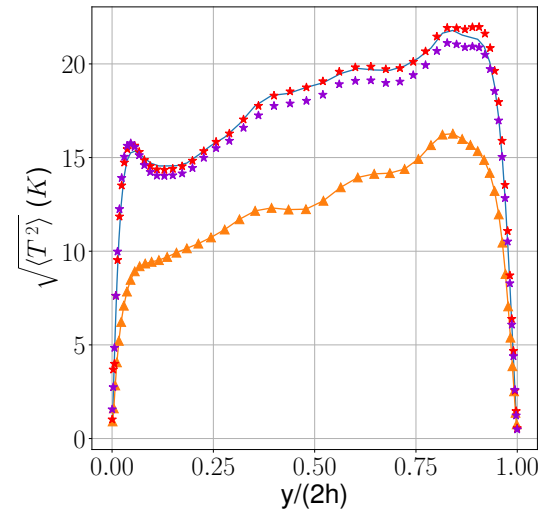


Figure 3: RMS temperature profiles of T^f , \bar{T}^f , T_r scale sim coarse, and T_r scale sim fine

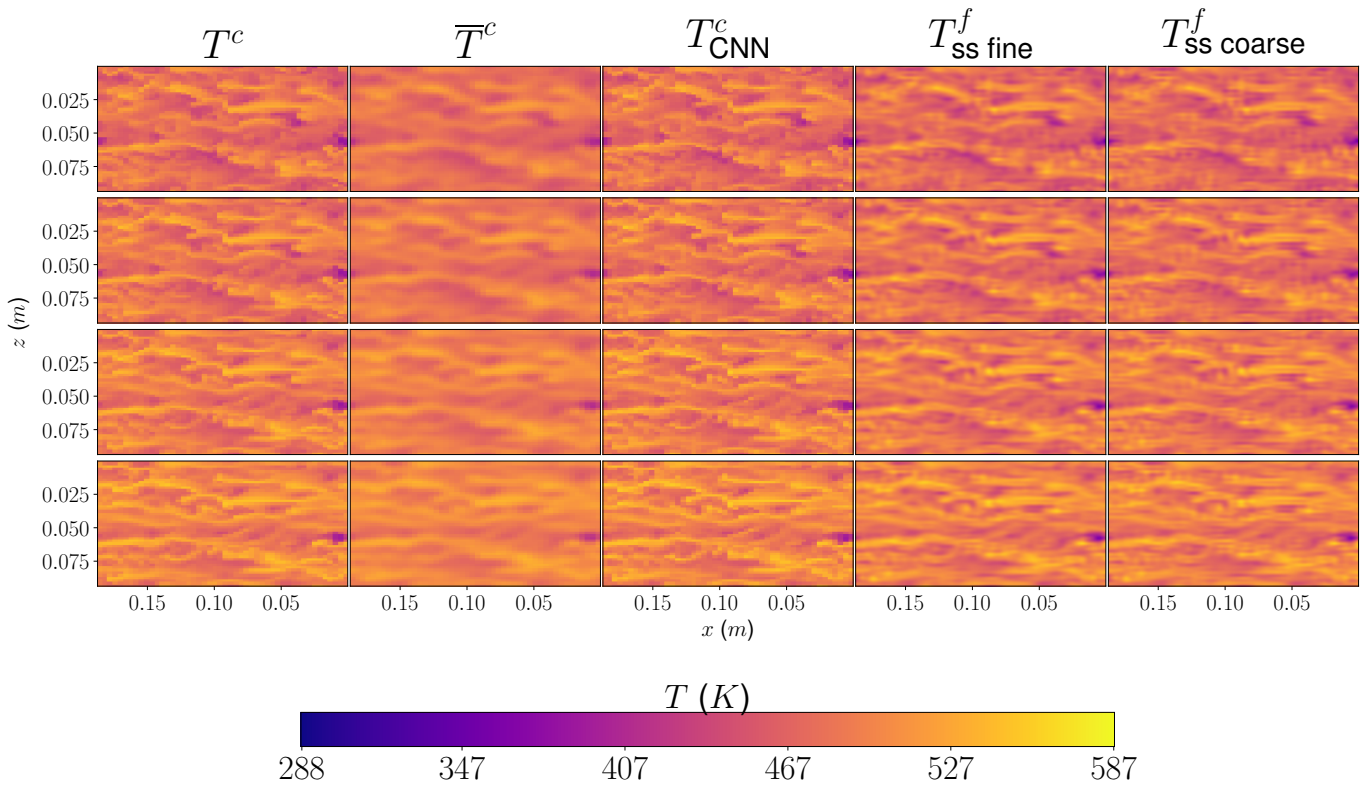


Figure 4: Qualitative assessment of reconstruction with T^c , \bar{T}^c , T_r^c neural network, T_r^f scale sim fine, and T_r^f scale sim coarse

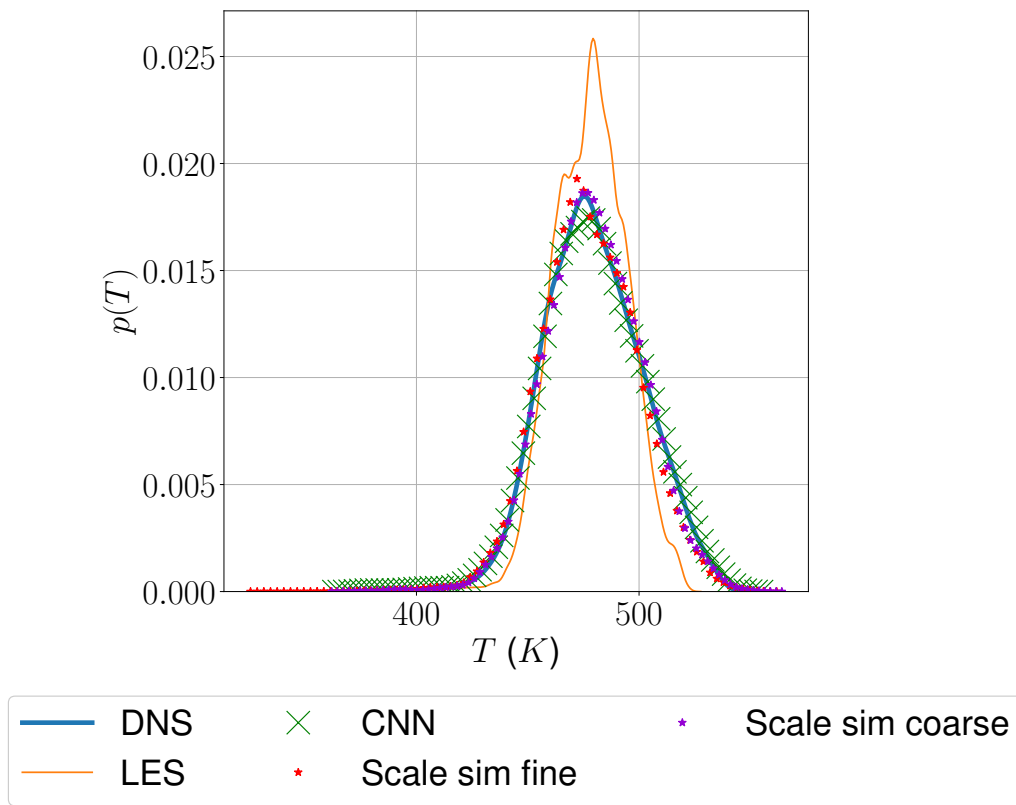


Figure 5: PDF of T^c , \overline{T}^c , T_r^c neural network, T_r^f scale sim fine, and T_r^f scale sim coarse

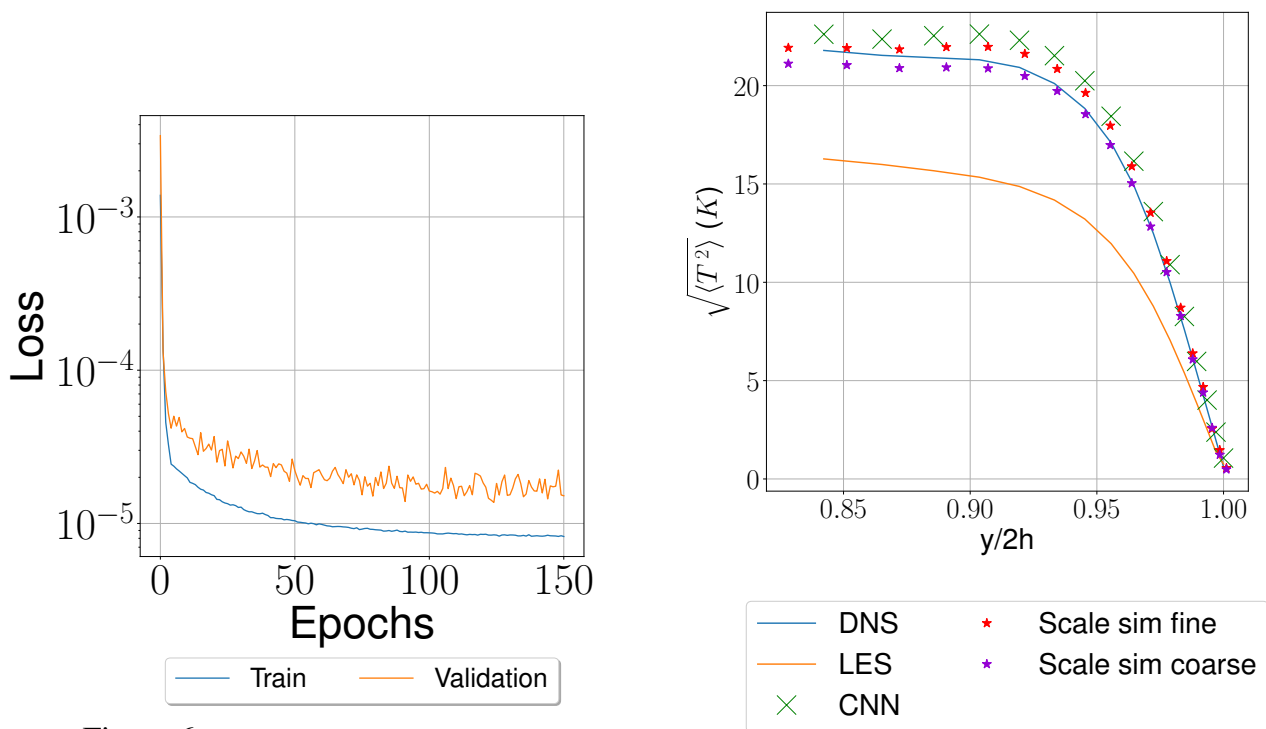


Figure 6: Normalized training loss

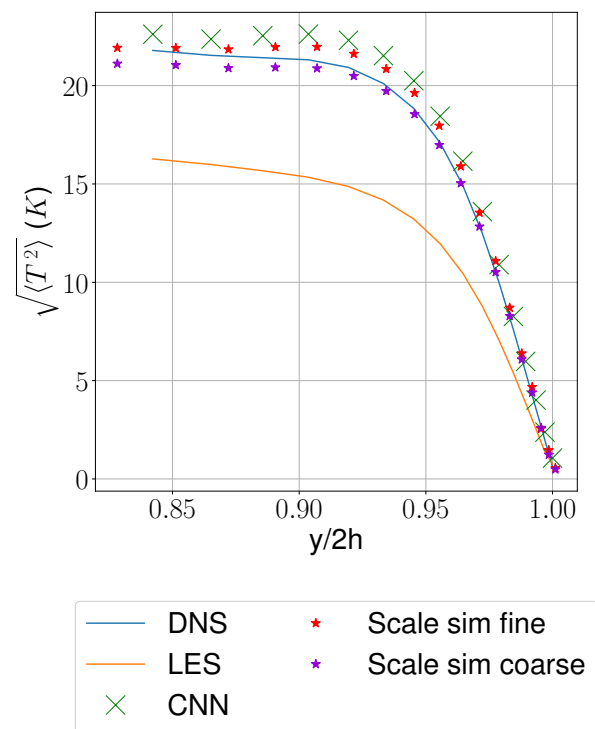


Figure 7: RMS profile with T^c , \overline{T}^c , T_r^c neural network, T_r^f scale sim fine, and T_r^f scale sim coarse

References

- [1] 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*, 145:105999, 2019. ISSN 1290-0729. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2019.105999>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1290072918306719>.
- [2] 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.
- [3] M. Bode, M. Gauding, K. Kleinheinz, and H. Pitsch. Deep learning at scale for subgrid modeling in turbulent flows, 2019. URL <https://arxiv.org/abs/1910.00928>.
- [4] K. Fukami, K. Fukagata, and K. Taira. Machine-learning-based spatio-temporal super resolution reconstruction of turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 909:A9, 2021. doi: 10.1017/jfm.2020.948.
- [5] H. Kim, J. Kim, S. Won, and C. Lee. Unsupervised deep learning for super-resolution reconstruction of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 910:A29, 2021. doi: 10.1017/jfm.2020.1028.
- [6] C. J. Lapeyre, A. Misdariis, N. Cazard, D. Veynante, and T. Poinso. Training convolutional neural networks to estimate turbulent sub-grid scale reaction rates. *Combustion and Flame*, 203:255–264, May 2019. doi: 10.1016/j.combustflame.2019.02.019. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02072920>.
- [7] S. Stolz and N.A. Adams. An approximate deconvolution procedure for large-eddy simulation. *Phys. Fluids*, 11(7):1699–1701, 1999.
- [8] D. Dupuy, A. Toutant, and F. Bataille. Study of the large-eddy simulation subgrid terms of a low Mach number anisothermal channel flow. *International Journal of Thermal Sciences*, 135:221–234, 2019. ISSN 1290-0729.
- [9] R von Kaenel, N.A Adams, L Kleiser, and J.B Vos. The approximate deconvolution model for large-eddy simulation of compressible flows with finite volume schemes. *J. Fluids Engng*, 125:375–381, 2003.
- [10] R. von Kaenel, N.A. Adams, L. Kleiser, and J.B. Vos. Effect of artificial dissipation on large-eddy simulation with deconvolution modeling. *AIAA J*, 41(8):1606–1609, 2003.
- [11] D. P. Kingma and J. Ba. Adam: A method for stochastic optimization. *arXiv preprint arXiv:1412.6980*, 2014.

Modélisation du transfert thermique couplé conducto-radiatif instationnaire dans un mur 1D semi-transparent gris par des techniques stochastiques

Loïc SEYER^{1*}, Franck ENGUEHARD², Denis ROCHAIS¹

¹ Commissariat à l’Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) / Le Ripault, BP 16, F-37260 Monts, France

² Institut Pprime, CNRS, Université de Poitiers, ISAE-ENSMA, F-86962 Futuroscope Chasseneuil, France

*(auteur correspondant : seyer.loic@gmail.com)

Résumé

Deux approches de résolution du transfert de chaleur instationnaire couplé conducto-radiatif dans un milieu semi-transparent homogène gris, à géométrie 1D, et soumis à des conditions aux limites de Dirichlet sont présentées. La première suit une méthode classique déterministe et sert de référence à la seconde. Cette dernière, purement stochastique, représente une nouveauté en associant la méthode des marcheurs Browniens pour modéliser le transfert par conduction, et une méthode de lancer de rayons pour le transfert par rayonnement. Un excellent accord est obtenu entre les deux approches.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
C_p	capacité thermique massique, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	β	coefficient d’extinction, m^{-1}
δt	pas de temps, s	δh	enthalpie élémentaire, J
δx	pas d’espace, m	θ	angle zénithal d’émission
E	épaisseur optique	κ	coefficient d’absorption, m^{-1}
e	épaisseur du mur, m	λ	conductivité thermique, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
g	paramètre de la fonction de phase de Henyey-Greenstein	Λ	matrice des résultats du lancer de rayons
L	luminance totale, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	μ	$\cos\theta$
l	longueur d’extinction, m	Π	fonction de phase de diffusion
M	nombre de marcheurs	ρ	masse volumique, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
n	indice de réfraction	σ	coefficient de diffusion, m^{-1}
N_r	rayons lancés par cellule ou surface	σ_{SB}	constante de Stefan-Boltzmann, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$
N_t	nombre de pas de temps	φ	flux surfacique, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
N_x	nombre de pas d’espace ou de voxels	ϕ	angle azimutal d’émission
\mathbb{P}	probabilité	ω	albédo de diffusion
P	puissance surfacique radiative, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	<i>Indices et exposants</i>	
Pl	nombre de Planck	*	adimensionné
p^R	puissance volumique radiative, $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$	<i>abs</i>	absorbé
r	nombre aléatoire	<i>c</i>	caractéristique
S	terme source de l’ETR, $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$	<i>emi</i>	émis
T	température, K	<i>f</i>	final
T_0	température imposée en $x = 0$, K	<i>i, j</i>	indices spatial et directionnel
T_e	température imposée en $x = e$, K	<i>N</i>	loi normale centrée réduite
t	temps, s	<i>r, rh</i>	référence, référence de l’enthalpie
V_v	volume d’un voxel, m^3	<i>S, V</i>	en surface, en volume
x	position suivant l’axe 1D, m	<i>U</i>	loi uniforme sur $[0,1]$

1. Introduction

Les matériaux de type céramiques poreux présentent de nombreuses applications en tant qu'isolants à hautes températures. Dans l'aérospatial ou les nouvelles technologies pour l'énergie, les besoins de caractérisation et de modélisation du comportement de ces matériaux sont croissants et de plus en plus exigeants [1-4]. En particulier, les matériaux de structures 3D complexes, hétérogènes, semi-transparents et portés à haute température atteignent les limites des modèles classiques déterministes instationnaires, car les besoins en mémoire vive deviennent très importants, et les maillages des structures poreuses très complexes [5].

Pour contourner ces difficultés, on cherche à développer une méthode purement stochastique. Ces méthodes présentent l'avantage de nécessiter bien moins de mémoire vive, au détriment d'un besoin en puissance de calcul souvent plus important lorsqu'on souhaite atteindre le régime thermique asymptotique. Des méthodes hybrides, couplant des résolutions stochastique et déterministe, ont été proposées dans la littérature [6]. Certaines méthodes purement stochastiques existent, comme celles associées au projet Stardis [7], mais ces méthodes sont conçues pour des structures mathématiques 3D (et non voxélisées) et évaluent la température en des points et instants donnés (et non le transfert instationnaire complet).

Notre modèle stochastique repose sur le couplage de la méthode des marcheurs Browniens et d'une méthode de lancer de rayons. La première méthode a initialement été proposée dans les travaux de G. Vignoles [8-9] avant d'être approfondie par V. Gonneau [10-11]. La méthode discrétise l'enthalpie des voxels en quanta d'énergie appelés marcheurs Browniens, dont le déplacement représente le transfert de chaleur conductif. La seconde méthode repose sur l'analyse des trajectoires de rayons au sein du milieu, et permet ainsi d'évaluer le transfert radiatif pour un profil de température donné. Cette méthode de lancer de rayons reprend celle approfondie dans la thèse de Y. Dauvois [12]. De plus, pour éviter l'étape de maillage, souvent complexe, on fait le choix de travailler sur des structures numériques voxélisées, directement accessibles par tomographie.

Dans cet article, notre objectif principal est de valider notre concept ; nous nous plaçons donc dans un cas simple de mur (1D) homogène semi-transparent gris. Nous décrivons d'abord le modèle déterministe, puis nous présentons notre modèle stochastique. Enfin, la comparaison des résultats obtenus sur un cas test permettra de valider les deux approches.

2. Modèle déterministe

Notre milieu d'étude est un mur (1D) homogène semi-transparent gris borné par deux surfaces noires à températures imposées. Le milieu est initialement à la température uniforme T_e ; et à partir de l'instant $t = 0$, les conditions aux limites de surfaces noires, de températures T_0 en $x = 0$ et T_e en $x = e$, sont imposées.

Pour résoudre le transfert conducto-radiatif par une méthode déterministe, il faut coupler la résolution de l'équation du transfert radiatif (ETR) à celle du bilan d'énergie.

2.1. Équation du transfert radiatif

Etant donné les hypothèses ci-dessus, l'ETR instationnaire et intégrée en fréquence s'écrit :

$$\mu \frac{\partial L(x, \mu, t)}{\partial x} + \beta L(x, \mu, t) = \frac{\kappa n^2 \sigma_{SB} T(x, t)^4}{\pi} + \frac{\sigma}{4\pi} \int_{-1}^1 L(x, \mu', t) \Pi(\mu, \mu') d\mu' \quad (1)$$

et les conditions aux limites de surfaces noires sont :

$$L(x = 0, \mu > 0, t) = \frac{n^2 \sigma_{SB} T_0^4}{\pi} \quad ; \quad L(x = e, \mu < 0, t) = \frac{n^2 \sigma_{SB} T_e^4}{\pi} \quad (2)$$

On introduit le terme source $S(x, \mu, t)$ égal à la partie droite de l'équation (1). On discrétise l'intervalle spatial $0 \leq x \leq e$ en N_x cellules de largeurs identiques δx , et l'intervalle directionnel $-1 \leq \mu \leq 1$ selon une quadrature classique de Lobatto à 96 points (2×48) [13]. L'application de la méthode des différences finies à l'ETR à un instant t fixé aboutit aux expressions suivantes de la luminance totale $L_{i,j}$ (i étant l'indice de la cellule et j celui de la direction) :

$$L_{i,j} = \frac{S_{i+1,j} + S_{i,j} - (\beta + 2\mu_j/\delta x)L_{i+1,j}}{\beta - 2\mu_j/\delta x} \quad \text{lorsque } \mu_j < 0 \quad (3)$$

$$L_{i,j} = \frac{S_{i,j} + S_{i-1,j} - (\beta - 2\mu_j/\delta x)L_{i-1,j}}{\beta + 2\mu_j/\delta x} \quad \text{lorsque } \mu_j > 0 \quad (4)$$

La fonction de phase $\Pi(\mu, \mu')$ est prise égale à celle issue de la fonction de Henyey-Greenstein de paramètre $g \in [-1, 1]$. Les équations (3-4) permettent de calculer le champ de luminance $L_{i,j}$ connaissant le champ de source $S_{i,j}$. Par ailleurs, le champ $S_{i,j}$ peut être calculé sur la base de son expression en fonction du champ $L_{i,j}$. On procède donc par itérations jusqu'à convergence des champs $L_{i,j}$ et $S_{i,j}$.

2.2. Bilan d'énergie

Dans notre problème, le bilan d'énergie s'écrit :

$$\rho C_p \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + p^R(x, t) \quad (5)$$

et les conditions initiale et aux limites sont :

$$T(x, t < 0) = T_e \quad ; \quad T(x = 0, t \geq 0) = T_0 \quad ; \quad T(x = e, t \geq 0) = T_e \quad (6)$$

Dans l'équation (5), le terme $p^R(x, t)$ représente la puissance volumique radiative, qui a ici pour expression :

$$p^R(x, t) = \kappa \left(2\pi \int_{-1}^1 L(x, \mu, t) d\mu - 4n^2 \sigma_{SB} T(x, t)^4 \right) \quad (7)$$

et dont l'intégrale en μ est calculée encore une fois à l'aide de la quadrature de Lobatto [13].

En appliquant la méthode des différences finies de manière très classique selon un schéma implicite, on est capable, par résolution d'un système linéaire, d'obtenir le champ de température T_i à un instant t fixé en fonction du champ de puissance volumique p_i^R . L'obtention des champs T_i , $L_{i,j}$, $S_{i,j}$ et p_i^R à un instant t fixé résulte donc d'itérations entre résolutions de l'ETR et du bilan d'énergie.

3. Modèle stochastique

De même que pour le modèle déterministe, on prend en compte l'apport du transfert radiatif dans le bilan d'énergie sous forme d'un terme de puissance volumique radiative. Ce dernier est calculé dans chaque voxel via la méthode de lancer de rayons, laquelle se base sur le profil de

température au pas de temps précédent. Le profil de température est quant à lui obtenu par la méthode des marcheurs Browniens dans laquelle on prend en compte l'apport de la puissance volumique radiative.

3.1. Lancer de rayons

Le mur semi-transparent est discrétisé en N_x cellules, auxquelles on ajoute les deux surfaces noires aux extrémités. La puissance volumique radiative dans la cellule i a pour expression :

$$p_i^R = \frac{P_i^{abs} - P_i^{emi}}{\delta x} \quad (8)$$

où P_i^{abs} et P_i^{emi} sont les puissances radiatives absorbée et émise par unité de surface de la cellule i . Pour une cellule du milieu semi-transparent, i.e. pour $1 \leq i \leq N_x$, le terme P_i^{emi} a pour expression :

$$P_i^{emi} = 4\kappa n^2 \sigma_{SB} T_i^4 \delta x \quad (9)$$

tandis qu'aux deux extrémités (surfaces noires), i.e. pour $i = 0$ ou $i = N_x + 1$, P_i^{emi} vaut :

$$P_0^{emi} = n^2 \sigma_{SB} T_0^4 ; P_{N_x+1}^{emi} = n^2 \sigma_{SB} T_e^4 \quad (10)$$

Enfin, la puissance radiative absorbée par la cellule i P_i^{abs} s'exprime aisément si on introduit la matrice de probabilités conditionnelles $\Lambda_{i,i'}$ définie par :

$$\Lambda_{i,i'} = \mathbb{P}(\text{rayon absorbé par la cellule } i' \mid \text{rayon émis par la cellule } i) \quad (11)$$

avec $0 \leq i, i' \leq N_x + 1$ et où la notation $\mathbb{P}(A \mid B)$ signifie « probabilité conditionnelle de l'événement A sachant l'événement B ». P_i^{abs} s'exprime alors en fonction des puissances radiatives émises $P_{i'}^{emi}$ de la manière suivante :

$$P_i^{abs} = \sum_{i'=0}^{N_x+1} P_{i'}^{emi} \Lambda_{i',i} \quad (12)$$

Pour déterminer la matrice $\Lambda_{i,i'}$, on effectue un lancer de rayons suivant la méthode décrite dans les travaux de Y. Dauvois [12]. Un grand nombre de rayons sont lancés depuis les N_x voxels et les deux surfaces noires. On les suit depuis leur émission jusqu'à leur absorption. Même si on ne retiendra que la position d'absorption x suivant l'axe 1D d'étude, les rayons se déplacent dans l'espace 3D entre les deux plans en $x = 0$ et $x = e$. Pour chaque rayon, on procède comme suit dans chaque voxel et dans chacune des deux surfaces noires :

1. Tirer un nombre aléatoire r_U dans la loi uniforme sur $[0,1]$ pour définir la position de départ dans le voxel (prendre $x = 0$ pour la surface noire de gauche, et $x = e$ pour celle de droite).
2. Tirer un nombre aléatoire r_U pour définir le cosinus de l'angle zénithal d'émission $\mu = \cos\theta$ ($\theta \in [0, \pi]$ pour l'émission depuis un voxel, $\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$ pour la surface noire de gauche, et $\theta \in [\frac{\pi}{2}, \pi]$ pour la surface noire de droite).
3. Tirer un nombre aléatoire r_U pour définir l'angle azimutal d'émission $\phi \in [0, 2\pi]$.

4. Dans les milieux semi-transparents Beeriens, la fonction de répartition des longueurs d'extinction l a pour expression $(1 - \exp(-\beta l))$; par conséquent, une longueur d'extinction l s'obtient en tirant un nombre aléatoire r_U puis en résolvant l'équation $r_U = 1 - \exp(-\beta l)$ [14].
5. Si le rayon ainsi émis atteint une surface noire, il est absorbé.
6. Sinon, le devenir du rayon lors d'une extinction en volume se décide par comparaison d'un nombre aléatoire r_U à l'albédo de diffusion ω : si $r_U \geq \omega$, le rayon est absorbé ; sinon, il est diffusé. Dans ce dernier cas, le rayon prend une nouvelle direction de parcours qui est tirée aléatoirement sur la base de la fonction de phase de diffusion retenue pour le milieu semi-transparent.

La connaissance des cellules de départ et d'arrivée de tous les rayons ainsi lancés permet de calculer la matrice de probabilités conditionnelles $\Lambda_{i,i'}$ et ensuite les puissances volumiques radiatives p_i^R pour un champ de température donné via les équations (8-10) et (12).

3.2. Marcheurs Browniens

La méthode des marcheurs Browniens a été principalement développée dans les travaux de V. Gonneau [10-11]. Elle consiste à discrétiser l'enthalpie H contenue dans un voxel de volume V_v à la température uniforme T_c en un grand nombre M_r de quanta d'énergie appelés marcheurs Browniens. L'enthalpie élémentaire δh portée par chaque marcheur est donc :

$$\delta h = \frac{H}{M_r} = \frac{\rho C_p V_v (T_c - T_{rh})}{M_r} \quad (13)$$

où T_{rh} désigne la température de référence de l'enthalpie (T_{rh} est donc telle que $H(T_{rh}) = 0$).

Le déplacement des marcheurs suit le schéma d'Itô-Taylor permettant de décrire des phénomènes de diffusion stochastique. Ainsi, le déplacement Dx d'un marcheur pendant un pas de temps δt dépend de la diffusivité thermique du matériau a et du tirage d'un nombre aléatoire r_N dans la loi normale centrée réduite :

$$Dx = r_N \sqrt{2a\delta t} \quad (14)$$

Connaissant le nombre de marcheurs M_i présents dans un voxel i à un instant t donné, on peut immédiatement déduire la température T_i de ce voxel à cet instant via l'expression :

$$T_i = T_{rh} + \frac{M_i}{M_r} (T_c - T_{rh}) \quad (15)$$

Enfin, pour simuler notre problème, il faut que la procédure de marches Browniennes que nous employons puisse prendre en compte les conditions aux limites de Dirichlet ainsi qu'une puissance volumique radiative. C'est l'objet des sections 3.2.1. et 3.2.2. qui suivent.

3.2.1. Prise en compte d'une condition à la limite de Dirichlet avec les marcheurs Browniens

On a discrétisé le milieu 1D en N_x voxels. Par ailleurs, on considère que les deux surfaces noires sont infiniment fines, de sorte qu'aucun volume ne peut y être défini. On ne peut donc pas non plus considérer de marcheurs Browniens dans ces surfaces. On fait donc le choix d'imposer les températures non pas aux frontières (i.e. aux abscisses $x = 0$ et $x = e$) mais au niveau du premier voxel (adjacent à la surface noire en $x = 0$) et du dernier voxel (adjacent à la surface noire en $x = e$). Ainsi, la régulation de la température ne se fait pas exactement aux surfaces mais dans les deux voxels frontières.

Afin d'illustrer la méthode de régulation que nous appliquons, supposons qu'à la fin d'une procédure de déplacement des marcheurs entre deux instants successifs t et $(t + \delta t)$, il manque un certain nombre de marcheurs dans le voxel à température imposée. Afin de combler ce manque, il va falloir injecter, entre t et $(t + \delta t)$, un flux thermique supplémentaire (et inconnu), autrement dit un nombre (inconnu) de marcheurs supplémentaires, par la face du voxel en contact avec la surface noire. Ces marcheurs seront donc injectés à des instants aléatoires entre t et $(t + \delta t)$, i.e. à des instants $t_U = t + r_U \delta t$ où r_U désigne un nombre aléatoire tiré dans la loi uniforme sur $[0,1]$; et une fois injectés, ils devront faire une marche aléatoire dans le milieu pendant la durée restante, soit $t + \delta t - t_U = (1 - r_U) \delta t$. On va donc leur imposer un déplacement Dx égal à :

$$Dx = r_N \sqrt{2a(1 - r_U) \delta t} \quad (16)$$

Certains marcheurs finiront leur marche dans le voxel où on les a injectés, tandis que d'autres échoueront dans des voxels plus éloignés. Il faudra donc répéter cette procédure d'injection tant que le nombre de marcheurs manquants dans le voxel à température imposée n'est pas comblé.

Il faut noter que cette procédure fonctionne aussi lorsque le nombre de marcheurs dans le voxel à température imposée est trop élevé. Dans cette situation, il faut injecter des marcheurs « négatifs », i.e. portant l'enthalpie élémentaire $(-\delta h)$.

3.2.2. Prise en compte d'une puissance volumique radiative avec les marcheurs Browniens

Cette procédure est détaillée dans la thèse de V. Gonneau [10].

Supposons qu'on doive prendre en compte une puissance volumique radiative p_i^R dans le voxel i . A cette puissance volumique peut être associée une quantité d'enthalpie à injecter entre deux instants successifs t et $(t + \delta t)$, et donc un nombre de marcheurs $M_{p^R,i}$:

$$M_{p^R,i} = \frac{p_i^R V_v \delta t}{\delta h} \quad (17)$$

Cette injection est répartie uniformément au cours du pas de temps et dans le voxel, ce qui s'effectue par deux tirages aléatoires dans la loi uniforme.

4. Résultats

Pour nos calculs, on adimensionne les équations :

- Les abscisses x et les instants t sont adimensionnés de manière classique : $x^* = x/e$ et $t^* = at/e^2$;
- Les températures sont adimensionnées par la température de référence $T_r = T_0$: $T^* = T/T_r$;
- Les flux surfaciques et luminances sont adimensionnés par la même grandeur de référence $\varphi_r = L_r = n^2 \sigma_{SB} T_r^4 / \pi$: $\varphi^* = \varphi / \varphi_r$ et $L^* = L / L_r$;
- Les puissances volumiques radiatives sont adimensionnées par la puissance volumique de référence $p_r = L_r / e$: $p^{R*} = p^R / p_r$.

L'adimensionnement fait apparaître deux nombres sans dimension qui fixent la physique du problème : d'une part l'épaisseur optique $E = \beta e$, et d'autre part le nombre de Planck Pl qui a pour expression $Pl = \lambda \beta / n^2 \sigma_{SB} T_r^3$.

Les paramètres choisis pour nos simulations sont renseignés dans le tableau 1. On choisit volontairement une configuration délicate pour mettre à l'épreuve nos modèles. En particulier,

le milieu est absorbant et diffusant, la diffusion est très fortement anisotrope, et le transfert radiatif domine largement le transfert conductif. Les résultats des deux approches sont comparés sur les figures 1 et 2.

Paramètres	Valeurs (sans unités)	Descriptions
N_t	100	Nombre de pas de temps
N_x	100	Nombre de pas d'espace (ou de voxels)
M_r	1e5	Nombre de marcheurs de référence
N_r	1e5	Nombre de rayons lancés par cellule et par surface noire
t_f^*	0.125	Temps final adimensionné
T_e^*	0.5	Température adimensionnée de la surface noire en $x = e$
E	1	Épaisseur optique
Pl	0.1	Nombre de Planck
ω	0.5	Albédo de diffusion
g	0.9	Paramètre de la fonction de phase de Henyey-Greenstein

Tableau 1 : Paramètres du cas traité par les méthodes déterministe et stochastique. Les paramètres M_r et N_r ne concernent que la méthode stochastique ; tous les autres sont communs aux deux méthodes.

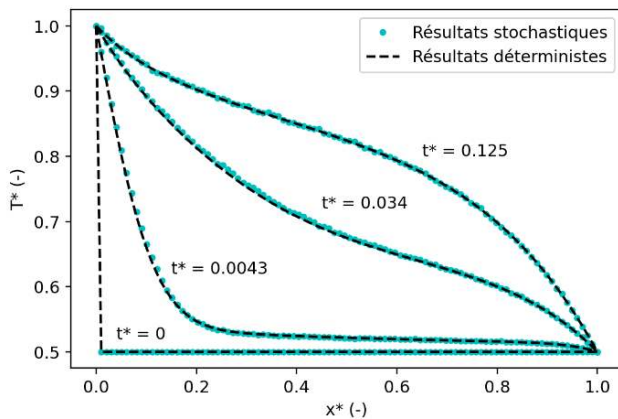


Figure 1 : Profils de température adimensionnée à différents instants t^* .

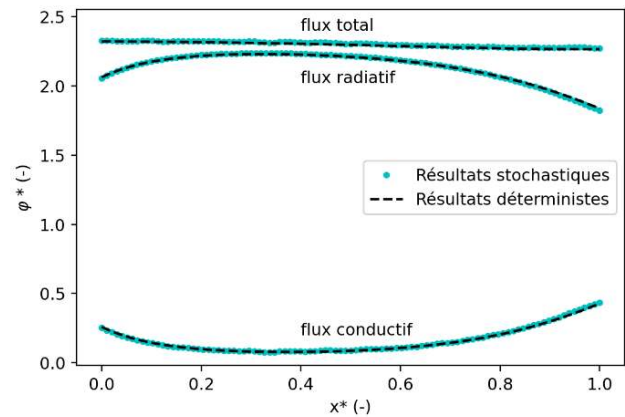


Figure 2 : Profils de flux conductif, radiatif et total adimensionnés à l'instant $t^* = 0.125$.

On observe un excellent accord entre les deux méthodes, ce qui valide notre modèle stochastique. Le tracé des flux à $t^* = t_f^*$ à la figure 2 permet d'observer que le flux total est constant selon x , preuve que le régime thermique asymptotique est atteint à cet instant. Le programme stochastique termine le calcul en 21 secondes (1 seconde pour le lancer de rayons, 20 secondes pour la méthode des marcheurs Browniens) sur 8 processeurs et nécessite 31 Mo de mémoire vive, contre 10 secondes et 90 Mo de mémoire vive pour la méthode déterministe sans parallélisation. Ces écarts devraient se creuser très sensiblement lors du passage à des structures 3D. Il faut cependant noter que la méthode stochastique est particulièrement facile à paralléliser, contrairement à la méthode déterministe, ce qui constitue un très gros avantage de la méthode stochastique pour le passage au 3D.

5. Conclusion

Deux méthodes fondamentalement différentes ont été développées pour la résolution du couplage conducto-radiatif instationnaire dans un milieu semi-transparent 1D homogène, gris,

et borné par deux surfaces noires : la première, déterministe, servant de référence, et la deuxième où les deux phénomènes de transfert sont traités de manière totalement stochastique. Leur comparaison sur un cas où le transfert radiatif est dominant, le milieu est absorbant et diffusant, et la diffusion est très fortement anisotrope, a permis de valider cette nouvelle approche. Cependant, l'application à ce cas académique (milieu homogène et géométrie 1D) reste une preuve de concept. Le modèle stochastique prendra tout son sens lors du passage à des structures 3D hétérogènes. Pour cela, la principale difficulté qu'il reste à résoudre est le comportement d'un marcheur Brownien à l'interface de deux constituants, qui pose problème dans le cas de forts contrastes de propriétés thermophysiques [11].

Références

- [1] J. Ramousse, S. Didierjean, O. Lottin, D. Maillet, Estimation of the effective thermal conductivity of carbon felts used as PEMFC Gas Diffusion Layers, *Int. J. Therm. Sci.* 47 (2008), 1-6.
- [2] A. Kribus, Y. Gray, M. Grijnevich, G. Mittelman, S. Mey-Cloutier, C. Cal, The promise and challenge of solar volumetric absorbers, *Sol. Energy* 110 (2014), 463-481.
- [3] A. Ortona, D. Trimis, V. Uhlig, R. Eder, S. Gianella, P. Fino, G. D'Amico, E. Boulet, C. Chazelas, T. Grämer, E. Cresci, J.G. Wüning, H. Altena, F. Beneke, M. Debier, SiSiC heat exchangers for recuperative gas burners with highly structured surface elements, *Int. J. Appl. Ceram. Technol.* 11 (2014), 927-937.
- [4] L. Ferrari, M. Barbato, B. Esser, I. Petkov, M. Kuhn, S. Gianella, J. Barcena, C. Jimenez, D. Francesconi, V. Liedtke, A. Ortona, Sandwich structured ceramic matrix composites with periodic cellular ceramic cores: an active cooled thermal protection for space vehicles, *Compos. Struct.* 154 (2016), 61-68.
- [5] M.A. Badri, P. Jolivet, B. Rousseau, Y. Favennec, High performance computation of radiative transfer equation using the finite element method, *J. Comput. Phys.* 360 (2018), 74-92.
- [6] S. Haussener, P. Coray, W. Lipinski, P. Wyss, A. Steinfeld, Tomography-based heat and mass transfer characterization of reticulate porous ceramics for high-temperature processing, *ASME J. Heat Transf.* 132 (2010), 023305.
- [7] L. Penazzi, S. Blanco, C. Caliot, C. Coustet, M. El Hafi, R. Fournier, J. Gautrais, M. Sans, Stardis: propagator evaluation for coupled heat transfer in large geometric models, *HAL Open Science* (2022).
- [8] G.L. Vignoles, W. Ros, I. Szelengowicz, C. Germain, A Brownian motion algorithm for two-scale modeling of chemical vapor infiltration, *Comp. Mater. Sci.* 50 (2011), 1871-1878.
- [9] G.L. Vignoles, A hybrid random walk method for the simulation of coupled conduction and linearized radiation transfer at local scale in porous media with opaque solid phases, *Int. J. Heat Mass Tran.* 93 (2015), 707-719.
- [10] V. Gonneau, Modélisation du transfert thermique par marcheurs Browniens dans des milieux hétérogènes, manuscrit de thèse (Université Paris-Saclay, 2020).
- [11] V. Gonneau, D. Rochais, F. Enguehard, Modelling of heat transfer within heterogeneous media by Brownian walkers, *Int. J. Heat Mass Tran.* 184 (2022), 122261.
- [12] Y. Dauvois, Modélisation du transfert thermique couplé conductif et radiatif au sein de milieux fibreux portés à haute température, manuscrit de thèse, (Université Paris-Saclay, 2016).
- [13] H. H. Michels, Abscissas and Weight Coefficients for Lobatto Quadrature, *Journal Storage*, 17-83 (1963), 237-244.
- [14] M. Tancrez, J. Taine, Direct identification of absorption and scattering coefficients and phase function of a porous medium by a Monte Carlo technique, *Int. J. Heat Mass Tran.* 47 (2) (2004) 373-383.

SIMULATION D'UN ECOULEMENT DISPERSÉ VAPEUR/GOUTTES DANS UN TUBE VERTICAL, COMPARAISON DE DIFFÉRENTS MODÈLES DE TRANSFERT GOUTTE/PAROÏ

Juan Esteban LUNA VALENCIA^{1,2*}, Arthur V.S OLIVEIRA³ Alexandre LABERGUE¹, Tony GLANTZ², Michel GRADECK¹

¹Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000, Nancy, France

² IRSN, BP 3, 13115 Saint Paul-lez-Durance

³ Département de Génie Mécanique, École d'Ingénierie de São Carlos, Université de São Paulo, São Carlos (SP), Brésil

*(auteur correspondant : lunavale1@univ-lorraine.fr)

Résumé - Lors d'un accident hypothétique de perte de réfrigérant dans le circuit primaire d'un réacteur nucléaire REP (APRP), un écoulement vapeur avec gouttes dispersées est formé en aval du front de trempe, contribuant au refroidissement des assemblages. A des fins de validation de modèles, une boucle appelée COLIBRI a été développée, afin de mesurer le flux thermique extrait par un écoulement de vapeur et de gouttes typique d'un APRP dans un tube sous-canal représentatif. Également, le code mécaniste NECTAR a été créé afin de calculer le flux de chaleur extrait par l'écoulement vapeur/gouttes pour une configuration identique à celle de COLIBRI. Cet article compare les résultats de NECTAR et de COLIBRI en faisant varier la corrélation utilisée pour l'estimation de l'énergie transférée par une goutte lors de son impact.

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	ϕ	Flux thermique, W
f	Coefficient de frottement	φ	Densité de flux thermique, W/m ²
$F_{r,ij}$	Facteur de corps gris entre les phases i et j	ρ	Densité massique, kg/m ³
g	Accélération de la pesanteur, m/s ²	α	Fraction volumique
h	Enthalpie, kJ/kg	ϵ	Emissivité
h_{fg}	Enthalpie latente de vaporisation, kJ/kg	σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann, W/m ² K ⁴
h_i	Coefficient de convection par impact, W/m ² K	σ	Écart type
L	Longueur du tube, m	μ	Espérance
m	Masse, kg	τ_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
re	Rayon d'étalement d'une goutte	i	Impact
S	Surface, m ²	int	Interne
S_T	Aire de la section transversale d'un sous-canal, m ²	p	Paroi
T	Température, K	r	Rayonnement
u	Vitesse, m/s	sat	Saturation
		v	Vapeur

1. Introduction

Lors d'un hypothétique accident de perte de réfrigérant primaire dans un réacteur à eau pressurisée, de l'eau froide est injectée dans le cœur par le bas afin de refroidir les assemblages combustibles et de limiter les conséquences, un processus connu sous le nom de renoyage. En bas des assemblages, le refroidissement des crayons s'effectue par contact direct de l'eau (en régime d'ébullition nucléée). En aval du front de trempe, la vapeur est formée en raison du contact de l'eau avec les crayons à haute température entraîne des gouttes formant un écoulement dispersé. Dans cette zone avale, le transfert de chaleur entre l'écoulement et la paroi se réalise en régime d'ébullition en film, avec des impacts de gouttes vers la paroi. Finalement, une fois les gouttes toutes évaporées, le transfert de chaleur se fait majoritairement par convection entre la vapeur et la paroi.

Le transfert de chaleur dans le régime d'ébullition nucléée est beaucoup plus élevé que dans le régime d'ébullition en film, de sorte que la température maximale des crayons est atteinte dans la zone de ce deuxième régime. Par conséquent, la caractérisation des transferts de chaleur et du refroidissement est d'une grande importance pour la sûreté nucléaire afin de prédire correctement la température maximal atteint par les assemblages. Cependant, cet écoulement est complexe, car il existe des interactions physiques multiples entre les phases et entre les phases et la paroi. Des modèles ont été développés et doivent être évalués, surtout le modèle d'impact de gouttes.

Différentes expériences ont été réalisées afin d'évaluer le refroidissement des assemblages combustibles pendant un APRP [1]. Cependant, ces expériences se sont concentrées sur la caractérisation de l'évolution de la température de la paroi sans caractériser précisément les paramètres thermo-hydrauliques de l'écoulement de la vapeur et des gouttes. Cela a limité l'extrapolation des résultats à d'autres configurations. C'est pourquoi le banc expérimental COLIBRI¹ a été développé pour caractériser le transfert thermique d'un flux de vapeur et de gouttes à l'échelle d'un sous-canal dans des conditions thermo-hydrauliques typiques d'un APRP [2]. Une des caractéristiques de COLIBRI est qu'elle utilise des techniques laser pour déterminer la distribution en taille et en vitesse des gouttes. Les autres principaux paramètres thermo-hydrauliques de la vapeur et des gouttes (débit massique, pression et température) sont également mesurés.

De plus, un code appelé NECTAR², basé sur une approche mécaniste, a été développé afin de simuler l'ensemble des phénomènes thermo-hydrauliques se produisant dans la section d'essais. Ce code a été validé sur la base d'une première campagne expérimentale réalisée sur la boucle COLIBRI; un bon accord entre les résultats calcul/expérience ayant été obtenu [3]. Par ailleurs, le code NECTAR a clairement mis en évidence l'importance des gouttes dans le refroidissement des crayons car le flux de chaleur extrait par impact de gouttes pouvait représenter jusqu'à 10 % du flux de chaleur total extrait par l'écoulement diphasique. Pour ce calcul, le modèle proposé par Gradeck et al. [4] a été utilisé pour estimer le transfert de chaleur d'une goutte lors de l'impact et la corrélation de Hewitt et Govan [5] pour estimer le flux de gouttes impactant la paroi. Lors de cette première campagne, la fraction volumique des gouttelettes et le flux massique des gouttelettes étaient dans la plage basse des valeurs attendues lors d'un APRP ($\alpha_g = 10^{-4}$, $\dot{m}_g = 0,75$ kg/h). La boucle COLIBRI a donc été modifiée afin d'augmenter la fraction volumique des gouttes et le débit massique des gouttes ($\alpha_g = 2.10^{-3}$, $\dot{m}_g = 7,7$ kg/h). Le but de cet article est de comparer les résultats numériques obtenus avec NECTAR avec les

1. COLIBRI : COoLInG of Blockage Region Inside a PWR Reactor.

2. NECTAR : New Experimental Code for Thermal-hydraulic Analysis in a Representative geometry.

résultats expérimentaux en ce qui concerne le flux thermique total extrait à la paroi pour ces nouvelles conditions d'écoulement. D'autre part, différents modèles pour déterminer l'énergie extraite par l'impact d'une goutte sur une paroi (modèles de Breitenbach et al. [6], Gradeck et al. [4] et Lelong et al. [7]) ont été évalués avec le code NECTAR.

2. COLIBRI

COLIBRI est composé de trois parties principales (Fig. 1) :

- I. Élément en acier inoxydable où l'écoulement diphasique est formé. Cela se fait en injectant des gouttes à saturation dans un flux de vapeur surchauffée par deux systèmes indépendants. Cette partie se termine par une fenêtre en borosilicate où les mesures de vitesse et de distribution de gouttes sont effectuées par PDA³.
- II. Tube en forme de venturi en Inconel 625 (tube d'essai). Dans cette étude, un tube droit de 25.5 cm de longueur, 11.78 mm de diamètre interne et 0.57 mm d'épaisseur a été utilisé. Cet élément possède également deux brides en cuivre à ses extrémités, afin d'être chauffé par effet Joule.
- III. Élément en acier inoxydable qui connecte la section d'essai au réseau de condensation de la vapeur. Cet élément comporte aussi une fenêtre optique pour l'obtention des caractéristiques physiques de l'écoulement en aval de la section d'essais.

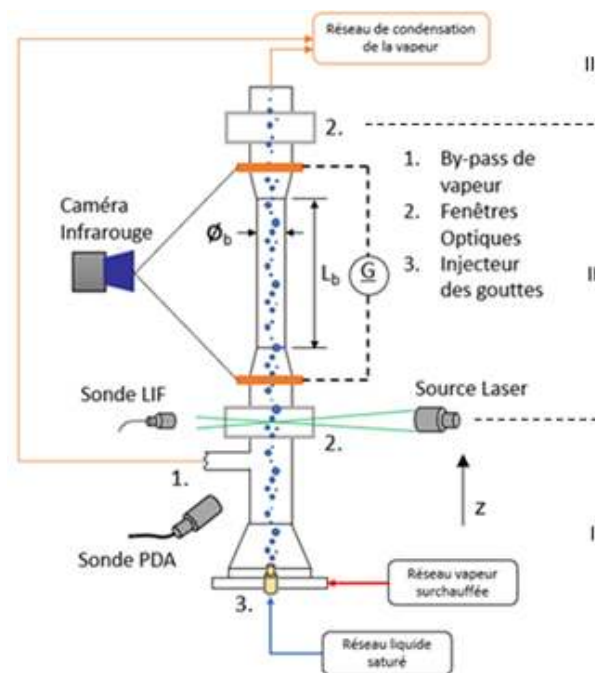


Figure 1 : Schéma de la section d'essai de la boucle COLIBRI.

Le Tableau 1 présente les paramètres thermo-hydrauliques de COLIBRI. La boucle COLIBRI est également équipée d'une caméra infrarouge afin de mesurer les variations spatio-temporelles de la température de la paroi externe du tube d'essai. Le flux de chaleur est estimé avec un bilan d'énergie sur la paroi du tube, selon le bilan suivant :

$$\Phi_{int}(z, t) = - \left(\frac{S \rho_p C p_p}{\pi d_{int}} \right) \frac{dT_p(z, t)}{dt} - \left(\frac{d_{ext}}{d_{int}} \right) \Phi_{pertes}(z, t) \quad (1)$$

3. PDA : Anémométrie par phase Doppler.

Paramètres	Gamme
Pression de la vapeur (absolu)	0.9 – 2 bar
Débit massique des gouttes	3 – 12 kg/h
Température des gouttes injectées	> 80 °C
Diamètres des gouttes injectées	5 – 700 μm
Débit massique de vapeur	2 – 8 kg/h
Température de la vapeur	100 °C – 500 °C
Fraction volumique des gouttes	10 ⁻⁴ – 7.10 ⁻³
Température initiale de la paroi	< 750 °C

Tableau 1 : Paramètres thermo-hydrauliques de la boucle COLIBRI

Où Φ_{pertes} correspond aux pertes par convection et rayonnement avec l'air environnant. Ce flux est estimé à partir d'une expérience sans écoulement interne (de relaxation). Les détails sur la technique de PDA, les incertitudes et la géométrie sont disponibles dans Peña Carrillo et al. [2].

3. Code NECTAR

NECTAR est un code 1D axial pour l'estimation du flux de chaleur extrait de la paroi par l'écoulement de vapeur avec des gouttes dispersées en régime d'ébullition en film. NECTAR est basé sur une approche mécaniste, de ce fait, le code estime de façon individuelle les différents mécanismes de transfert de chaleur et de masse entre la paroi, la vapeur et les gouttes représentés dans la Fig. 2.

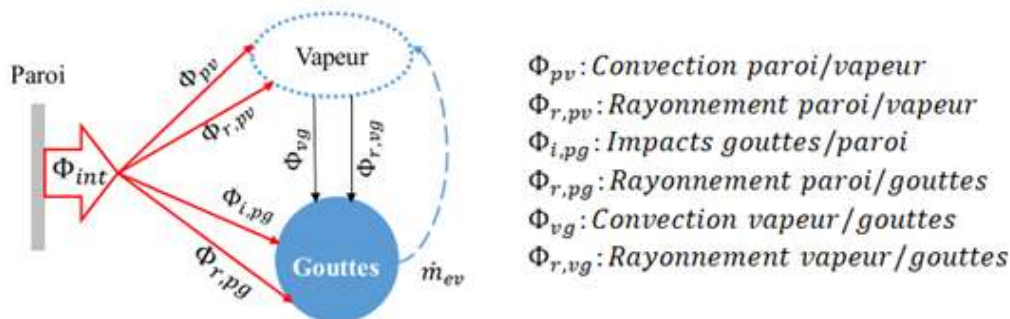


Figure 2 : Transferts thermiques et massique considérés dans NECTAR

Le flux de chaleur dissipé à la paroi (Φ_{int}) est la somme de différentes contributions de transferts entre la paroi et les gouttes et entre la paroi et la vapeur.

$$\Phi_{int} = \Phi_{pv} + \Phi_{r,pv} + \Phi_{i,pg} + \Phi_{r,pg} \quad (2)$$

Pour déterminer les variables thermo-hydrauliques, le code résout les équations de conservation pour chacune des phases (cf. Tableau 2).

Le modèle est 1D axial à 2 fluides (vapeur et gouttes) en non-équilibre thermique et dynamique. Le code NECTAR tient compte de la polydispersion des gouttes (selon une distribution de type log-normale). En outre, NECTAR prend également en compte la fragmentation éventuelle des gouttes selon le modèle de Chou et Faeth [9]. Les gouttes sont supposées à saturation et sphériques. Dans le domaine de simulation, les pertes de charges sont négligées. Une

	Équations
Conservation de la masse (vapeur)	$\frac{dm_v}{dt} = \dot{m}_{ev}$
Bilan de quantité de mouvement (goutte)	$\rho_g u_g \frac{du_g}{dz} = -\frac{3}{4d_g} \frac{C_D}{1+B} \rho_v (u_g - u_v) u_g - u_v + (\rho_v - \rho_g) g$ (C_D est calculé selon la corrélation de Morsi et Alexander [8])
Bilan d'énergie	$Cp_v \left\{ T_v(z+dz) \left[\dot{m}_v(z) + \frac{dm_v(z)}{dt} \right] - \dot{m}_v(z) T_v(z) \right\} = \Phi_{ev}$ $\Phi_{ev} = \Phi_{i,p_g} + \Phi_{r,p_g} + \Phi_{v_g} + \Phi_{r,v_p}$

Tableau 2 : Équations de conservation du code NECTAR [3].

description détaillée du code NECTAR est disponible dans Oliveira et al.[3]. Pour le calcul des différents transferts de chaleur, le code NECTAR utilise les corrélations empiriques résumées dans le Tableau 3.

	Équations
Convection forcée paroi/vapeur (Φ_{pv}) [10]	$Nu_v = \frac{f/8(Re_v-1000)Pr}{1+12.7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3}-1)}$
Convection entre la vapeur et les gouttes (Φ_{vg}) [11, 12]	$Nu_{vg} (1 + (h_v - h_g) / h_{fg}) = 2 + 0.6 Re_M^{1/2} Pr_f^{1/3}$
Impact d'une goutte avec la paroi (Φ_{i,p_g})	$q_{i,p_g} = \frac{6\dot{m}}{\pi\rho_g d^3} E_g$
Rayonnement entre la vapeur, les gouttes et la paroi ($\Phi_{r,p_g}, \Phi_{r,p_v}, \Phi_{r,v_g}$)	$q_{r,ij} = F_{r,ij} \sigma_{SB} (T_i^4 - T_j^4)$

Tableau 3 : Équations de conservation du code NECTAR [3].

Le facteur de corps gris $F_{r,ij}$ entre la vapeur, la paroi et les gouttes est calculé selon le modèle des résistances thermiques proposé par Sun et al. [13]. D'autre part, le flux de gouttes impactant la paroi (\dot{m}) est calculé selon la corrélation d'Hewitt et Govan [5]. Dans cette étude, l'énergie transférée par l'impact d'une goutte (E_g) est calculé selon les modèles de Gradeck et al. [4], Breitenbach et al. [6] ou Lelong et al. [7]. Ces corrélations sont décrites dans le Tableau 4.

	Équations
Lelong et al. [7]	$E_g = \pi \left[\frac{8}{9} (Nuk_v(T_p - T_{sat})r_g) \right]^3 \frac{\rho_v \rho_g h_{fg} a_n}{\mu_v} \int_0^{t_R} r_s(t) dt$ $+ \epsilon_p \sigma_B (T_p^4 - T_{sat}^4) \pi \int_0^{t_R} r_s^2(t) dt$
Gradeck et al. [4]	$E_g = h_{pv,exp}(T_p - T_{sat}) \pi \int_0^{t_R} r_s^2(t) dt$
Breitenbach et al.[6]	$E_g = \frac{4.63 d_g^{2.5} G e_p (T_p - T_{sat})}{u_n^{0.5} (K + 2G)}, G = \frac{\sqrt{\pi} \lambda_v \rho_v h_{fg}}{2(T_p - T_{sat}) \epsilon_w^2}, K = \sqrt{G^2 + \frac{4G}{\sqrt{\pi}}} - G$

Tableau 4 : Corrélations pour le calcul de l'énergie transférée par l'impact d'une goutte

Lelong et al.[7] et Gradeck et al.[4] utilisent le même modèle pour estimer le temps de résidence (t_R) et la variation du diamètre de la goutte pendant l'impact ($r_s(t)$); modèles qui diffèrent de ceux utilisés par Breitenbach et al.[6].

4. Domaine de simulation et conditions limites

Le code NECTAR a été conçu pour simuler les conditions géométriques et thermo-hydrauliques de COLIBRI. NECTAR utilise l'évolution spatio-temporelle de la température externe du tube chauffé de COLIBRI, mesurées lors de l'expérience. Ensuite, NECTAR calcule la valeur du transfert dû à chaque mécanisme en chaque maille axiale. Finalement le flux de chaleur calculé est comparé au flux estimé à partir des données expérimentales de COLIBRI. Les conditions thermo-hydrauliques évaluées pour la présente expérience sont :

- Débit de vapeur de 3.8 kg/h, avec une température de 271°C.
- Débit et vitesse moyenne des gouttes de 8 kg/h et 16.3 m/s respectivement, ce qui correspond à un taux de plein de $\alpha_g = 1.6 \times 10^{-3}$.
- 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 (en amont de la section d'essais) est représenté Fig.3a. Le diamètre moyen (d_{10}) est de $257 \mu\text{m}$ avec une distribution de type log-normal, un type de distribution courant pour une situation d'APRP [14]. La Figure 3a montre aussi la distribution des gouttes utilisée pour le calcul NECTAR qui a été ajustée à partir de l'histogramme expérimental.

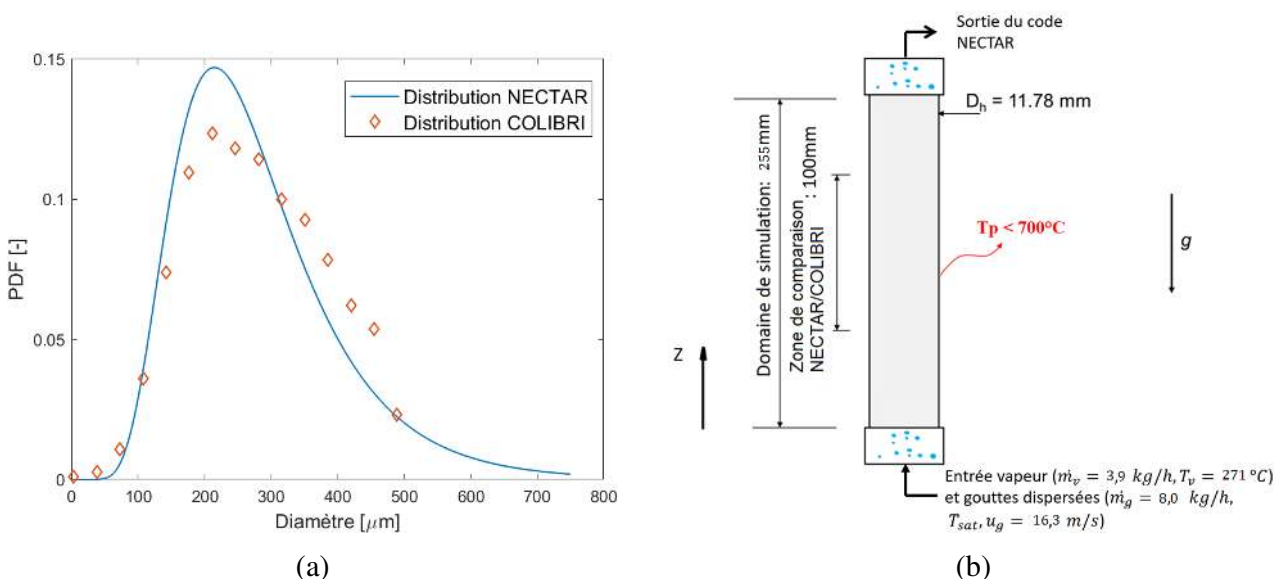


Figure 3 : a) Distribution en taille normalisée mesurée en COLIBRI (en bleu) et utilisée avec NECTAR (en rouge) avec $\mu = \ln(d_{10})$ et $\sigma = 0.4244$. et b) Domaine de simulation du code NECTAR.

Finalement, le domaine de simulation est représenté Fig. 3b . Comme mentionné pour le calcul du flux, NECTAR utilise la température mesurée par la caméra infrarouge de COLIBRI comme donnée d'entrée (comme les paramètres thermo-hydrauliques de la vapeur et des gouttes). 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 brides électriques utilisées pour alimenter en courant le tube.

5. Résultats

La Fig. 4 montre le flux thermique moyen extrait par l'écoulement interne de vapeur et de gouttes obtenu expérimentalement avec COLIBRI et avec NECTAR. Également, la figure

représente le flux estimé avec NECTAR en utilisant trois corrélations différentes pour l'estimation de l'énergie transférée pendant l'impact d'une goutte. Comme mentionné avant, la simulation n'est valable que dans le régime d'ébullition du film (Dans ce cas précis, en dessous de $T_p = 450\text{ }^\circ\text{C}$).

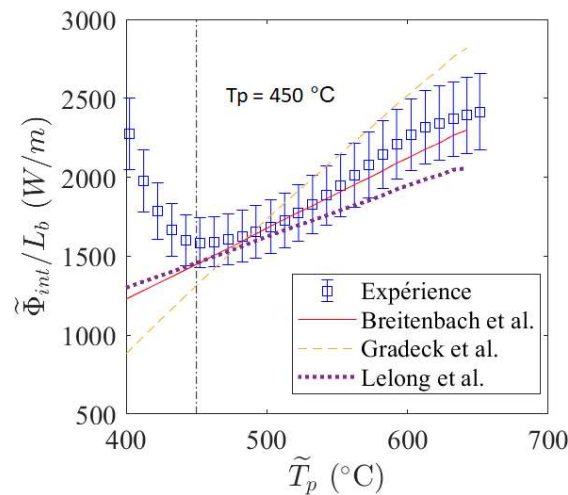


Figure 4 : Comparaison du flux interne dégagé par l'écoulement mesuré COLIBRI et simulé avec NECTAR

Il est possible d'observer que les résultats de la simulation NECTAR avec toutes les corrélations utilisées sont en bon accord avec l'expérience. D'autre part, la simulation avec la corrélation de Gradeck et al.[4] surestime le flux à haute température, probablement parce que le transfert de chaleur par impact est moins sensible à la température que ce qui avait été estimé par Gradeck et al.[4]. Également, à haute température, NECTAR sous-estime le flux lorsque la corrélation de Lelong et al.[7] est utilisée, car son modèle utilise un nombre de Nusselt constant. Finalement, la corrélation de Breitenbach et al.[6] présente l'erreur moyenne la plus faible par rapport aux résultats de COLIBRI, comme le montre le tableau 5.

	Plage		
	10 %	20 %	Erreur moyenne
Lelong et al.[7]	63.4 %	100 %	7.8%
Gradeck et al.[4]	27 %	100 %	10.7%
Breitenbach et al.[6]	100 %	100 %	3.7%

Tableau 5 : Pourcentage des points se trouvant dans différentes plages d'erreur et erreur moyen de la comparaison NECTAR/COLIBRI

6. Conclusion

Dans ce travail, une évaluation de trois modèles d'impact a été réalisée avec le code NECTAR utilisant des données expérimentales. La comparaison est basée sur les résultats des transferts thermiques qui ont lieu dans un tube représentatif d'un sous-canal de REP refroidi par un écoulement vapeur/gouttes. En plus, on a comparé trois différentes corrélations pour le calcul du flux de chaleur par impact de gouttes. Cette comparaison a permis d'obtenir les conclusions suivantes :

- La simulation réalisée avec le code NECTAR prédit correctement le flux thermique trouvé expérimentalement avec toutes les corrélations analysées, avec une erreur moyenne

de maximum 10.7 % (corrélation de Gradeck et al.[4]).

- La simulation réalisée avec le code NECTAR et la corrélation de Breitenbach et al.[6] estime le flux de chaleur trouvé expérimentalement avec COLIBRI dans l'expérience évaluée de manière très satisfaisante, avec une erreur moyenne inférieure à 3.7 %.

Une analyse plus approfondie de ces corrélations doit être faite avec d'autres résultats expérimentaux de COLIBRI afin de valider le modèle d'impact de gouttes que sera utilisé dans NECTAR. D'autre part, il serait également important d'évaluer les autres modèles utilisés pour estimer le flux de gouttes impactant la paroi.

Références

- [1] C. Grandjean, Coolability of blocked regions in a rod bundle after ballooning under LOCA conditions : Main findings from a review of past experimental programmes, *Nuclear Engineering and Design* 237 (15) (2007) 1872–1886.
- [2] J. D. Peña Carrillo, A. V. S. 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, *Int. J. Heat Mass Transf.* 140 (2019) 648 – 659.
- [3] 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.
- [4] M. Gradeck, N. Seiler, P. Ruyer, D. Maillet, Heat transfer for Leidenfrost drops bouncing onto a hot surface, *Experimental Thermal and Fluid Science* 47 (2013) 14–25.
- [5] G. F. Hewitt, A. H. Govan, Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change, *Int. J. Heat Mass Transf.* 33 (2) (1990) 229–242.
- [6] J. Breitenbach, I. V. Roisman, C. Tropea, Heat transfer in the film boiling regime : Single drop impact and spray cooling, *Int. J. Heat Mass Transf.* 110 (2017) 34–42.
- [7] F. Lelong, M. Gradeck, N. Seiler, P. Ruyer, G. Castanet, P. Dunand, Behaviour of liquid droplets bouncing onto a hot slab, *ILASS - Europe 2010, 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (September)* (2010) 1–11.
- [8] S. A. A. Morsi, A. J. J. Alexander, An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems, *Journal of Fluid Mechanics* 55 (2) (1972) 193–208.
- [9] W.-H. Chou, G. Faeth, Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime, *Int. J. Multiph. Flow* 24 (6) (1998) 889 – 912. doi :[https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(98\)00015-9](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(98)00015-9).
- [10] 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.
- [11] W. R. Ranz, W. E. and Marshall, *Evaporation from drops* (1952).
- [12] M. C. Yuen, L. W. Chen, Heat-transfer measurements of evaporating liquid droplets, *Int. J. Heat Mass Transf.* 21 (5) (1978) 537–542.
- [13] K. H. Sun, J. M. Gonzales-Santalo, C. L. Tien, Calculation of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions, *Int. J. Heat Mass Transf.* 98 (3) (1976) 414–420. doi :[10.1115/1.3450569](https://doi.org/10.1115/1.3450569).
- [14] 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.

Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre d'une thèse financée par l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN) à Cadarache.

Thème 4

Métrologie et Techniques Inverses

La lévitation aérodynamique dédiée à l'estimation de la viscosité de métaux liquides	347
Quantification des effets de l'érosion sur un verre sodo-calcique par la réflectivité bidirectionnelle et comparaison avec l'émissivité apparente	355
Identification des propriétés thermophysiques des matériaux polymères et composites en cours de transformation	365
Parameter estimation during the cooling of mold	375
Caractérisation des propriétés thermiques du massif de Lascaux par méthodes inverses	383
Méthode inverse de conduction de la chaleur instationnaire non linéaire sur pièce complexe	391
Identification de modèles paramétriques tridimensionnels d'un four de brasage et de sa charge	399
Méthode non intrusive de mesure de température de puce pour le refroidissement diphasique par immersion de composant semiconducteurs de puissance	407
Evaluation du temps de réponse de capteurs et validation du modèle thermique d'un composant soumis à haut flux	415
Mesure de température dans des milieux semi-transparents à l'infrarouge à l'échelle micrométrique	425
Comment mesurer les caractéristiques d'un flux de rayonnement solaire concentré délivré par un réflecteur de Scheffler ?	433
Caractérisation de résistances thermiques locales liées à des assemblages de câbles et connecteurs électriques de forte puissance	441
Mesure de la température par méthodes multi-spectrales de matériaux métalliques à haute température	449
Fluorescence Lifetime Imaging applied to the measurement of the temperature mixing in sprays	457
De la thermique vers la rhéologie : caractérisation des matériaux non newtoniens via des événements thermiques	467
Identification de la transmittance thermique transitoire d'un mur par déconvolution anisochrone	475

La lévitation aérodynamique dédiée à l'estimation de la viscosité de métaux liquides

Dylan Le Maux, Mika Ranaivo, Edouard Geslain, Mickaël Courtois, Thomas Pierre*, Muriel Carin, Philippe Le Masson

Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France.

* Auteur correspondant : thomas.pierre@univ-ubs.fr

Résumé – Ce travail poursuit une thématique phare du laboratoire : la caractérisation des propriétés physiques des métaux liquides à haute température ($> 1\,500\text{ °C}$). L'objectif est ici d'évaluer si le dispositif de lévitation aérodynamique d'échantillons métalliques chauffés par laser, développé au laboratoire pour la mesure de masse volumique et tension superficielle, est adapté à la mesure de viscosité. Expérimentalement, des ondes acoustiques, propagées par le gaz de lévitation, provoquent la déformation de l'échantillon. Une caméra filme cette déformation durant sa relaxation (oscillations amorties). Un post-traitement trace l'évolution des diamètres principaux de l'échantillon (observable) au cours du temps (variable). Le modèle théorique de relaxation étant fonction de plusieurs paramètres, une étude de sensibilité précède l'estimation de la viscosité par techniques inverses. Les résultats obtenus à partir d'expériences de lévitation mettent en évidence des écarts avec ceux de la littérature. En conséquence, l'impact de la gravité et du gaz sustentateur sont discutés au moyen d'un modèle multiphysique représentant l'expérience.

Nomenclature

Lettres latines

A	amplitude, m
f	fréquence, Hz
N	nombre de pas de temps
r	rayon, m
t	temps, s
T	température, K
X	sensibilité réduite, m

Lettres grecques

β	paramètre
ρ	masse volumique, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$

ρ_i	coefficient de corrélation
τ_0	temps de relaxation, s
φ	déphasage, rad
σ_{β_i}	écart-type
$\sigma_{\beta_i\beta_j}$	covariance

Indices et exposants

0	initial
i	indice de paramètre
j	indice de paramètre
k	indice du temps
N	normé

1. Introduction

Le développement de simulations numériques multiphysiques, dans notre cas de procédés métallurgiques, nécessite la connaissance des propriétés physiques des métaux à l'état liquide. Et cet état de la matière ne facilite pas leurs mesures. La littérature n'est cependant pas totalement vierge : les techniques de lévitation sont celles qui offrent le plus de succès mais requièrent des développements technologiques importants [1]. Nous en inspirant, un dispositif de lévitation aérodynamique d'échantillons métalliques chauffés par laser a été développé au laboratoire. Il a donné entière satisfaction pour la mesure à l'état liquide de masse volumique [2] et de tension de surface [3-4] ; pour la diffusivité de métaux à l'état solide, la faisabilité de l'estimation par méthodes bayésiennes a seulement été abordée [5].

En complément, la littérature propose également des résultats de viscosité [6-11] obtenus avec des techniques extrêmement variées et souvent complexes.

Dans cette communication, nous étendons notre dispositif expérimental à la mesure de viscosité et testons sa validité en nous appuyant sur un modèle direct classique d'oscillateur amorti fréquemment rencontré dans la littérature sur ce type d'expérience [6-9]. Expérimentalement, des ondes acoustiques, propagées par le gaz de lévitation, provoquent la déformation de l'échantillon. Une caméra filme cette déformation durant sa relaxation (oscillations amorties). Un post-traitement trace l'évolution des diamètres principaux de l'échantillon (observable) au cours du temps (variable). Le modèle théorique de relaxation étant fonction de plusieurs paramètres, une étude de sensibilité précède l'estimation de la viscosité par techniques inverses.

Le dispositif expérimental est d'abord présenté. La partie suivante présente le modèle théorique, l'étude de sensibilité et la technique inverse employée pour l'estimation des paramètres. Enfin, la dernière partie présente les estimations de la viscosité du fer pur à partir de données expérimentales, puis à partir d'un modèle numérique simulant strictement l'expérience mais avec la possibilité de retirer les effets gravitationnels et de modifier la nature du gaz environnant.

2. Présentation de l'expérience

Le dispositif expérimental est présenté sur la Figure 1. Un gaz de composition Ar + 2,5 % H₂ est soufflé à travers une buse convergente-divergente de 60° afin de mettre en lévitation une bille d'environ 30 mg, soit à peu près 2 mm de diamètre pour du fer (A). Le débit de gaz est contrôlé par un débitmètre Brooks SLA5850S (B). La lévitation a lieu dans une chambre étanche équipée de fenêtres borosilicate (C). La fenêtre supérieure est dédiée au chauffage laser (IPG Photonics YLR 300/3000 QCW at 1 070 nm (D)). Le laser possède une puissance maximale de 280 W en mode continu, et possède une optique de focalisation de 500 mm légèrement défocalisée pour avoir une zone visée de 2 mm sur l'échantillon métallique.

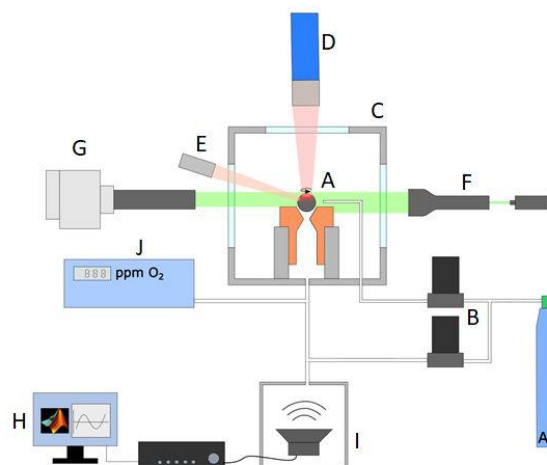


Figure 1 : schéma du dispositif expérimental de lévitation dans la configuration permettant la mesure de la viscosité de métaux liquides.

Les deux fenêtres latérales en vis-à-vis permettent à une caméra haute vitesse (F) Phantom VEO-E 310L d'observer l'échantillon rétro-éclairé par un laser (300 mW, laser diode 532 nm) (G) et la mesure pyrométrique (E). Cette mesure est assurée par un pyromètre bispectral (Optris CT Ratio 2MH1 : 1,45 μm et 1,75 μm). Le rapport d'émissivité nécessaire au bon fonctionnement du pyromètre a été réglé par rapport au plateau de fusion du fer pur dont la

température est connue. Il est évident qu'une incertitude subsiste pour toute variation importante de la température même si le rapport d'émissivité est supposé peu variant.

L'échantillon, assimilable à une bille métallique, est chauffé par le laser jusqu'à ce qu'il devienne liquide. Cette goutte est ensuite sollicitée acoustiquement pour la faire osciller : un signal sinusoïdal est généré, amplifié (H) et transformé en ondes de pression grâce à un haut-parleur (I). Un second débitmètre (B) contrôle un jet latéral de gaz afin de forcer la rotation de l'échantillon autour de son axe vertical, et ainsi faciliter l'analyse fréquentielle. Finalement, un analyseur d'oxygène mesure les résidus d'oxygène dans la chambre à vide (J).

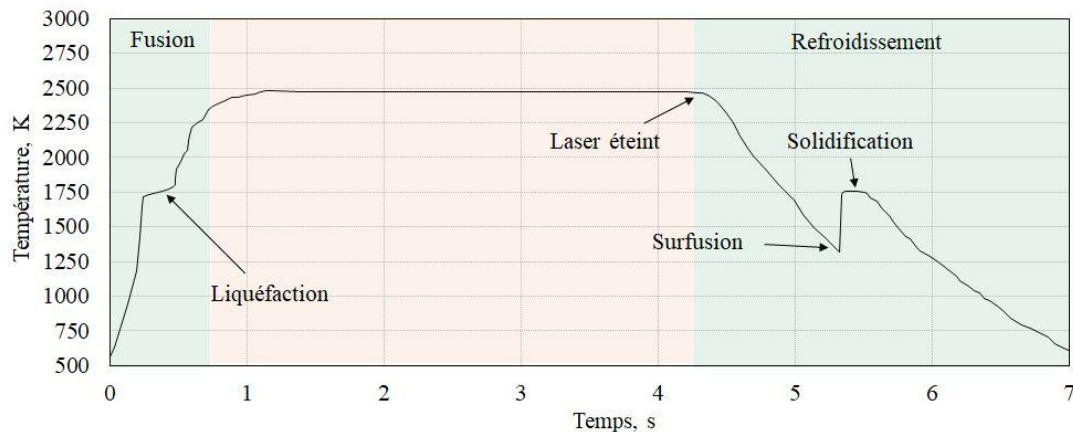


Figure 2 : évolution de la température d'un échantillon en fonction du temps.

La Figure 2 présente un résultat expérimental type avec l'évolution de la température de l'échantillon mesurée par le pyromètre au cours du temps. Durant la phase à température stabilisée, la goutte liquide est stimulée acoustiquement à différentes fréquences autour de celle de résonance, et avec entre chaque fréquence un temps de relaxation. La caméra haute vitesse filme les oscillations de la goutte à la vitesse de 1 000 images par seconde. Un programme de traitement d'images développé à l'aide de Matlab[®] détermine le contour de la goutte, assimilable à une ellipse dont les paramètres sont ajustés par une méthode des moindres carrés. À chaque pas de temps, les variations maximales de rayons sont enregistrées, généralement perpendiculairement l'un de l'autre lors des oscillations de mode 2 [1]. Un exemple type d'évolution d'un rayon est présenté sur la Figure 5 lors de la relaxation depuis la fréquence de résonance.

3. Estimation de la viscosité

3.1. Modèle direct et étude de sensibilité

Durant la phase de relaxation de la goutte, celle-ci se comporte comme un oscillateur amorti, dont la variation du rayon au cours du temps est supposée [6] :

$$r(t) = r_0 + A \sin(2\pi f t + \varphi) e^{-\frac{t}{\tau_0}} \quad (1)$$

où r_0 est le rayon au repos, A est l'amplitude maximale des oscillations, f la fréquence, φ le déphasage et τ_0 le temps caractéristique de relaxation. Ce dernier est relié à la viscosité dynamique η par la formule de Lamb (2) valable pour une goutte dans le vide, où ρ est la masse volumique du matériau testé [12] :

$$\eta = \frac{\rho r_0^2}{5\tau_0} \quad (2)$$

L'équation (1) est considérée comme le modèle complet de l'évolution du rayon de la sphère liquide en fonction du temps. Nous utilisons également un modèle plus simple en ne considérant que l'enveloppe de la fonction (1), donc sans le terme sinusoïdal. Considérant l'équation (1) complète, l'évolution du rayon au cours du temps est fonction de plusieurs paramètres $\boldsymbol{\beta} = [r_0 \ A \ f \ \varphi \ \tau_0]^T$. Une étude de sensibilité par le calcul des sensibilités réduites (3) est dès lors présentée pour définir la corrélation entre ces paramètres en fonction du temps t_k .

$$\chi_j(t_k, \boldsymbol{\beta}) = \beta_j \frac{\partial r(t_k, \boldsymbol{\beta})}{\partial \beta_j} \quad (3)$$

Les données d'entrées du modèle sont les suivantes : $r_0 = 1,0$ mm, $A = 0,015$ mm, $f = 200$ Hz, $\varphi = 0$ rad et $\eta = 5$ mPa·s. Dans un souci de lisibilité, la Figure 3 présente l'évolution des sensibilités réduites normées (4) durant une période. L'analyse des sensibilités permet de souligner les deux principaux points suivants [13] :

- Les sensibilités réduites à τ_0 et à A semblent proportionnelles. Cependant, le calcul montre que le rapport de ces sensibilités réduites est égal à t/τ_0 et est donc proportionnel au temps. Il est aisé à $t = 0$ d'avoir une première idée de la valeur de A .
- Pris deux par deux, il existe une décorrélation entre le paramètre τ_0 et les trois autres, à savoir r_0 , f et φ .

$$\chi_j^N(t_k, \boldsymbol{\beta}) = \frac{\chi_j(t_k, \boldsymbol{\beta})}{\max[\chi_j(t_k, \boldsymbol{\beta})]} \quad (4)$$

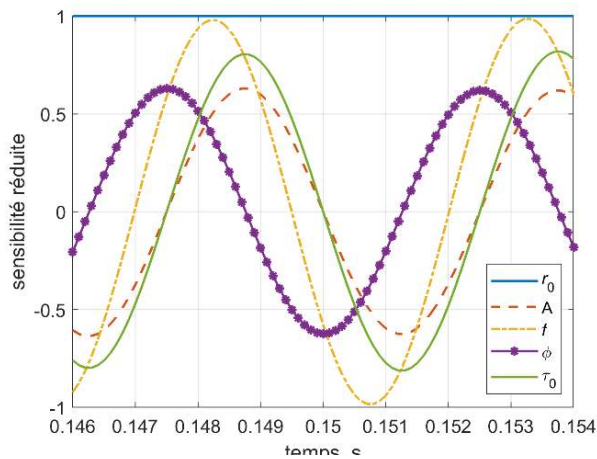


Figure 3 : sensibilités réduites $\chi_j(t_i, \boldsymbol{\beta})$ au cours du temps.

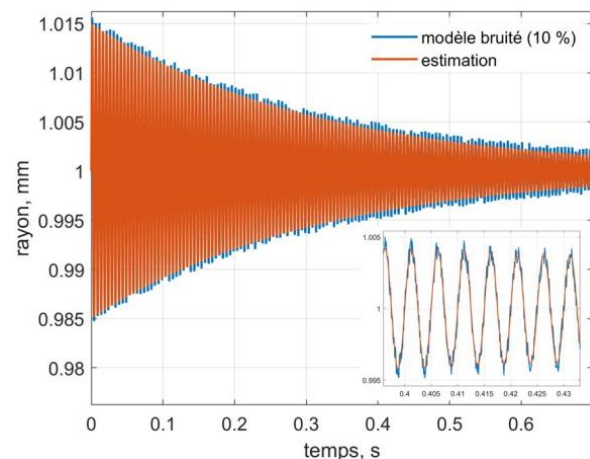


Figure 4 : simulation du rayon au cours du temps selon les équations (1) et (2).

3.2. Modèle inverse

Les techniques inverses utilisées pour estimer les paramètres sont basées sur la méthode des moindres carrés couplés à un algorithme de type Levenberg-Marquardt [14-15]. Il s'agit de minimiser l'écart quadratique entre les rayons expérimentaux et théoriques de la goutte liquide :

$$J = \sum_{k=1}^N [r^{th}(t_k, \boldsymbol{\beta}) - r^{exp}(t_k)]^2 \quad (5)$$

où N est le nombre de points. La Figure 4 présente un exemple d'estimation à partir de données théoriques additionnées d'un bruit gaussien de 10 % et de moyenne nulle sur l'amplitude des oscillations (bruit d'amplitude proche de l'expérience). Les valeurs estimées sont très proches de celles du modèle direct, validant la méthodologie d'estimation. Les coefficients de la matrice de corrélation ρ_{ij} sont également calculés à l'aide de l'équation (6) où $\sigma_{\beta_i\beta_j}$, σ_{β_i} et σ_{β_j} sont les éléments de la matrice de covariance sur l'erreur de mesure [13]. Le Tableau 1 montre que les valeurs sont bien estimées. De plus, les coefficients de corrélation confirment l'analyse, tout particulièrement entre l'amplitude initiale A et le temps de relaxation τ_0 .

$$\rho_{ij} = \frac{\sigma_{\beta_i\beta_j}}{\sigma_{\beta_i}\sigma_{\beta_j}} \quad (6)$$

Tableau 1 : bilan des données physiques d'entrée initiales et estimées à partir de mesures bruitées.

	r_0 , mm	A , mm	f , Hz	φ , rad	τ_0 , s	η , mPa·s
Valeurs initiales	2,00	1,00	0	π	0,112	50
Valeurs estimées	$\approx 1,00$	$\approx 0,015$	≈ 200	$\approx -0,005$	$\approx 0,277$	$\approx 4,99$
Coefficients corrélation	$\rho_{r_0\tau_0} = 0,014$		$\rho_{A\tau_0} = -0,712$	$\rho_{f\tau_0} = -0,011$	$\rho_{\varphi\tau_0} = 0,016$	

4. Résultats et discussion

4.1. Estimation à partir de résultats expérimentaux

Des essais ont été effectués sur des échantillons de fer (pureté 99,99 %) et les deux possibilités d'utiliser le modèle direct ont été considérées en vue de l'estimation (voir § 3.1). La masse volumique du fer est donnée selon l'équation (7) [16], où pour $T = 293$ K le résultat correspond à celui donné par [17].

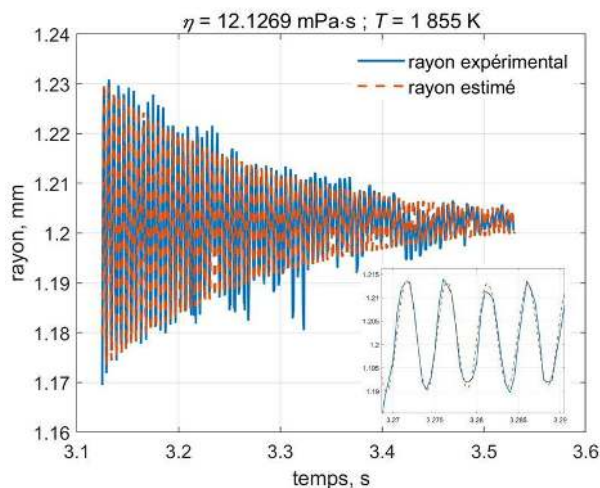


Figure 5 : rayons expérimentaux et estimés à partir du modèle complet (1) pour une sphère de fer liquide (1 855 K).

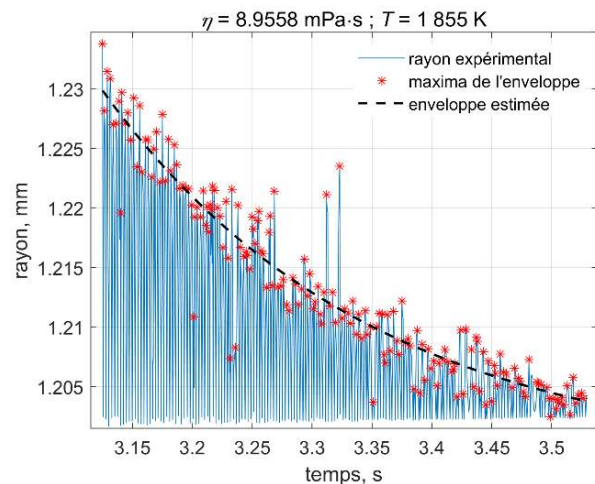


Figure 6 : rayons expérimentaux et estimés à partir de l'enveloppe de la fonction (1) pour une sphère de fer liquide (1 855 K).

La Figure 5 présente un exemple d'estimation avec le modèle complet et la Figure 6 avec l'enveloppe de la fonction (1). Le Tableau 2 regroupe l'ensemble des estimations pour cet essai.

$$\rho_{Fe}(T) = 8\,013 - 0,56 T \quad (7)$$

Tableau 2 : bilan des estimations avec les deux modèles théoriques et comparaison avec la littérature.

	r_0 , mm	A , mm	f , Hz	φ , rad	τ_0 , s	η , mPa·s
Modèle complet	1,196	0,023	207	0,02	0,164	12,13
Modèle enveloppe	1,198	0,031	-	-	0,441	8,96
					Modèle de Mills [16]	5,17

Il apparaît que les résultats d'estimation de la viscosité sont différents avec les deux modèles, mais aussi par rapport à la littérature où une formulation de la viscosité pour le fer en fonction de la température est proposée par Mills [16] basée sur des mesures expérimentales :

$$\eta(T) = 10^{-0,622 + \frac{2\,478}{T}} \quad (8)$$

La recherche des *extrema* pour la méthode avec l'enveloppe est tributaire du bruit de mesure comme on peut le voir sur la Figure 6, ce qui pourrait avoir une incidence non-négligeable sur l'estimation. Cependant, quelle que soit la méthode employée, ces résultats sont représentatifs de l'ensemble des tests exploitables et présentés sur le fer (\blacktriangle sur la Figure 7). La tendance globale est d'être systématiquement au-dessus de la littérature d'un facteur 2 voire 3. Dès lors, nous avons développé un modèle numérique multiphysique de l'expérience pour mieux comprendre l'influence de la gravité et du gaz de lévitation, qui sont deux paramètres non pris en compte dans la solution analytique (1).

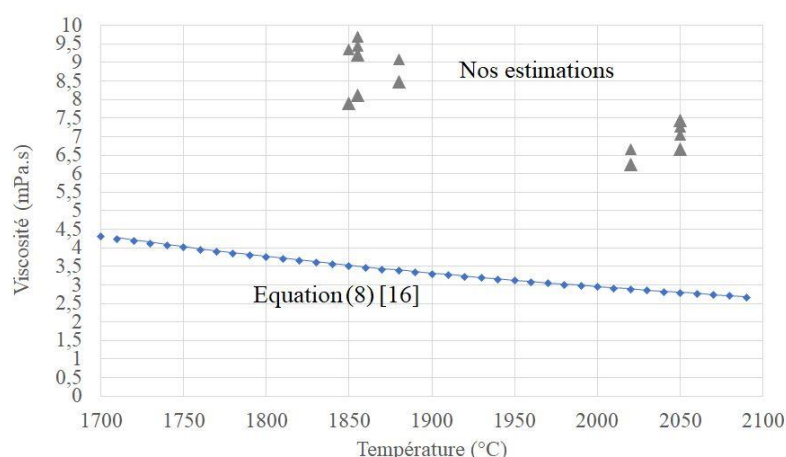


Figure 7 : comparaison entre les viscosités estimées et celles de la littérature [16].

4.2. Estimation à partir de simulation numérique

Trois simulations numériques résolvant avec Comsol Multiphysics® les équations hydrodynamiques dans le métal fondu et le gaz sustentateur [3] calculent l'évolution du rayon

(grâce à une méthode à maillage mobile) d'une goutte de fer liquide de même caractéristique que précédemment ($\eta = 5 \text{ mPa}\cdot\text{s}$, $\rho = 7800 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$) selon trois configurations expérimentales différentes : i) lévitation avec gaz et gravité ; ii) lévitation en impesanteur avec gaz ; iii) lévitation en impesanteur sans gaz. Le premier cas est le même qu'expérimentalement, les deux suivants pourraient correspondre à une expérience dans l'ISS [11] avec et sans gaz environnant. Les données d'entrée sont les mêmes qu'au § 3.1. Les Figures 8 à 10 ainsi que le Tableau 3 présentent et synthétisent les résultats d'estimation pour les trois tests.

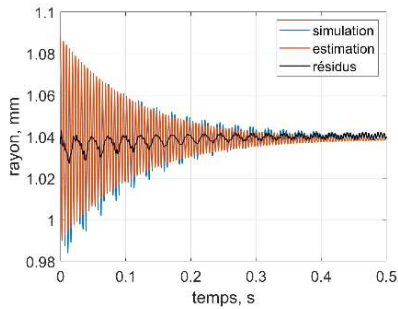


Figure 8 : *simulation et estimation pour l'expérience sous gravité et avec gaz.*

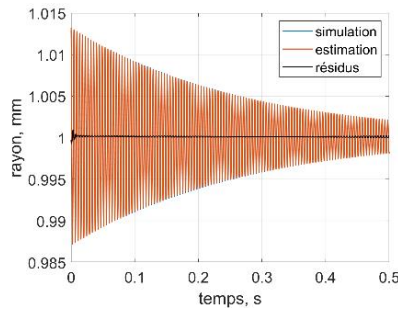


Figure 9 : *simulation et estimation pour l'expérience impesanteur avec gaz.*

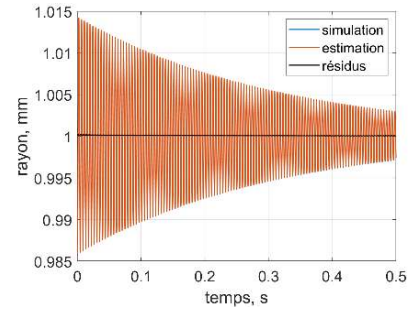


Figure 10 : *simulation et estimation pour l'expérience impesanteur sans gaz.*

Tableau 3 : *synthèse des estimations pour les trois simulations numériques.*

	r_0 , mm	A , mm	f , Hz	φ , rad	τ_0 , s	η , mPa·s
Données d'entrée	1,000	-	220	-	-	5,00
Gravité avec gaz	1,039	0,049	217	1,66	0,114	14,77
Impesanteur avec gaz	1,000	0,013	225	1,54	0,267	5,84
Impesanteur sans gaz	1,000	0,026	228	1,49	0,315	4,95

Les estimations, avec les simulations, sont fidèles à l'expérience : gravité avec gaz, et donnent approximativement les mêmes résultats : une viscosité surévaluée par rapport à la littérature et surtout très différente de celle d'entrée (5 mPa·s). La suppression de la gravité apporte cette fois-ci des résultats satisfaisants par comparaison avec les données d'entrée. Il est à noter que l'estimation sans le gaz environnant permet d'obtenir une viscosité relativement proche de celle initiale.

Au vu de cette partie numérique, il est clair que le modèle théorique utilisé dans cette étude et pour notre expérience de lévitation aérodynamique ne semble pas adapté à l'estimation directe de la viscosité du fer, contrairement à la tension de surface et à la masse volumique. Il sera donc nécessaire de s'orienter vers des modèles plus complets prenant en compte les effets de la gravité ou d'une force externe (ici le gaz sustentateur) [18].

Conclusion

Cette communication est dédiée à l'estimation de la viscosité du fer liquide sous forme de sphère à l'aide d'un dispositif de lévitation aérodynamique. Le matériau testé ici est le fer. À partir de mesures d'évolution du rayon des gouttes liquides au cours du temps, la viscosité est estimée par techniques inverses par minimisation de l'erreur quadratique entre les rayons expérimentaux et ceux proposés par un modèle analytique. Les résultats ont montré une

surestimation de la valeur du paramètre à partir du modèle analytique de l'oscillateur couramment rencontré dans la littérature, laquelle, notons-le, ne précise pas systématiquement les conditions expérimentales telles que la présence d'un gaz environnant, sa nature et les incertitudes associées. Dès lors, une simulation numérique de l'expérience a été développée avec possibilité d'influer sur la gravité, la nature et la présence du gaz. Les estimations comparatives concordent avec celles effectuées à partir des résultats expérimentaux. Cependant, la suppression de la gravité dans le modèle, puis du gaz environnant tend à obtenir des valeurs de viscosité proches de celles de la littérature accréditant l'hypothèse que le modèle d'oscillateur amorti simple est perturbé par le flux gazeux de lévitation et ne suffit pas à représenter convenablement l'expérience de lévitation.

Une perspective à explorer consisterait à utiliser le modèle numérique pour déterminer une nouvelle loi valide pour notre expérience et permettant ainsi la détermination de la viscosité malgré la présence de gravité.

Bibliographie

- [1] Le Maux Dylan, *Estimation de propriétés thermophysiques : application aux métaux à l'état liquide*, thèse de doctorat, Université Bretagne Sud, 2020.
- [2] Le Maux, Dylan, et al. « Density measurement of liquid 22MnB5 by aerodynamic levitation ». *Review of Scientific Instruments*, vol. 90, n° 7, juillet 2019, p. 074904.
- [3] Le Maux, Dylan, et al. « Surface Tension of Liquid Fe, Nb and 304L SS and Effect of Drop Mass in Aerodynamic Levitation ». *Journal of Materials Science*, vol. 57, n° 25, juillet 2022, p. 12094-106.
- [4] Klapczynski, Vincent, et al. « Surface Tension Measurements of Liquid Pure Iron and 304L Stainless Steel under Different Gas Mixtures ». *Journal of Molecular Liquids*, vol. 350, mars 2022, p. 118558.
- [5] Lamien, Bernard, et al. « A Bayesian Approach for the Estimation of the Thermal Diffusivity of Aerodynamically Levitated Solid Metals at High Temperatures ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 141, octobre 2019, p. 265-81.
- [6] Battezzati, L., et A. L. Greer. « The Viscosity of Liquid Metals and Alloys ». *Acta Metallurgica*, vol. 37, n° 7, juillet 1989, p. 1791-802.
- [7] Cheremisina, Elizaveta, et al. « Density, Viscosity and Surface Tension of High-Silicate CaO–SiO₂ and CaO–SiO₂–Fe₂O₃ Slags Derived by Aerodynamic Levitation. The Behavior of Fe³⁺ in High-Silicate Melts ». *Ceramics International*, vol. 49, n° 3, février 2023, p. 4460-72.
- [8] Kondo, Toshiaki, et al. « Density and Viscosity of Liquid ZrO₂ Measured by Aerodynamic Levitation Technique ». *Heliyon*, vol. 5, n° 7, juillet 2019, p. e02049.
- [9] Langstaff, D., et al. « Aerodynamic levitator furnace for measuring thermophysical properties of refractory liquids ». *Review of Scientific Instruments*, vol. 84, n° 12, décembre 2013, p. 124901.
- [10] Bakhtiyarov, S. I., et R. A. Overfelt. « Measurement of Liquid Metal Viscosity by Rotational Technique ». *Acta Materialia*, vol. 47, n° 17, novembre 1999, p. 4311-19.
- [11] Hans-Jörg Fecht, Markus Mohr, *Metallurgy in Space – Recent results from ISS*, Springer, 2022.
- [12] Sir H. Lamb, *Hydrodynamics*, Dover Publications Inc, London, 6th Edition, 2009.
- [13] F. Rigollet, D. Maillat, *Lecture 3. Basics for linear estimation, the white box case*, Metti 7 Advanced School, Thermal Measurements and Inverse Techniques, Volume 1: Lectures, Porquerolles, France, Sept. 29th – Oct. 4th, 2019.
- [14] Levenberg, K., "A method for the solution of certain nonlinear problems in least squares", *Quart. Appl. Math.* 2, 164-168, 1944.
- [15] Marquardt, D. W., "An algorithm for least squares estimation of non-linear parameters", *SIAM J. Appl. Math.* 11, 431-441, 1963.
- [16] K. Mills, *Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys*, Woodhead Publishing Limited, England (2002).
- [17] F. Kreith, W. Z. Black, *Basic heat transfer*, Harper & Row, Publishers, New-York, 1980.
- [18] Prosperetti, Andrea. "Free oscillations of drops and bubbles: the initial-value problem." *Journal of Fluid Mechanics* 100.2 (1980): 333-347.

Quantification des effets de l'érosion sur un verre sodo-calcique par la réflectivité bidirectionnelle

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 les performances énergétiques des systèmes à énergie solaire en diminuant la transmittance des verres sodo-calciques employés. La gravité de l'érosion peut être quantifiée au moyen de la réflectance bidirectionnelle. Cette dernière est fournie en exploitant les capacités métrologiques des caméras thermiques LWIR-Vox. L'approche développée est non-intrusive et non-destructive. Ce résultat ouvre la possibilité de développer un nouvel outil pour la cartographie de surfaces vitreuses exposées afin de localiser les zones érodées et d'en indiquer leur sévérité.

Nomenclature

ρ_h	Réflectance directionnelle hémisphérique	TF	Transformée de Fourier
ρ_s	Composante spéculaire de la réflectance	\mathcal{F}	Amplitude du fondamental du spectre
ρ_d	Composante diffuse de la réflectance	r_{bd}	Réflectance bidirectionnelle
Φ_i	Signal d'émission	θ_i	Angle d'incidence
Φ_r	Signal réfléchi	θ_r	Angle de réflexion
O_s	Signal objet en format numérique		

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 transmittance dans le visible affectant considérablement l'efficacité énergétique des systèmes. Parmi tous les processus d'altération, 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. Nos travaux visent à développer un outil de contrôle non-destructif et non-intrusif exploitant les capacités métrologiques et d'imagerie des caméras thermiques. Dans un premier temps, nous avons mis en œuvre l'indicateur émissivité apparente à travers une approche thermique. Cependant, cette approche est intrusive et reste difficilement utilisable en conditions in-situ [2]. La réflectivité bidirectionnelle en régime oscillant devrait pallier cette insuffisance. Nous avons choisi de tester ses capacités pour la détection de l'érosion éolienne chez des verres sodocalciques. L'érosion affecte la réflectivité

et l'absorptivité des surfaces. Dans cet article, nous caractériserons les effets de l'érosion sur la réflectance spectrale des verres. Nous montrerons ensuite que la réflectivité bidirectionnelle présente une forte sensibilité à l'érosion. La corrélation de la réflectivité bidirectionnelle avec la transmittance dans le domaine du visible sera établie, permettant d'évaluer la gravité de l'érosion en termes des performances énergétiques des systèmes. L'exploitation de la réflectance bidirectionnelle LWIR pour la cartographie de l'état physico-chimique des surfaces sera discutée en conclusion.

2. Échantillons érodés

Nous avons érodé des plaques de verre sodo-calcique au moyen d'une sableuse industrielle. Le processus d'érosion est expliqué dans la référence [2]. Une caractérisation en transmittance [300nm – 2800nm] est également effectuée dans la référence [2]. Un examen visuel nous a permis de délimiter une surface dont l'érosion est observée uniforme. Il est ensuite possible de quantifier le % moyen d'érosion par un traitement d'imagerie. Les caractérisations présentées dans ce travail se font sur une petite zone choisie aléatoirement. Les résultats de chaque caractérisation sont variables, compte tenu de la dispersion locale du % de surface érodée. Pour tenir compte de ces aléas, nous avons quantifié l'incertitude de type A ($k=2$) par une analyse statistique de 9 zones représentatives pour chaque échantillon. Le résultat est montré dans le tableau 1.

	% moyen d'érosion	Incertitude de type A en \pm
Ech0	1,4	1,0
Ech1	8,2	2,0
Ech2	17,5	3,7
Ech4	40,6	3,9
Ech5	61,8	5,7
Ech6	86,0	6,4
Ech7	98,6	0,3
Ech8	1,6	1,1

Tableau 1 : % de surface érodée et incertitude de type A ($k=2$) associée

3. Réflectances spectrales des verres érodés

L'érosion affecte la réflectivité et l'émissivité des surfaces. Le but de ce paragraphe est d'observer l'évolution de la réflectance directionnelle hémisphérique, de sa composante spéculaire et de l'émissivité avec le pourcentage de surface érodée dans le domaine infrarouge [2 μm , 20 μm]. La réflectance spectrale directionnelle hémisphérique est quantifiée au moyen du spectromètre « Perkin Elmer FTIR Spectrometer Frontier » équipé d'une sphère intégrante « Pike ». Chaque spectre enregistré est l'accumulation (moyenne) de 64 spectres consécutifs. L'émissivité du verre est ensuite déduite de la mesure de la réflectance hémisphérique. La composante spéculaire de la réflectance est mesurée par le module « 10Spec » du spectromètre à un angle d'incidence de 10° de la normale. Les réflectances spéculaire et diffuse sont les deux composantes de la réflectance directionnelle hémisphérique. Si ρ_s désigne la composante spéculaire et ρ_d la composante diffuse, alors la réflectance directionnelle hémisphérique ρ_h est donnée par :

$$\rho_h = \rho_s + \rho_d \quad (1)$$

Ayant quantifié la réflectance directionnelle hémisphérique et sa composante spéculaire, la composante diffuse est calculée en utilisant l'équation 1. Dans la figure 1, nous comparons la contribution de la réflexion spéculaire et de la réflexion diffuse pour un échantillon non érodé et dans la figure 2 pour un verre érodé à 48%.

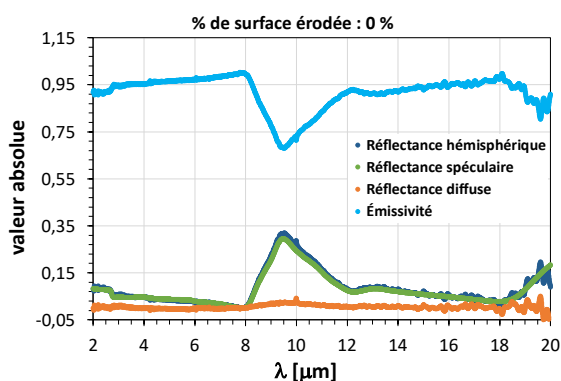


Figure 1 : Contribution de la réflexion spéculaire/diffuse pour un verre non érodé

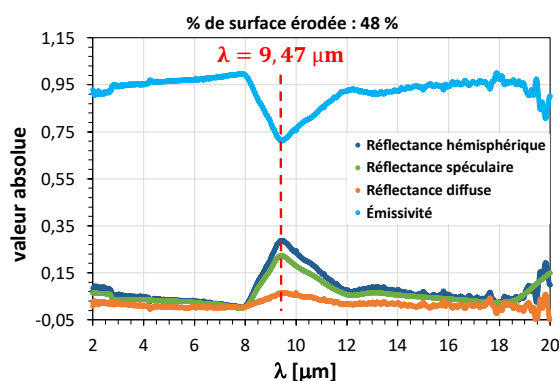


Figure 2 : Contribution de la réflexion spéculaire/diffuse pour un verre érodé à 48%

Nous observons une forte signature spectrale des effets de l'érosion dans la bande LWIR [8 ; 14 μ m]. À 48% d'érosion, nous constatons également que la réflectance directionnelle hémisphérique est principalement portée par sa composante spéculaire même si la contribution diffuse est déjà effective. Les extrema en réflectance et en émissivité sont observés à une longueur d'onde de $\lambda = 9,47\mu\text{m}$. Une analyse fine des contributions spéculaire et diffuse en fonction du pourcentage d'érosion est présentée dans la figure 3.

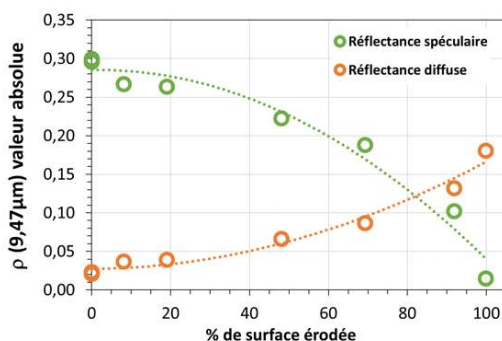


Figure 3 : Évolution en valeurs absolues de la réflectance spéculaire et de la réflectance diffuse en fonction du pourcentage de surface érodée à $\lambda = 9,47\mu\text{m}$

Les contributions spéculaire et diffuse de la réflexion varient avec le pourcentage de surface érodée. La composante spéculaire de la réflectance diminue alors que la composante diffuse augmente. Cependant, la diminution de la composante spéculaire en valeur absolue, est plus prononcée : la réflectance directionnelle hémisphérique diminue avec l'érosion. Elle est compensée par une augmentation de l'émissivité dans la bande LWIR.

En conclusion, la réflectivité bidirectionnelle LWIR se révèle pertinente pour la détection de l'érosion chez le verre du fait 1. elle est portée principalement par la composante spéculaire de la réflectance 2. les effets de l'érosion ont une signature importante dans la bande [8 μ m, 14 μ m].

4. Réflectivité bidirectionnelle LWIR

La réflectivité bidirectionnelle est quantifiée de manière indépendante en irradiant un échantillon par un environnement thermique oscillant. L'approche expérimentale consiste à émettre un flux pseudo-sinusoïdal Φ_i à une fréquence stabilisée. Une partie de ce signal sera réfléchi par la cible. On appellera le signal réfléchi Φ_r . Ce dernier sera enregistré par une caméra thermique LWIR [8.1 μm , 13.0 μm]. Le principe de la mesure est présenté dans la figure 4.

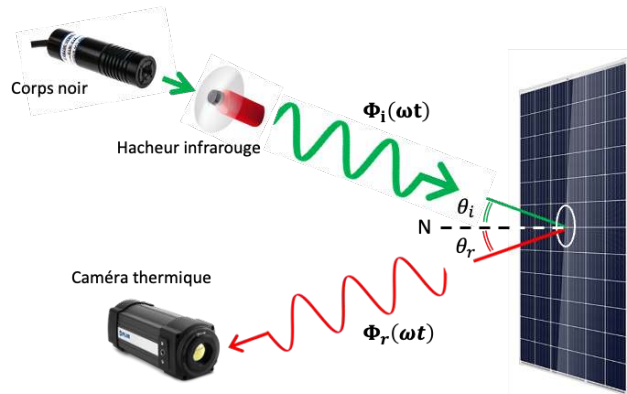


Figure 4 : Mesurage de la réflectivité bidirectionnelle. Les angles d'incidence et de réflexion sont sensiblement identiques

Les thermosignaux sont analysés à partir d'enregistrements vidéos. La vidéo d'émission consiste à quantifier le thermosignal d'émission. La quantification se fait en deux étapes avant/après caractérisation. Dans la première étape, nous positionnons le corps noir + hacheur face à la caméra A325sc à environ 30cm, ce qui correspond au même chemin optique d'émission. Nous enregistrons la vidéo d'émission. Nous extrayons les données de la cavité du corps noir sous forme des vecteurs (temps, thermosignal). Nous déterminons ainsi le chronogramme du signal d'émission contenant environ 8 cycles (512 points). Nous appliquons la transformée de Fourier numérique du chronogramme fenêtré (Hann). L'outil nous donne l'amplitude des composantes fréquentielles du thermosignal d'émission. En fin d'acquisition, nous répétons l'analyse afin de vérifier la stabilité du thermosignal d'émission. Grâce à la stabilité du corps noir, nous n'observons aucune variation significative sur la durée de 10 minutes. En mesure en réflectivité, la caméra est positionnée au moyen de repères assurant une reproductibilité de la distance et de l'angle d'observation. La quantification du thermosignal réfléchi résulte du même traitement que celui appliqué sur le thermosignal d'émission.

Les vidéos sont enregistrées à une fréquence trame compatible avec la fréquence du hacheur. Le rapport des amplitudes des signaux à la fréquence fondamentale \mathcal{F} nous donne la réflectance bidirectionnelle dans la bande spectrale de la caméra :

$$r_{bd} = \frac{\mathcal{F}[TF(\Phi_r)]}{\mathcal{F}[TF(\Phi_i)]} \quad (2)$$

5. Hacheur infrarouge

Un soin particulier a été apporté dans la conception du disque équipant le hacheur : on recherchera un rapport entre le fondamental et le premier harmonique le plus grand possible dans le but d'optimiser l'exactitude de mesure des fondamentaux utilisés dans le calcul de r_{bd} (eq. 2). Le hacheur utilisé est du modèle « model SR540 chopper controller ». Les disques disponibles sont ajourés : en rotation, ils produisent dans l'état une irradiation carrée dont le rapport fondamental/1^{er} harmonique est de 3 :1. À l'aide d'une imprimante 3D « stratasys F170 » [3], nous avons imprimé un disque sous la forme de deux demi-lunes (figure 5) produisant une irradiation pseudo-sinusoïdale dont le rapport est de 6 :1 (figure 6).

La qualité du dispositif est conditionnée par l'exactitude et la stabilité de la source infrarouge utilisée : c'est pourquoi nous associons le hacheur au calibrateur de thermomètres « Fluke 9100 S » que nous avons conditionné en corps noir [4]. L'exactitude en température d'émission est de $\pm 0.25\text{ }^\circ\text{C}$ et la stabilité est de $\pm 0.07\text{ }^\circ\text{C}$ à 50°C [5]. L'émissivité de la cavité est $0,988 \pm 0,008$. La cavité exploitée présente un diamètre de 6,4 mm tandis que l'ouverture maximale des demi-lunes est de 6 mm.



Figure 5 : Corps noir et hacheur permettant de produire un signal pseudo-sinusoïdal

Ce dispositif délivre une irradiation pseudo-sinusoïdale (figure 6)

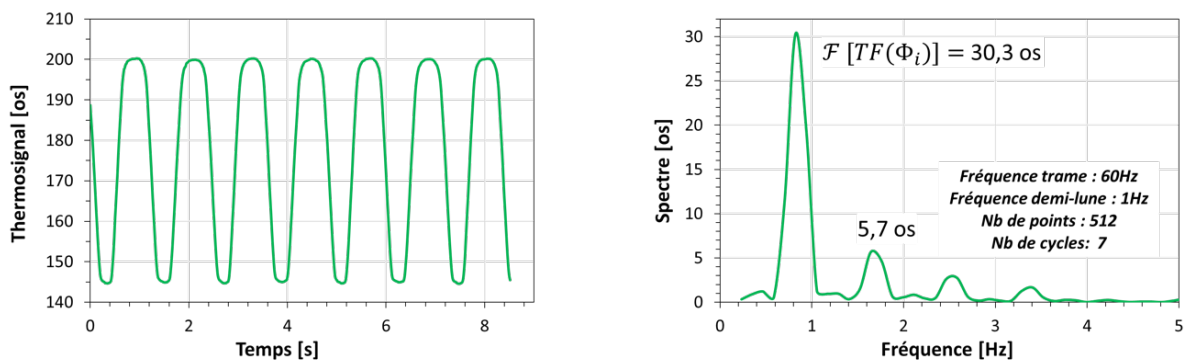


Figure 6 : Chronogramme et spectre du thermosignal d'émission. La température de corps noir est réglée à 50°C . Le thermosignal d'émission est moyenné sur une ligne comportant 9 IFOV. Pour le calcul du spectre, le chronogramme est fenêtré (Hann)

Nous obtenons ainsi l'amplitude du fondamental du signal d'émission. On remarquera le rapport de 6:1 entre le fondamental et le premier harmonique, améliorant le rapport signal/bruit produit par les demi-lunes comparé à celui produit par des fentes rectangulaires.

6. Dispositif expérimental

Le dispositif comporte le hacheur infrarouge, un porte-échantillon et la caméra LWIR modèle A325sc (figure 7).

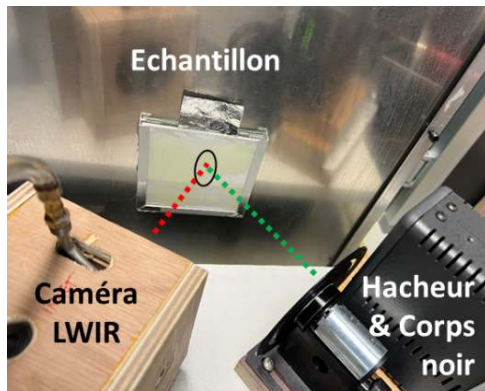


Figure 7 : Dispositif expérimental

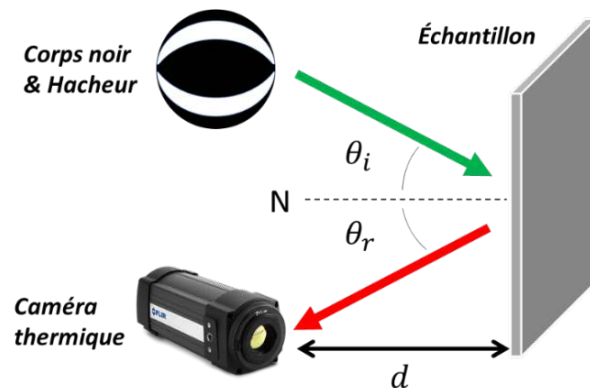


Figure 8 : Chemin optique indiquant les angles d'incidence et de réflexion ainsi que la distance de travail

Le dispositif est fixé sur une planche en bois. Compte tenu de l'encombrement du hacheur, nous avons ouvert les angles tel que $\theta_i = \theta_r \approx 40^\circ$ par rapport à la normale. Les références [6, 7] montrent que les caractéristiques directionnelles restent constantes chez les matériaux isolants ou diélectriques comme le verre tant que les angles d'observation restent inférieurs à 60° . On attend donc le même comportement concernant la réflectance bidirectionnelle. La distance normale entre la caméra/hacheur et le porte échantillon est d'environ 20 cm. Afin de limiter la dérive thermique de la caméra durant l'expérimentation, elle est thermostatée dans une boîte froide [4]. Pour la mesure du signal réfléchi, nous appliquons le même traitement que celui du signal d'émission (figure 6). Le résultat est présenté dans la figure 9.

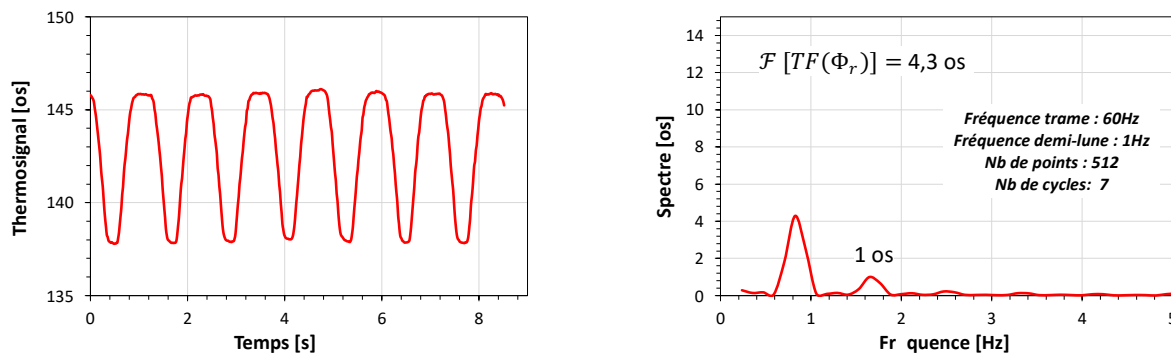


Figure 9 : Chronogramme et spectre du thermosignal de la réflexion. Le thermosignal de réflexion est moyenné sur une ligne comportant 9 IFOV. Pour le calcul du spectre, le chronogramme est fenêtré (Hann)

Nous obtenons ainsi l'amplitude du fondamental du signal réfléchi. Le rapport entre les deux amplitudes, utilisant l'équation 2 nous donne la valeur de la réflectivité bidirectionnelle. On évitera autant que faire se peut un échauffement de l'échantillon qui entacherait l'amplitude du fondamental d'une contribution émissive synchrone du signal réfléchi.

7. Érosion et réflectivité bidirectionnelle

Nous avons caractérisé différents échantillons de verre sodo-calcique avec différents taux d'érosion. Les résultats de la réflectivité bidirectionnelle sont illustrés dans la figure 10.

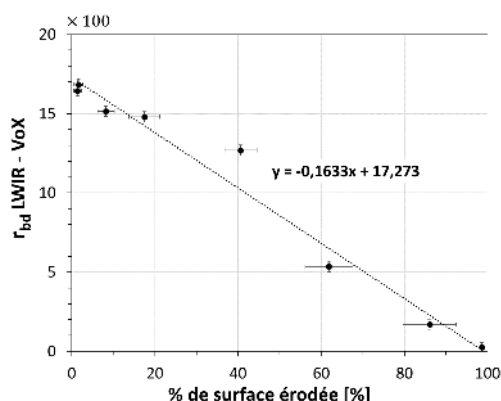


Figure 10 : Réflectivité bidirectionnelle en fonction de la surface érodée. L'incertitude combinée sur r_{bd} est de l'ordre de $\pm 2\%$. Les incertitudes sur le % de surface érodée sont indiquées dans le tableau 1

Nous observons que la réflectivité bidirectionnelle est sensible à l'érosion du verre. Cette variation est linéairement décroissante en fonction du taux d'érosion de la surface. Le coefficient de sensibilité de la réflectance bidirectionnelle est donné par $1/r_{bd} \times dr_{bd}/dx$ où x désigne le pourcentage de surface érodée. Le coefficient varie de $0,01 \text{ \%}^{-1}$ (surface érodée à 19%) jusqu'à $0,17 \text{ \%}^{-1}$ (surface érodée à 99,9%). La réflectivité bidirectionnelle se positionne dans la catégorie des mesurandes intéressants pour détecter ce type de défauts.

8. Réflectivité bidirectionnelle et transmittance optique du verre

Dans la figure 11, nous présentons la relation de corrélation entre la transmittance [300 nm – 2800 nm] et la variation de la réflectivité bidirectionnelle.

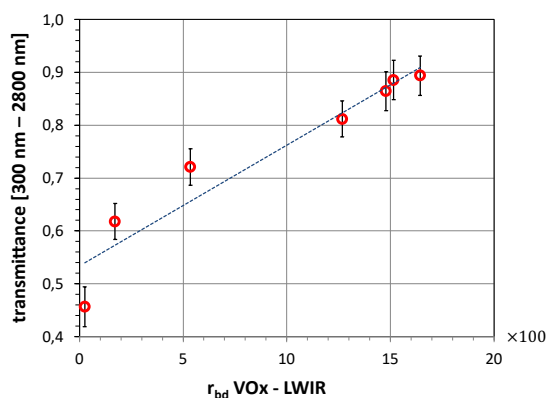


Figure 11 : Transmittance [300 nm – 2800 nm] versus la réflectivité bidirectionnelle

Le raccordement à la transmittance du verre dans le visible permet une évaluation de la gravité de l'érosion. Nous observons une variation linéaire, ce qui permet de déduire facilement l'impact sur la production énergétique à partir de la réflectivité bidirectionnelle.

9. Conclusions

La réflectance des verres érodés présente une signature spectrale caractéristique dans la bande LWIR. L'érosion produit une suppression progressive de la réflectance spéculaire. De ce fait, l'indicateur réflectivité bidirectionnelle LWIR rend compte avec une très bonne sensibilité des effets de l'érosion. Chez les verres, la variation de la réflectance spéculaire est modérée compte tenu de l'émissivité LWIR élevée de ce matériau (de l'ordre de 0,83). Si la signature spectrale de l'érosion est indépendante de la nature des matériaux (cela reste à vérifier dans un prochain travail), on peut s'attendre à des variations absolues d'autant plus importantes que l'émissivité nominale des surfaces est petite : la réflectance devrait permettre une détection encore plus fine des effets de l'érosion dans la plupart des surfaces d'émissivité LWIR inférieure à 0,8. La cartographie en réflectance bidirectionnelle LWIR ne pose en pourcentage aucun problème spécifique. Le réflectogramme fournira à terme une vue d'ensemble de l'état physico-chimique des surfaces scrutées (nous avons vérifié que les effets de la chaleur humide sur les verres sodocalciques sont aussi détectables en réflectivité bidirectionnelle). L'indicateur graphique est a priori productible in situ dans une approche totalement non intrusive et non destructive au moyen d'un appareillage simple que l'on s'efforcera de rendre compact et autonome. L'utilisation d'un environnement thermique oscillant améliore le rapport signal/bruit tout en s'affranchissant de toutes les contributions radiatives statiques sur la durée de mesure (en particulier la température d'émission de la cible). La résolution spatiale de mesure est contrainte par la règle des « 3x3 IFOV » mais reste adaptable par le choix des optiques commercialement disponibles chez les caméras LWIR.

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] Samy BRAZANE, Olivier RIOU, Fabien DELALEUX, Laurent IBOS, Jean-Félix DURASTANTI. Quantification des effets de l'érosion sur un verre sodo-calcique par émissivité apparente. *SFT Valenciennes Juin 2022*.
- [3] Communication personnelle : Clément Favey, Chercheur en Physiques Appliquées et Porteur de la Chaire Handicap & Technologie Polytech Paris-Saclay et son stagiaire Nicolas Arnoux, étudiant à l'école Polytech Paris-Saclay.
- [4] Samy BRAZANE, Olivier RIOU, Fabien DELALEUX, Laurent IBOS, Jean-Félix DURASTANTI. Assessment of thermal drift of the FLIR A325sc camera: limits and recommendations. *QIRT Paris Juillet 2022*.
- [5] Fluke Drywell 9100S Datasheet. Retrieved from: <https://docs.rs-online.com/830a/0900766b815d079c.pdf>.
- [6] Jean-Pierre Monchau. Mesure d'émissivité pour la thermographie infrarouge appliquée au diagnostic quantitatif des structures. *Thèse Université Paris-Est (2013)*.
- [7] X.P. Maldague, Theory and practice of infrared technology for non destructive testing, *Ed. Wiley 2001*.

Remerciements

Les auteurs remercient Clément Favey, Chercheur en Physique Appliquée et Porteur de la Chaire Handicap & Technologie de Polytech Paris-Saclay et son stagiaire Nicolas Arnoux pour le soutien apporté à la conception et l'impression 3D du disque deux demi-lunes, ainsi que l'IUT de Sénart-Fontainebleau et l'Université Paris-Est-Créteil pour le soutien financier de la thèse de doctorat de Samy BRAZANE.

Identifications de propriétés thermophysiques de matériaux polymères et composites en cours de transformation

Rita MOUSSALLEM^{1*}, Elissa EL RASSY¹, Jalal FARAJ², Ahmad AL TAKASH², Nicolas LEFEVRE¹, Jean-Luc BAILLEUL¹

¹Nantes Université – UMR CNRS 6607 - Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes – Rue Christian Pauc – 44300 Nantes Cedex 3

² Energy and Thermofluid Group, The International University of Beirut BIU, Beirut P.O. Box 146404

*(auteur correspondant : rita.moussallem@univ-nantes.fr)

Résumé - L'objectif principal de cette étude est de développer une méthode inverse permettant d'identifier la conductivité thermique des matériaux polymères durant leur transformation. Le principe de cette méthode consiste à minimiser l'écart quadratique entre l'évolution mesurée de la température du matériau durant sa transformation et les résultats numériques obtenus à partir d'un modèle basé sur une méthode de différences finies. Un algorithme d'optimisation hybride combinant une méthode stochastique avec une méthode déterministe est adopté pour identifier la conductivité thermique en fonction de deux champs. Les premiers résultats obtenus permettent de décrire la variation de cette propriété en fonction de la température T et de la cristallinité relative α de la matrice thermoplastique.

Nomenclature

T	Température, K	α	Cristallinité relative
K	Coefficient de Nakamura, s^{-n}	λ	Conductivité thermique, $W/(m.K)$
x	Épaisseur, mm	ρ	Masse volumique, kg/m^3
R	Résistance thermique de contact, $m^2.K/W$	Indices et exposants	
c_p	Chaleur spécifique, $J/(kg.K)$	n	Exposant d'Avrami
ΔH	Enthalpie de cristallisation, J/kg	Nak	Modèle de Nakamura
Symboles grecs			

1. Introduction

La maîtrise de la qualité finale des produits industriels nécessite de connaître de façon très fine le comportement des matériaux durant les différentes phases de leur fabrication. Ainsi, la modélisation précise des transferts thermiques durant les procédés de fabrication est indispensable. Cependant, cette modélisation exige une connaissance et une caractérisation fidèle des propriétés thermophysiques des matériaux telles que la conductivité thermique, la chaleur spécifique et le volume spécifique, durant les différentes étapes de production. Actuellement, ces propriétés sont bien identifiées à l'état solide mais, dans le cas de la conductivité thermique, sa mesure à l'état fondu (pour les polymères thermoplastiques) et durant sa transformation ne sont pas maîtrisées. La cristallinité relative des polymères thermoplastiques a une influence significative sur leur comportement thermique. En effet, ses propriétés thermophysiques sont dépendantes de la fraction solidifiée et de la température. Les méthodes de caractérisation traditionnelles ont été largement employées pour estimer les variations des propriétés thermophysiques des polymères amorphes et semi-cristallins en fonction de la température [1] [2] [3] [4]. Des expériences de caractérisation ont été précédemment réalisées dans le but d'évaluer la

variation de ces propriétés en fonction de la température et du taux de cristallisation [5] [6]. Ces études ont utilisé des méthodes discrètes permettant d'estimer les propriétés thermophysiques des polymères semi-cristallins dans leurs états finals avec un pourcentage de cristallisation défini à l'état solide.

L'utilisation des méthodes inverses en thermique vise souvent à identifier les propriétés thermophysiques d'un matériel dans son état final [7] [8] [9] [10]. Ainsi, ces méthodes d'estimation ont été utilisées pour identifier une valeur fixe pour chaque propriété au lieu d'identifier un profil évolutif avec la température.

Des protocoles expérimentaux ont été précédemment mis au point pour identifier la variation de la conductivité thermique des thermoplastiques en fonction de la température [11] [12]. La réponse thermique du matériel a été mesurée et implémentée dans une méthode inverse afin d'estimer les paramètres inconnus. Les valeurs de la conductivité thermique correspondant à plusieurs niveaux de température ont été identifiées, mais uniquement pour le polymère à l'état solide et liquide (hors la phase de cristallisation).

L'originalité de la présente étude est traduite par le fait qu'aucune loi de variation n'a été pré-imposée pour résoudre la méthode inverse. Le modèle établi identifie les propriétés thermophysiques en prenant en considération l'évolution de la température et du degré de transformation. Un modèle numérique décrivant l'évolution de la température couplée avec la cristallisation est développé. La sensibilité de la réponse thermique aux différentes propriétés thermophysiques est examinée et la robustesse de l'algorithme d'optimisation est validée.

2. Modèle numérique

2.1. Description et résolution du modèle numérique

Un modèle numérique permettant de simuler le problème thermique a été développé pour la réalisation de la méthode inverse. Le modèle numérique correspond principalement au refroidissement d'une pièce polymère thermoplastique injectée, de grandes dimensions devant son épaisseur $e = 4 \text{ mm}$. L'équation de la chaleur 1-D prend en compte le flux de chaleur exothermique dégagé durant la phase de cristallisation. Le problème thermique est décrit par l'équation de la chaleur (1) couplée avec celle décrivant la source de chaleur (2).

$$\rho(\alpha, T)C_p(\alpha, T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(\alpha, t) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho(\alpha, T)\Delta H \frac{\partial \alpha}{\partial t} \quad \forall x \in]0; e[\quad \forall t > 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = n \times K_{Nak}(T) \times (1 - \alpha)[-ln(1 - \alpha)]^{1-\frac{1}{n}} \quad \forall x \in [0; e] \quad \forall t > 0 \quad (2)$$

Avec ΔH l'enthalpie de cristallisation, $K_{Nak}(T)$ le coefficient de Nakamura en fonction de la température et n l'exposant d'Avrami. La forme différentielle de Nakamura [13] [14] a été simplifiée en une équation plus facile à implémenter et à résoudre numériquement. Levy [15] a démontré la fiabilité et la précision d'écrire la cinétique de cristallisation sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = K_{Nak}(T).G(\alpha) \quad \forall x \in [0; e] \quad \forall t > 0 \quad (3)$$

Avec $G(\alpha)$ une fonction normalisée sur l'intervalle $[0,1]$. Une résistance thermique de contact de $10^{-2} \text{ m}^2.K/W$ est considérée entre le polymère et le moule. Cette valeur est basée sur les

travaux réalisées par Le Mouellic *et al.* [16] sur le banc que nous utiliserons. Les conditions aux limites prennent en considération ce contact imparfait et sont écrites sous les formes suivantes :

$$-\lambda(\alpha, T) \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{T - T_{moule}}{R_1} \quad \text{en } x = 0 \quad \forall t > 0 \quad (4)$$

$$-\lambda(\alpha, T) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{T - T_{moule}}{R_2} \quad \text{en } x = e \quad \forall t > 0 \quad (5)$$

Les conditions initiales du problème thermique sont les suivantes :

$$T(x, t = 0) = 573.15 \text{ K} \quad \forall x \in [0; e] \quad (6)$$

$$\alpha(x, t = 0) = 0 \quad \forall x \in [0; e] \quad (7)$$

Ce problème thermique est discrétisé par différences finies. Le schéma de Crank-Nicolson est adopté pour discrétiser le modèle unidimensionnel. Les équations numériques couplées à résoudre sont alors :

$$T^{k+1} = [A^{k+1}]^{-1} \times (B^{k+1} \times T^k + b) \quad (8)$$

$$\alpha^{k+1} = \alpha^k + \Delta t \times K_{Nak}(T^{k+\frac{1}{2}}) \times G(\alpha^{k+\frac{1}{2}}) \quad (9)$$

Avec A et B des matrices tridiagonales contenant les termes de conduction et b le vecteur de cristallisation et de conditions aux limites. L'équation de la chaleur étant couplée avec la cinétique de cristallisation, un calcul itératif est exécuté pour modéliser le comportement thermique du polymère. Initialement, les valeurs à t^{k+1} sont considérées égales à celles à t^k . Par la suite, la température et la cristallinité relative à t^{k+1} sont calculées en résolvant les équations (8) et (9). A chaque pas de temps, les calculs sont répétés tant que la différence de température et de cristallinité relative entre deux itérations successives est supérieure à 10^{-3} K et 10^{-6} respectivement. Le problème thermique est résolu en utilisant l'algorithme de Thomas puisque les matrices A et B sont tridiagonales [17].

2.2. Évaluation du modèle numérique

Le modèle numérique consiste à simuler la phase de refroidissement d'un Polyamide 66 injecté à une température de 573 K dans un moule en acier à 293 K. La cinétique de cristallisation du PA 66 a été étudiée par Faraj [18] ainsi que ses propriétés thermophysiques. Dans le but d'évaluer le modèle numérique développé, des lois de mélanges ont été classiquement appliquées pour résoudre le problème thermique. La conductivité thermique et l'inertie thermique volumique sont décrites par les équations (10) and (11) avec "sc" et "a" désignant la phase semi-cristalline et amorphe respectivement. Rappelons ici que le but ultime de nos travaux est de nous affranchir de ces modèles comportementaux, particulièrement dans le cas de la conductivité thermique pour laquelle une loi de mélange n'a pas de sens ... même si elle est très couramment utilisée.

$$\lambda(T, \alpha) = \lambda_{sc} \times \alpha + \lambda_a \times (1 - \alpha) \quad (10)$$

$$\rho C_p(T, \alpha) = \rho C_{p_{sc}} \times \alpha + \rho C_{p_a} \times (1 - \alpha) \quad (11)$$

La résolution du problème thermique permet de simuler l'évolution de la température et de la cristallinité relative à différentes positions dans l'épaisseur du polymère. Étant donné que les conditions aux limites sur les deux frontières sont identiques et que le polymère est isotrope, le problème thermique est symétrique. Seuls les résultats obtenus sur des points situés entre 0 et $\frac{e}{2}$ sont présentés sur les Figures 1 et 2.

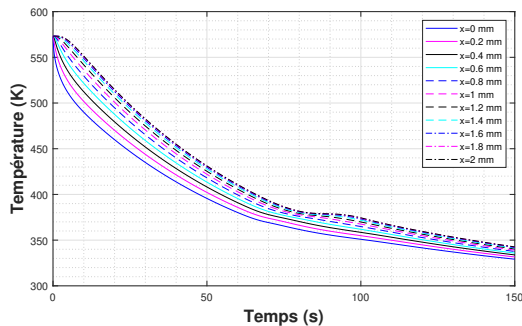


Figure 1 : Evolutions de températures pour différentes positions dans l'épaisseur du polymère

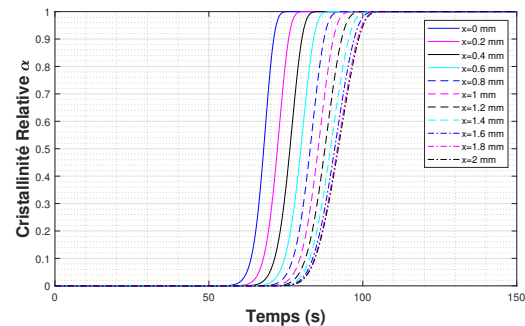


Figure 2 : Evolutions de la cristallinité relative pour différentes positions dans l'épaisseur du polymère

Une première évaluation de notre modèle est effectuée en comparant ces résultats avec ceux donnés par le logiciel d'éléments finis "Comsol Multiphysics". La méthode de résolution utilisée par ce logiciel est la méthode d'Euler régressive et le couplage entre l'équation thermique et la cristallisation est réalisé grâce à la librairie développée par Levy [19]. Les mêmes pas d'espace et de temps sont adoptés dans les deux modèles. Les différences de températures et de taux de cristallisation sont présentées sur les Figures 3 et 4. Les différences de températures restent inférieures à 1,2 K et celles de taux de cristallisation atteignent un maximum de 0,009, ce qui justifie que les résultats du modèle numérique sont fiables, comparativement à ceux obtenus sur un logiciel commercial. Notre modèle numérique peut donc être utilisé dans la méthode inverse que nous présentons à suivre.

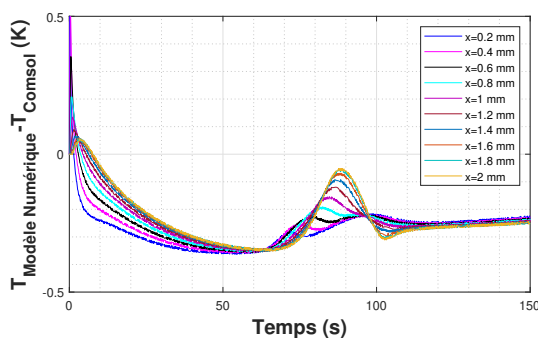


Figure 3 : Ecart de températures entre notre modèle numérique et Comsol pour différentes positions dans l'épaisseur du polymère

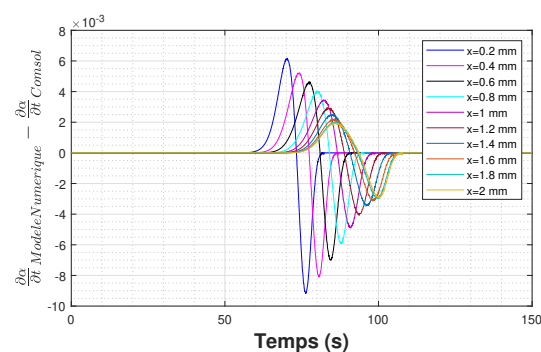


Figure 4 : Ecart de taux de cristallisation entre le modèle numérique et Comsol pour différentes positions dans l'épaisseur du polymère

2.3. Sensibilité aux propriétés thermophysiques

Une étude de sensibilité est requise pour vérifier la faisabilité de l'estimation des paramètres de notre modèle et reconnaître les corrélations possibles entre certaines propriétés thermophysiques

siques. La sensibilité réduite de la température par rapport à la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la masse volumique est calculée avec la formule suivante :

$$S^*(\beta, t) = \frac{\partial Y(\beta, t)}{\partial \beta} \quad (12)$$

Avec β le paramètre à identifier et Y la réponse du modèle thermique.

Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 5. L'évolution similaire des courbes de sensibilité signale l'existence d'une corrélation entre les propriétés thermophysiques. Cette constatation définit le problème comme étant mal posé [20]. Dans ce cas, l'identification simultanée des propriétés est impossible. La méthode inverse sera ainsi appliquée pour identifier uniquement la conductivité thermique, grandeur pour laquelle les lois de mélanges sont discutables.

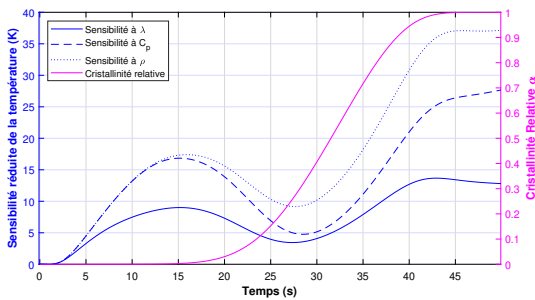


Figure 5 : Sensibilités réduites de la température par rapport aux 3 propriétés thermophysiques

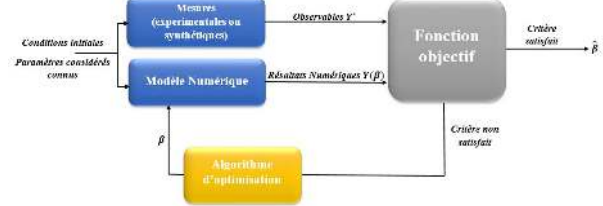


Figure 6 : Principe de la méthode inverse

3. Résolution de la méthode inverse

3.1. Description du problème inverse

La résolution du problème inverse est basée principalement sur la minimisation de l'écart quadratique entre les résultats expérimentaux ou synthétiques et les résultats numériques. Le concept du problème inverse est illustré sur la Figure 6. L'algorithme d'optimisation continue à ajuster les valeurs des paramètres inconnus jusqu'à ce que la fonction objectif satisfasse un critère prédéfini.

La fonction objectif est définie par la formule suivante :

$$J = \sum_{i=1}^n \int_0^{t_f} (T_{i,Experimental}(\beta) - T_{i,Numerical}(\beta))^2 dt \quad (13)$$

Avec n le nombre de points auxquels la température est mesurée/calculée, t_f la durée de l'expérience et β l'ensemble des paramètres à identifier.

3.2. Les paramètres inconnus du problème inverse

Le polymère injecté à l'état fondu se refroidit pour se cristalliser et passer de l'état fondu à l'état solide. Durant la cristallisation, la conductivité est dépendante de la température T et de la cristallinité relative α . Les valeurs de la conductivité correspondantes aux différentes combinaisons de température et de cristallinité relative sont stockées dans une matrice de dimension $m \times n$.

$$\begin{pmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \lambda_{1n} \\ \lambda_{21} & \lambda_{22} & \dots & \dots & \dots & \dots & \lambda_{2n-1} & \lambda_{2n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \lambda_{m1} & \lambda_{m2} & \dots & \dots & \dots & \dots & \lambda_{mn-1} & \lambda_{mn} \end{pmatrix} \quad (14)$$

Cette matrice est définie pour les n niveaux de température et les m niveaux de cristallinité relative. En phase solide et liquide, le cristallinité relative a une valeur fixe ($\alpha = 1$ et $\alpha = 0$ respectivement). Dans ces conditions, la conductivité est uniquement dépendante de la température. A l'état liquide et solide, la conductivité thermique est définie par deux vecteurs contenant les valeurs correspondantes aux niveaux de températures définis pour chacun de ces cas.

3.3. Algorithme d'optimisation

L'identification des paramètres inconnus peut être réalisée à l'aide d'une méthode d'optimisation stochastique ou déterministe. Étant donné que le problème thermique est non linéaire et possède un grand nombre d'inconnus, un algorithme stochastique est adopté pour éviter la convergence vers un minimum local. Les approches méta-heuristique utilisée dans cette étude sont l'optimisation par essaim de particules (PSO) [21] et algorithme génétique (GA) [22]. Les valeurs optimisées par l'algorithme stochastique seront implémentées comme valeurs initiales dans un algorithme déterministe de premier ordre de type simplexe.

3.4. Résultats

3.4.1. Sans bruit synthétique

Les premiers essais d'estimation sont réalisés sans ajout de bruit synthétique sur les résultats numériques. Le tableau 1 regroupe les différences relatives maximales entre les valeurs "vraies" de la conductivité et les valeurs estimées par PSO et GA. On remarque que l'algorithme génétique est susceptible d'estimer les valeurs de la conductivité thermique avec plus de précision que l'identification par essaim de particules.

Phase	PSO	GA
Solide	3.004%	1.107%
Durant la cristallisation	20.15%	6.41%
Liquide	3.87%	0.196%

Tableau 1 : Différences relatives maximales entre les valeurs "vraies" de la conductivité et les valeurs estimées par PSO et GA

3.4.2. Avec bruit synthétique

Plusieurs niveaux de bruit de mesures ont été ajoutés aux résultats numériques. Une minimisation hybride couplant l'algorithme génétique et le simplexe est utilisée pour ces estimations. Les erreurs relatives des résultats obtenus sont présentés sur les Figures 7, 8, 9 et 10. La marge d'erreur obtenue avec les différents niveaux de bruit ajoutés confirme la validité et la robustesse de l'algorithme d'identification.

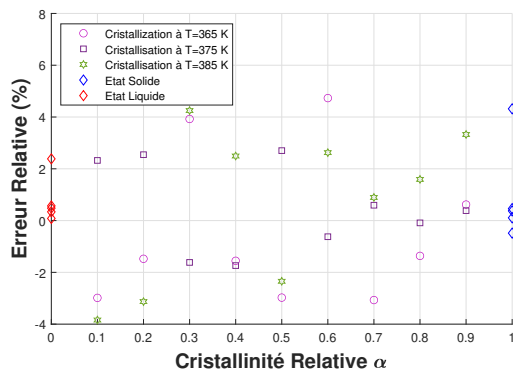


Figure 7 : Erreurs relatives sur les résultats obtenus avec un bruit de $0.01\text{ }^{\circ}\text{C}$

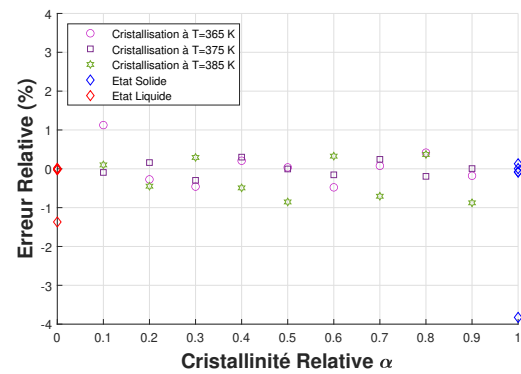


Figure 8 : Erreurs relatives sur les résultats obtenus avec un bruit de $0.025\text{ }^{\circ}\text{C}$

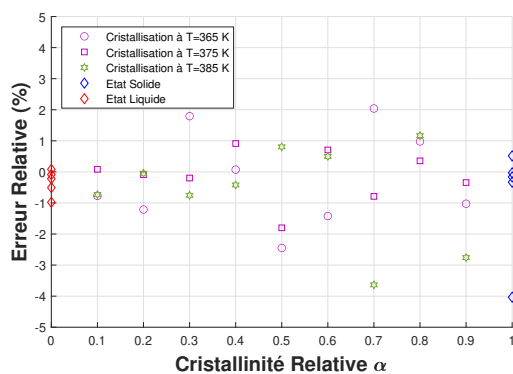


Figure 9 : Erreurs relatives sur les résultats obtenus avec un bruit de $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$

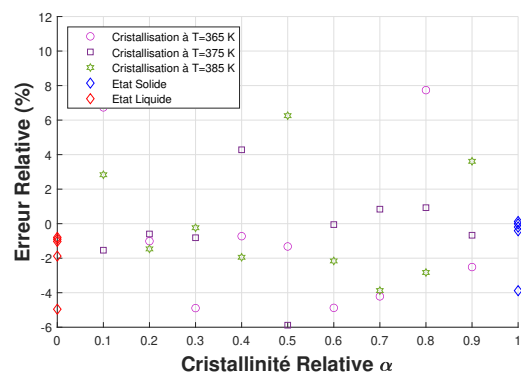


Figure 10 : Erreurs relatives sur les résultats obtenus avec un bruit de $0.3\text{ }^{\circ}\text{C}$

4. Conclusion

Une méthode originale d'identification de la conductivité thermique d'un polymère thermoplastique en fonction de la température et de la cristallinité relative est présentée dans cet article. Un modèle numérique décrivant la cristallisation d'un thermoplastique a été développé et comparé avec Comsol Multiphysics. Après comparaison des résultats d'identification obtenus avec un algorithme d'optimisation par essaim de particules et ceux obtenus à l'aide d'un algorithme génétique, ce dernier a convergé vers de meilleurs résultats pour ce problème thermique inverse. Ce travail constitue l'étape préliminaire de l'identification expérimentale. Le protocole expérimental développé par Le Mouellic *et al.* [16] a été utilisé pour mesurer l'évolution de la température au niveau de différents points d'un polymère injecté durant son refroidissement. Les mesures seront implémentées dans la méthode d'identification développée afin d'estimer les valeurs de la conductivité thermique. Les résultats obtenus permettront de visualiser le "vrai" profil d'évolution de la conductivité durant la phase de cristallisation. Des manipulations expérimentales sont en cours d'exécution pour enregistrer le comportement thermique du polymère et finaliser la méthode inverse. Le profil d'évolution de la conductivité thermique sera ensuite implémenté dans le modèle numérique afin de comparer les températures simulées avec les mesures expérimentales. Cette comparaison permettra de vérifier la crédibilité des résultats de la méthode inverse et de valider définitivement notre modèle. L'étape suivante consistera à appliquer cette nouvelle méthode d'identification sur des matériaux composites à matrice thermoplastique pour identifier la variation de la conductivité thermique durant leur cristallisation.

Références

- [1] W N Dos Santos. Thermal properties of melt polymers by the hot wire technique. *Polymer Testing*, 24(7) :932–941, 2005.
- [2] W N Dos Santos, CY Iguchi, and R Gregorio Jr. Thermal properties of poly (vinilidene fluoride) in the temperature range from 25 to 210 c. *Polymer testing*, 27(2) :204–208, 2008.
- [3] W N Dos Santos, J A De Sousa, and R Gregorio Jr. Thermal conductivity behaviour of polymers around glass transition and crystalline melting temperatures. *Polymer Testing*, 32(5) :987–994, 2013.
- [4] J Blumm and A Lindemann. Characterization of the thermophysical properties of molten polymers and liquids using the flash technique. *High Temp. High Press*, 35(36) :627, 2003.
- [5] HA Bioki, Z Mirbagheri, F Tabbakh, G Mirjalili, et al. Effect of crystallinity and irradiation on thermal properties and specific heat capacity of ldpe & ldpe/eva. *Applied Radiation and Isotopes*, 70(1) :1–5, 2012.
- [6] L Bai, X Zhao, R-Y Bao, Z-Y Liu, M-B Yang, and W Yang. Effect of temperature, crystallinity and molecular chain orientation on the thermal conductivity of polymers : a case study of plla. *Journal of Materials Science*, 53(14) :10543–10553, 2018.
- [7] I Philippi, J C Batsale, D Maillet, and A Degiovanni. Measurement of thermal diffusivities through processing of infrared images. *Review of scientific instruments*, 66(1) :182–192, 1995.
- [8] E Ruffio, D Saury, and D Petit. Robust experiment design for the estimation of thermophysical parameters using stochastic algorithms. *International journal of heat and mass transfer*, 55(11-12) :2901–2915, 2012.
- [9] A Salazar, A Mendioroz, E Apiñaniz, C Pradere, F Noël, and J-C Batsale. Extending the flash method to measure the thermal diffusivity of semitransparent solids. *Measurement Science and Technology*, 25(3) :035604, 2014.
- [10] E El Rassy, Y Billaud, and D Saury. Simultaneous and direct identification of thermophysical properties for orthotropic materials. *Measurement*, 135 :199–212, 2019.
- [11] R Le Goff, D Delaunay, N Boyard, Y Jarny, T Jurkowski, and R Deterre. On-line temperature measurements for polymer thermal conductivity estimation under injection molding conditions. *International Journal of heat and mass transfer*, 52(5-6) :1443–1450, 2009.
- [12] X Tardif, A Agazzi, V Sobotka, N Boyard, Y Jarny, and D Delaunay. A multifunctional device to determine specific volume, thermal conductivity and crystallization kinetics of semi-crystalline polymers. *Polymer testing*, 31(6) :819–827, 2012.
- [13] K Nakamura, T Watanabe, K Katayama, and T Amano. Some aspects of nonisothermal crystallization of polymers. i. relationship between crystallization temperature, crystallinity, and cooling conditions. *Journal of Applied Polymer Science*, 16(5) :1077–1091, 1972.
- [14] K Nakamura, K Katayama, and T Amano. Some aspects of nonisothermal crystallization of polymers. ii. consideration of the isokinetic condition. *Journal of Applied Polymer Science*, 17(4) :1031–1041, 1973.
- [15] A Levy. Robust numerical resolution of nakamura crystallization kinetics. *International Journal of Theoretical and Applied Mathematics*, (4) :143, 2017.

- [16] P Le Mouellic, N Boyard, J-L Bailleul, N Lefevre, T Gaudry, and J-M Veille. Development of an original overmoulding device to analyze heat transfer at polymer/polymer interface during overmoulding. *Applied Thermal Engineering*, page 119042, 2022.
- [17] C Wielgosz, B Peseux, and Y Lecointe. *Formulations mathématiques et résolution numérique en mécanique*. PhD thesis, MTGC, 2004.
- [18] J Faraj. *Analyse thermocinétique de la cristallisation en milieu confiné d'un composite à base d'une résine thermoplastique (Polyamide 66)*. PhD thesis, Nantes, 2016.
- [19] A Levy. A novel physics node for nakamura crystallization kinetics. *Int. J. Numer. Methods Eng*, 80 :425–454, 2016.
- [20] H W Engl, M Hanke, and A Neubauer. *Regularization of inverse problems*, volume 375. Springer Science & Business Media, 1996.
- [21] R Eberhart. James. kennedy, particle swarm optimization. In *Proceedings of the IEEE international conference on neural networks, Australia*, volume 1948, 1942.
- [22] J H Holland. Genetic algorithms. *Scientific american*, 267(1) :66–73, 1992.

Thermal parameter estimation of mold in petri dishes by application of flashlight and thermal camera measurements

Luiz F. S. FERREIRA¹, Thomas PIERRE^{2*}, Leonardo A. B. VARON³, Helcio R. B. ORLANDE¹

¹ Université Fédérale de Rio de Janeiro, Politécnica/COPPE, Cidade Universitária, 68502, Rio de Janeiro, Brésil.

² Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France.

³ Univ. Santiago de Cali, Street 5 #62-00, Cali, Colombia.

*(auteur correspondant : thomas.pierre@univ-ubs.fr)

Abstract – Microbiology standard procedures for bacteria or micro-organisms detection in liquid or gas media usually require incubation of the samples for a few days. This work is aimed at the fast detection of micro-organisms by photothermal excitation on a plate with culture media that containing molds. The temperature is measured with an infrared camera. Temperature variations during the cooling period are used for the solution of a parameter estimation problem. The lumped model parameter is estimated by Markov Chain Monte Carlo method via Metropolis-Hastings algorithm.

Nomenclature

Latin letters

A	area, m ²
c_p	specific heat, J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹
E	energy, J
h	heat transfer coefficient, W·K ⁻¹ ·m ⁻²
\mathbf{P}	vector parameters
r	radius, mm
T	temperature, °C
t	time, s

\mathbf{Y} measurement vector

Greek letters

α	Metropolis-Hastings ratio
ρ	density, kg·m ⁻³
ε	emissivity
σ	Stefan–Boltzmann constant, W·m ⁻² ·K ⁻⁴
θ	nondimensional temperature
π	probability distribution function

1. Introduction

The process of bacteria and microorganisms detecting can take many hours or even days. There are an extensive set of techniques used to determine the viability of bacteria, such as nucleic acid-based methods, fluorescent dye-based methods, cellular/metabolic properties, and culture-based methods [1]. The European standard BS EN 14683 establishes minimum requirements for surgical masks used in operating rooms and other areas of healthcare facilities to avoid cross-contamination as much as possible. Therefore, a set of procedures is required to verify the adequacy of such masks in relation to several aspects. Among them, the procedure for calculating the bacterial filtration efficiency (BFE) is of interest, which is obtained by exposing plates to a device that sprays a solution with bacteria. After an incubation period of 48 hours at 37 ± 2 °C, the number of bacterial cultures for each plate is counted. These bacteria form on an agar gel Petri dish following a procedure of exposure to a *Staphylococcus aureus* culture diluted in peptone water. After the procedure described and counting the amount of bacterial culture in each plate, the average of the BFE of all plates is calculated, thus obtaining the filtration efficiency [2]. The complete work focuses on culture-based methods (CBM) to perform a count of the number of bacterial cultures that reproduce after the standardized test for respective regulation. But, for preliminary approach, the experimental apparatus and the algorithms are developed in order to detect, count, and estimate parameters for molds. The

objective of this work is to automatically detect microorganisms in a petri plate, more specifically mold/fungi given their larger magnitude when compared with bacterial cultures. After the detection, estimate thermophysical parameters and dimensions of these organisms.

2. Mathematical model and inverse problem

In this work, we use the inverse problem under Bayesian framework to estimate the thermal parameters for mold of different sizes in agar gel. This approach needs a direct problem and an inverse problem methodology, which is described in this section. The direct problem assumes heat exchange between the mold and the medium as a lumped heat transfer, which works quite well in small bodies with Biot number less than 0.1. In this modeling approach, the inner temperature depends on a simple energy balance between the body and the environment. Equation (1) shows this general energy balance:

$$dE / dt = E_g - E_{conv} - E_{rad} \quad (1)$$

where the left-hand term is the stored energy in the volume, the first right-hand term is the heat generation considered negligible, the second is the energy lost by convection, and the third item is the energy lost by radiation. The heat losses are assumed only due to convective and radiative exchanges and negligible in the base of the hemisphere. An illustration of a hemisphere for modelling the mold geometry can be seen in Figure 1.

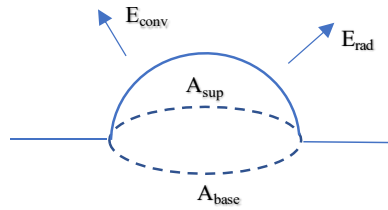


Figure 1: Geometry of a hemisphere.

Hence, we can write the direct problem as:

$$\rho c_p V dT / dt = -(h_r + h_L) A_s (T - T_\infty) \quad (2)$$

$$T(t = 0) = T_{ini} \quad (3)$$

where ρ is the density, c_p the specific heat, T_∞ is the room temperature (about 22 °C), T_{ini} the initial temperature, h_L convective heat transfer coefficient, and h_r is the linearized heat transfer coefficient for radiation, given by:

$$h_r \equiv 4\varepsilon\sigma T_\infty^3 \quad (4)$$

Despite h_r depends on the temperature, in the temperature range considered in our experiment, the variation for this coefficient is negligible but is considered in the uncertainties of the respective parameter. Considering the values of $V = 2\pi r^3/3$ and $A_s = 2\pi r^2$ for a hemisphere, and changing the variables using $h = h_r + h_L$, and $\theta(t) = T(t) - T_\infty$, the solution for equations (2) and (3) is the following expression:

$$\theta(t) = \theta_0 e^{-mt} \quad (5)$$

$$m = 3h / (\rho c_p r) \quad (6)$$

where $\theta_0 = T_{ini} - T_\infty$, ρc_p is the volumetric heat capacity, and r is the radius of the base for each mold.

The Bayesian approach for inverse problems deals with all available information to obtain the better estimative for parameters and its uncertainties taking into account prior information and the model selected to treat the measurements. All these elements are combined using the

Bayes' theorem (7). The statistical inversion approach is based in some principles: for example, all parameters in the model are considered random variables and the solution of the inverse problem is the posterior probability distribution [3]. Based on all information available for parameters \mathbf{P} before the measured data is available, we need to select a probability distribution function $\pi(\mathbf{P})$ that represents the prior information. It is needed to select the likelihood function $\pi(\mathbf{Y}|\mathbf{P})$ for modelling the measurement errors and to develop methods to explore the posterior density function, which is the conditional probability distribution given the measurements $\pi(\mathbf{P}|\mathbf{Y})$.

$$\pi(\mathbf{P}|\mathbf{Y}) \propto \pi(\mathbf{Y}|\mathbf{P})\pi(\mathbf{P}) \quad (7)$$

The Metropolis-Hastings algorithm with separate sampling for the parameters is given by the following steps [3], [4]:

1. Let $t = 0$ and start the Markov chains with the sample $\mathbf{P}^{(0)}$.
2. Sample candidates \mathbf{P}^* from the proposal distribution $q(\mathbf{P}^*|\mathbf{P}^{(t)})$.
3. Compute the Metropolis-Hastings ratio

$$\alpha(\mathbf{P}^*|\mathbf{P}^{(t)}) = \min \left[1, \frac{\pi_{post}(\mathbf{P}^*)q(\mathbf{P}^{(t)}|\mathbf{P}^*)}{\pi_{post}(\mathbf{P}^{(t)})q(\mathbf{P}^*|\mathbf{P}^{(t)})} \right]$$
4. Generate a random number with a uniform distribution in $(0,1)$, $U \sim U(0,1)$.
5. If $U \leq \alpha(\mathbf{P}^*|\mathbf{P}^{(t)})$, make $\mathbf{P}^{(t+1)} = \mathbf{P}^*$. Otherwise, make $\mathbf{P}^{(t+1)} = \mathbf{P}^{(t)}$.
6. Make $t = t + 1$ and return to step 2 to generate the sequence $\{\mathbf{P}^{(1)}, \mathbf{P}^{(2)}, \dots, \mathbf{P}^{(n)}\}$.

The parameters of the mathematical model considered here are given by equation (8). As they are combined to form the parameter m in equation (6), they are correlated. The estimation of the sole parameter m should be enough, but it is been extended to the three parameters (8). The Bayesian inference gives the possibility to evaluate priors on parameters, what cannot propose deterministic techniques. The initial temperature θ_0 is considered a deterministic parameter. The priors are determined and presented in Section 3.

$$\mathbf{P} = [\rho c_p, h, r]^T \quad (8)$$

3. Materials and Methods

A thermographic camera FLIR SC660 records the images of a disposable petri plate with 90 mm diameter and 15 mm high containing about 15 ml of agar gel contaminated with several microorganisms initially uncharacterized. Contamination of the sterilized plate is performed by opening its lid to ambient air and storing it at an ambient temperature of 23 ± 2 °C for two days.

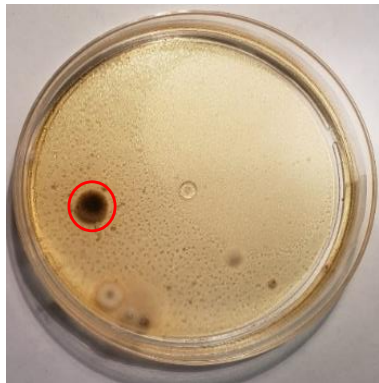


Figure 2: Agar gel plate contaminated with mold and yeasts.



Figure 3: Experimental apparatus.

Figure 2 shows the top view of the plate, with the variety of organisms that grows during the incubation period at the specified temperature. The experimental apparatus can be seen in

Figure 3, where the camera optical axis is perpendicular to the petri plate, and the flashlight is outside of camera field of vision. The plate is positioned between three plastic tips so that the image capture position remains the same. There are two height controls, and the camera focus can be done automatically or manually. The flashlight is provided by an emitter ATEK LLC 800 generally used in photography studios, positioned at the top next to thermal imaging camera.

Each pixel from the thermal image corresponds to one temperature measurement and these temperatures have associated uncertainties. The minimum element which forms the digital image, namely pixel, can represent different sizes for real objects depending on the distance between the lens and the object under analysis. The thermal camera used has 640×480 pixels with $7.5 - 13.0 \mu\text{m}$ of spectral range and accuracy of $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$ or $\pm 2 \%$ of reading. A microscope micrometer calibration ruler is used to estimate the pixels dimensions based on the captured thermal images. This ruler is showed in Figure 4. After several measurements, using all graduated scales for vertical and horizontal directions, a value for the basis (horizontally) of each pixel is obtained with mean value of $0.264 \pm 0.040 \text{ mm}$. In the perpendicular position (vertically), the mean value is $0.27 \pm 0.02 \text{ mm}$. The error propagation can be calculated to obtain the value for the area as $0.07 \pm 0.01 \text{ mm}^2 \cdot \text{pixel}^{-1}$. These values are related strictly with the specific experimental apparatus, considering 40 cm between the lens and the plate image recorded. These calculations must be done every time that the experimental apparatus is changed, the distance between lens and plate and the focus configuration is altered. Some options are available after the recording for export the camera data in the FLIR Researcher software, like digital levels counting (counts), temperature, and radiance. In this work, the major interest is related to temperature since the surface emissivities are not known in order to infer the temperature measurements directly. In our case, we assume emissivity equals to unity, knowing that literature mentions emissivity value of equivalent gel of 0.92 [5].

Twenty-two frames are obtained from a thermal video, with about 33 ms between each frame and a total duration of 696 ms. The frame with mean temperature peak is considered the initial instant for the model, or $\bar{\theta}(\tau = 0) = \bar{\theta}_0$. The energy applied by the flashlight is not part of the model directly, only the initial mean temperature is, so our problem is to estimate a cooling coefficient for the lumped model. The frame is detected with the greater mean temperature value and all frames before it is discarded for the simulations. To study the temperature distribution in all regions delimited by each unity of mold, the mean temperature is calculated for each frame in each one of the detected molds. The experimental data $\Delta \bar{\theta}_i = \bar{\theta}_i / \bar{\theta}_{max}$ is the representation of the mean values for each contour detected from the peak of temperature (after the flashlight pulse effects). Each one of the values of the measurement vector \mathbf{Y}_{meas} is a result of a normalization according to equation (9):

$$\Delta \bar{\theta} = (\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_{min}) / (\bar{\theta}_{max} - \bar{\theta}_{min}) \quad (9)$$

where $i = 0, \dots, n$, n is the frame number after flashlight. The index *max* represents the maximum value to all means temperatures calculated for each frame, and the index *min* is the nonzero minimal temperature for all frames. With an algorithm developed to detect contours with the Python library *scikit-image*, it is possible to detect three different mold contours. \mathbf{Y}_{meas} is calculated for each one of them to be used later in the parameter estimation routine. At first, a thresholding is applied in a copy of the thermal images turning to zero all temperatures smaller than the minimal temperatures (Figure 5(a)). Then the function *measure.find_contours* from *scikit-image* is used to detect the contours (Figure 5(b)). Finally, the function *polygon2mask* from the same library is used to convert all contours in areas (Figure 5(c)). These regions are matrix with pixel values equal to one in the region and zero outside of them, and they are

combined with the temperature measurement to define the region for calculation of the mean values for the temperatures in each one of the molds.

Markov Chain Monte Carlo (MCMC) Method is used to obtain the parameter estimation under the Bayesian framework, and the Metropolis-Hasting sampling algorithm is used to sample the posterior distribution. Three parameters are considered to determine, namely volumetric heat capacity ρc_p , heat transfer coefficient h , and radius of the mold r (8). All these three parameters are considered random variables with Gaussian prior distribution. The prior for the heat transfer coefficient is considered the same for each mold detected and has been evaluated at $16.5 \pm 3.3 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ with the help of theoretical correlation [6]. A methodology based on [7] is used with the prior of ρc_p . The values for the mean of each radius are inferred based on the size of the contour, just like the standard deviation, for the three-contour detected. Table 1 shows the Gaussian priors for each detected mold.

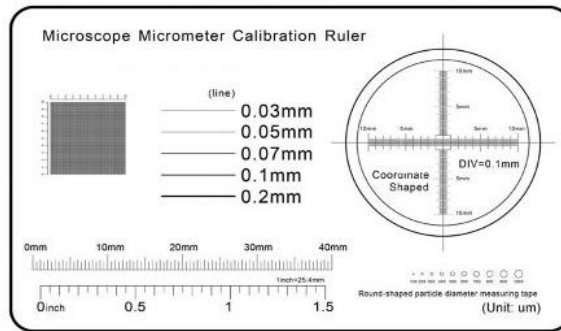
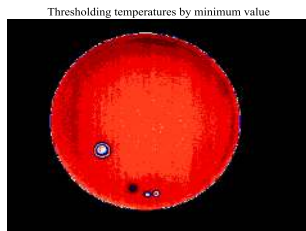
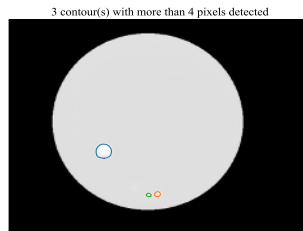


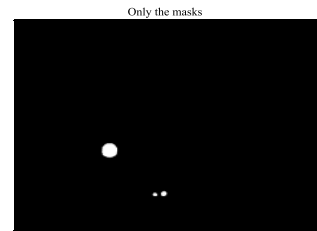
Figure 4: Ruler used to calibrate the pixel size.



(a) Thresholding



(b) Contours detection



(c) Only regions detected

Figure 5: Contour detection.

Mold Number	r , mm	ρc_p , $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-3}$
	Mean \pm Standard Deviation	Mean \pm Standard Deviation
1	4.32 ± 0.27	$1\ 500 \pm 450$
2	1.54 ± 0.09	$4\ 000 \pm 1\ 200$
3	1.15 ± 0.07	$5\ 000 \pm 1\ 500$

Table 1: Gaussian priors for the parameters.

Also, the standard deviation for the Gaussian likelihood function is calculated depending on the standard deviation for the first frame, before the flashlight and with value of $\sigma_{like} = 1.22 \%$. It is used 3 000 000 samples with a burn-in of 2 100 000 samples. Hence, 900 000 final states are used to calculate the statistics for the parameters. The MCMC method is used separately for each one of the three detected molds and were adjusted to result in acceptance rates around 30% of the candidate points [7]. The acceptance of the samples is 32 %, 20 %, and 13 %, respectively, for mold 1, 2, and 3. Because we have used a low-cost computational model for the direct problem, all simulation is done in about 2 minutes for each one of the detected contours, totalizing about 6 minutes to run the MCMC method in a 11th generation Intel® Core™ i5 @2.40 GHz 4 core and 16 GB RAM computer.

4. Results and discussion

The Markov Chains can be seen in Figure 6 for each one of the molds grouped for separated parameters. For the radius Figure 6(a), we have the better values for prior information and the convergence for the chains is visible and associated with the respective uncertainties showed in Table 1. The respective distribution is showed in Figure 6(b), where we can see the normal distribution for each one of the radii.

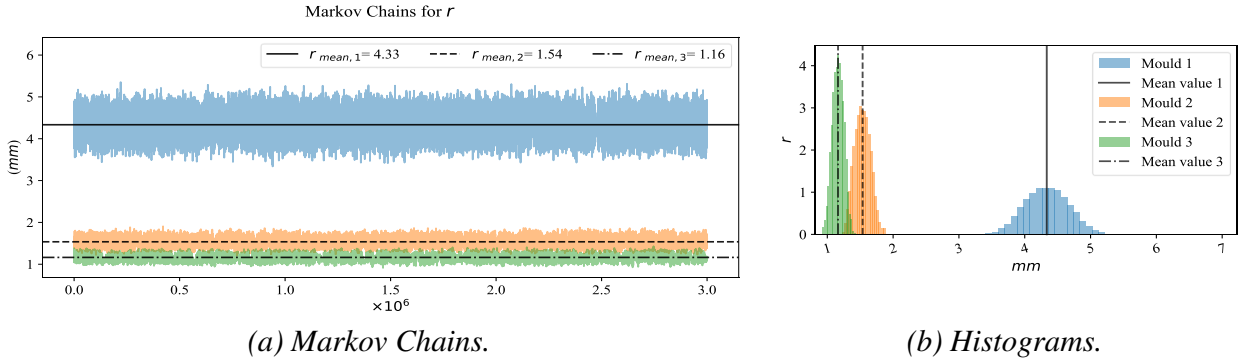


Figure 6: Radii estimation.

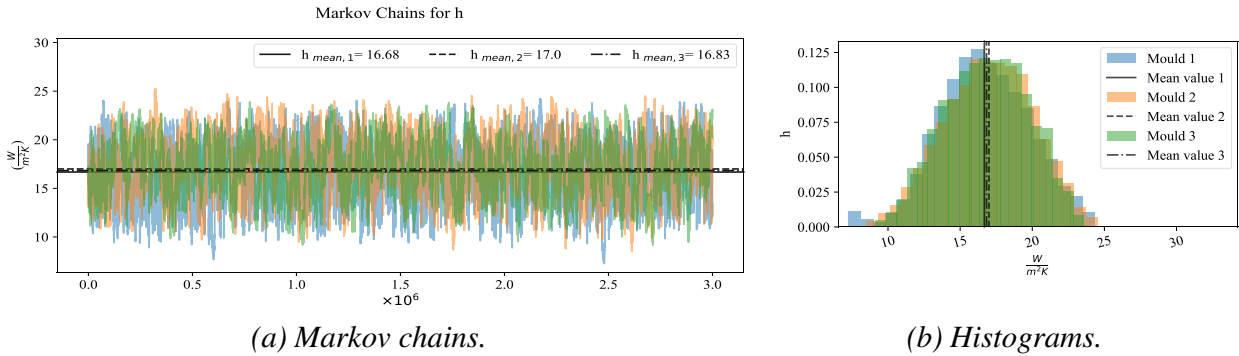


Figure 7: Heat transfer coefficient estimation.

The heat transfer coefficient has large variation for the three molds, as we can observe in Figure 7(a). Despite this large variation, we can see most of the values well distributed around the mean value for all molds, it is showed clearly in Figure 7(b). The values for h show convergence for chains with large variation. But it is important to consider the difficulty for obtaining this parameter remembering that $h = h_L + h_r$, *i.e.*, i) the convective coefficient depends on the room temperature; ii) there could possibly be air flow around the experimental apparatus, modifying the heat transfer coefficient.

Figure 8(a) shows the results for the volumetric heat capacity. The Markov chains indicate large variation for some of the parameters, mainly for the smallest mold detected. A possible explanation for this behavior is related with the values of the prior standard deviation which is 30 % of the mean value for each mold, and with the smaller mold which shows the larger value of mean and standard deviation, as indicated by Table 1. Also, this information is combined with the information of the mold radius in the exponential model, so when large variation occurs in a specific mold for radius, relatively small variation occurs for volumetric heat capacity. Similarly, to h , the parameter ρc_p presents difficulties in his estimation, yet the posterior probability function is well distributed around the mean values, as we can see in Figure 8(b).

After all simulations, it was possible to estimate the three parameters and the credible interval of 95 %. The summary of these results is show in Table 2. We can observe relatively large values for this credible interval in some results, like ρc_p and h for all molds. Despite the

larger values in Table 2, the mode values can be considered the most credible values for the parameters, and they can be combined to obtain m .

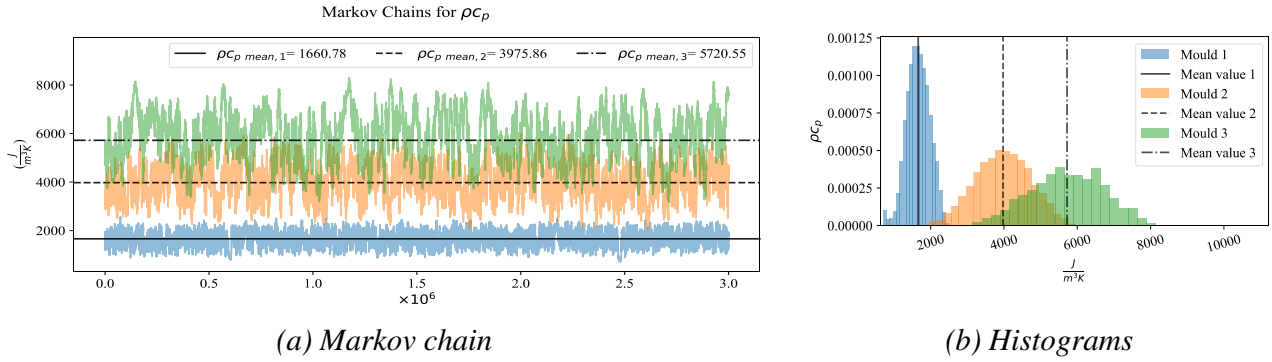


Figure 8: Volumetric heat capacity estimation.

Parameters	h_1	h_2	h_3	r_1	r_2	r_3	$(\rho_{C_p})_1$	$(\rho_{C_p})_2$	$(\rho_{C_p})_3$
Mode value	16.67	16.99	16.83	4.33	1.53	1.16	1660.77	3975.85	5720.55
Cred. Interval of 95 %	10.68	11.04	11.32	3.71	1.31	0.99	1055.24	2517.40	3741.03
Units	$W \cdot K^{-1} \cdot m^{-2}$			mm			$J \cdot K^{-1} \cdot m^{-3}$		

Table 2: Gaussian posterior for the parameters.

Figure 9 shows the temperature distribution of the direct problem after the parameter estimation using the mean value and the associated uncertainties based on these parameters. The figure also shows the mean value obtained by the measurements done by the thermal camera. The plots are accompanied by images of the position and size of the fungus on the right, and these images indicate the m exponent for the parameter and the respective mold area. It is visible in Figure 9 the better fit is for the larger mold 1, despite two points are outside the gray region of the uncertainties. For molds 2 and 3, even when the mean value does fit quite well, all measured values are inside the uncertainty's regions. This bad fitting could be regarded to thermal interactions between the mold volume and temperature fluctuations in the environment given their small sizes. Additionally, when the area is small, the mean value for them cannot be so representative as in the cases for large ones, for example, mold 1.

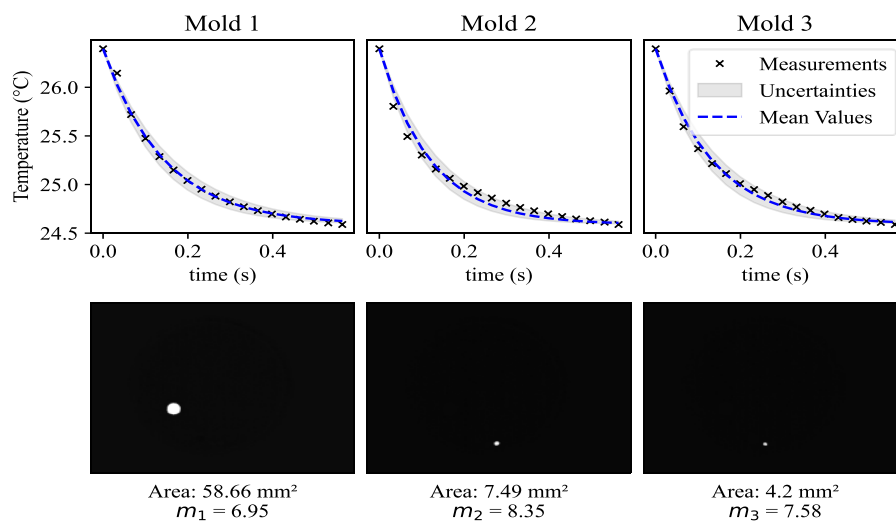


Figure 9: Temperature distribution and measurements.

Conclusion

In this work, it was possible to mount an experimental apparatus able to detect molds in a petri plate using a flashlight and a thermographic camera. As well it was developed an algorithm

to detect relatively large thermal responsible molds surfaces estimating their sizes and their respective associated uncertainties. Also, a lumped model analysis was used to predict the cooling of these molds and the parameters for each one of the detected molds were obtained by the Metropolis-Hastings and MCMC method. The estimated parameters were in accordance with the mean values of the camera measurements and better results for this fitting were more visible for larger molds. This preliminary work is important to take the next step in the direction of bacterial colonies detection, thermophysical parameter estimation for these colonies and further prediction of colony growth. To follow the general objective in future works implies the study of better configuration for detect smaller elements in the plate and the application of the growth modelling to estimate not only the sizes of the colonies but also the prediction of the counting for the colonies at future times.

References

- [1] S. S. Kumar and A. R. Ghosh, “Assessment of bacterial viability: A comprehensive review on recent advances and challenges,” *Microbiology (United Kingdom)*, vol. 165, no. 6, pp. 593–610, Jun. 2019, doi: 10.1099/MIC.0.000786/CITE/REFWORKS.
- [2] BS EN 14683:2019, “Medical face masks. Requirements and test methods.,” *Standard*, vol. 1, no. 14683. BSI, London, Aug. 31, 2019. Accessed: Oct. 06, 2022. [Online]. Available: <https://knowledge.bsigroup.com/products/medical-face-masks-requirements-and-test-methods-1/standard>
- [3] J. Kaipio and E. Somersalo, *Statistical and Computational Inverse Problems*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [4] D. Gamerman and H. F. Lopes, *Markov chain Monte Carlo: stochastic simulation for Bayesian inference*. CRC Press, 2006.
- [5] S. Hou, *Photo-thermally enhanced temperature gradient gel electrophoresis for DNA separation*, thesis, Northeastern University, Boston Massachusetts, 2018.
- [6] F. P. Incropera, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley & Sons, 2011.
- [7] S. Brooks, A. Gelman, G. L. Jones, and X. Meng, *Handbook of Markov Chain Monte Carlo*. Boca Raton, FL, USA: Chapman & Hall/CRC, 2011.

Acknowledgements

The support provided by CNPq and FAPERJ, agencies of the Brazilian and Rio de-Janeiro state governments, as well as of DGI of Universidad Santiago de Cali, Colombia is gratefully appreciated. Also, the Brazilian company Baktron laboratory, for provide us materials for the experiments.

Caractérisation des propriétés thermiques du massif de Lascaux par méthodes inverses

Habiba LHARTI^{1*}, Fabien SALMON¹, Colette SIRIEIX¹, Joëlle RISS¹, Delphine LACANETTE¹

¹Université de Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, Bât A11, 351 cours de la Libération, 33400 Talence, France

* (auteur correspondant : Habiba.Lharti@u-bordeaux.fr)

Résumé -La préservation de la grotte de Lascaux et de ses peintures datant de 20 000 ans nécessite une étude approfondie de son comportement thermique, la stabilité climatique étant la clé de la conservation exceptionnelle de ses peintures. Pour ce faire, nous avons basé notre étude sur des mesures de résistivités électriques par tomographie 2D. Conscient du lien existant avec les conductivités thermiques, nous avons spatialement divisé le milieu environnant la grotte en sept classes de résistivité électrique les plus homogènes possibles. Un krigeage a ensuite été effectué pour interpoler les mesures 2D à l'espace entier. La segmentation du massif 3D ainsi que les mesures de température dans la grotte nous ont ensuite permis d'estimer les diffusivités thermiques de chaque classe considérée comme homogène à partir de la méthode de Nelder-Mead.

Nomenclature

T température, °C

c_p capacité thermique massique J.K⁻¹.kg⁻¹

Symboles grecs

λ diffusivité massique, m².s⁻¹

ρ masse volumique, kg/ m³

ΔT amplitude de l'onde thermique, °C

ρ_e résistivité électrique, $\Omega \cdot m$

$\delta\phi$ déphasage, mois

Indices et exposants

exp mesures expérimentales

sim résultats de simulation

1. Introduction

La conservation des grottes ornées est un enjeu majeur pour l'histoire de l'humanité. Les mécanismes déclencheurs des altérations des parois, principalement basés sur les cycles condensation-évaporation, doivent donc être compris. Ces phénomènes résultent indirectement des variations saisonnières de la température extérieure. L'énergie provenant de la surface se propage par conduction thermique dans la roche jusqu'à la grotte. Pilotée par la différence de température entre les parois, une convection thermique peut ainsi se mettre en place et influencer sur les zones susceptibles d'être le siège de condensation [1], [2].

Dans la littérature, l'équation de la chaleur dans les massifs rocheux est résolue en 1D en considérant le milieu homogène [3-4]. Dominguez-Villar *et al.* [5] ont étudié le transfert thermique supposé homogène dans une grotte de Slovénie. La grotte de Lascaux a également été analysée par un modèle homogène [6]. Néanmoins, de par la nature hétérogène d'un milieu karstique, une modélisation thermique du massif reposant sur des propriétés homogènes aboutit à des imprécisions trop importantes pour une étude rigoureuse de la condensation.

C'est dans ce contexte qu'une estimation des propriétés thermiques du massif entourant la grotte a été conduite, afin d'être en mesure de modéliser finement la propagation de la chaleur. La première étape fut de diviser virtuellement le massif en plusieurs zones dont les propriétés de résistivité électrique pouvaient être supposées homogènes. Pour ce faire, des campagnes de mesures de résistivité électrique à la surface du massif furent menées. Une classification a ensuite été effectuée à partir de ces données [7], permettant de regrouper les zones de résistivités proches entre elles. Le lien existant entre les conductivités électriques et thermiques pour les roches étudiées (calcaire, calcaire altéré, sable ou argile) permet de faire l'hypothèse que les zones regroupées selon la résistivité électrique représentent aussi la réalité thermique du massif [16]. La seconde étape consista en un krigeage basé sur ces données. Cette méthode a permis d'obtenir une représentation 3D du massif segmenté en sept zones supposées thermiquement homogènes. La dernière étape consiste à déterminer les sept diffusivités thermiques inconnues à partir des mesures de température dans la roche, effectuées en plusieurs points à l'intérieur de la grotte depuis des dizaines d'années. Il est important de noter que la faible vitesse de propagation des ondes thermiques dans la roche induit des déphasages de l'ordre du semestre voire de l'année dans les parties profondes (20 mètres). De plus, l'amortissement des ondes conduit à des variations thermiques de l'ordre de quelques dixièmes ou de centièmes de degrés dans la cavité. Il s'agit donc de résoudre un problème d'optimisation, qui décrit une physique dont le temps caractéristique est de plusieurs années, avec des données variant faiblement.

L'instrumentation du massif et de la grotte est tout d'abord présentée. Ensuite, les deux premières étapes de l'étude sont résumées avant de détailler l'estimation des diffusivités thermiques. Les résultats obtenus par méthode inverse sont ensuite précisés avant d'être finalement discutés.

2. Instrumentation du site de Lascaux

La grotte de Lascaux, située dans le sud-ouest de la France (Montignac, Dordogne), est classée au patrimoine mondial de l'UNESCO pour ses peintures préhistoriques. Ce site archéologique se développe dans un environnement karstique. Des études géologiques [8-10] ont montré que le massif rocheux à l'est et à l'ouest de la grotte est principalement composé de formations détritiques (argiles sableuses et sables), la partie centrale étant composée de calcaire coniacien dans la partie inférieure et de calcaire santonien dans la partie supérieure (Fig. 1).

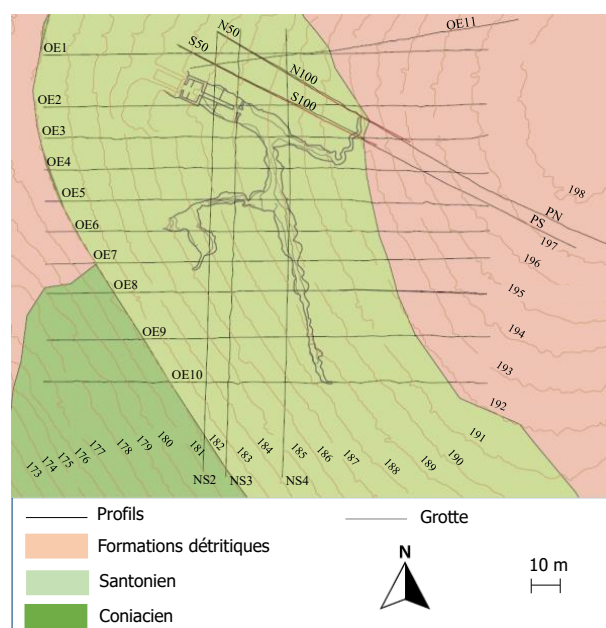


Figure 1 : Carte géologique et profils de résistivité autour de la grotte de Lascaux (Verdet et al.2020).

2.1. Mesures de résistivités

Les données géophysiques sont obtenues par tomographie de résistivité électrique (TRE). Cette méthode non-destructive, permet d'étudier le sol sur une faible profondeur sans intrusion, ce qui est une nécessité sur le site protégé de Lascaux.

Les mesures de TRE ont été réalisées par Xu *et al.* [11] entre le 21 et le 28 mars 2013 dans des conditions météorologiques stables. Les vingt profils sélectionnés pour nos travaux sont représentés sur la figure 1. Le nombre total de valeurs de résistivité s'élève à 57 760.

2.2. Mesures de températures

Des capteurs de température sont placés dans la roche à l'intérieur de la cavité. Les thermocouples sont situés à divers endroits de la grotte et à différentes profondeurs puisque la cavité s'enfonce dans le sol jusqu'à un peu plus de 20 mètres de profondeur. La figure 2 présente leurs localisations ainsi que leurs profondeurs. Les thermocouples se trouvent à 3 cm dans la roche des parois. L'incertitude sur leur profondeur est d'un millimètre et les trous ont été bouchés afin de mesurer au plus près la température de la roche. Nous utilisons des enregistreurs de données ALMEMO 2890 à 9 entrées et 36 canaux. Les thermocouples sont des capteurs PT-100 d'une sensibilité de 10^{-3} °C et présentent une précision relative entre eux de 10^{-2} °C.

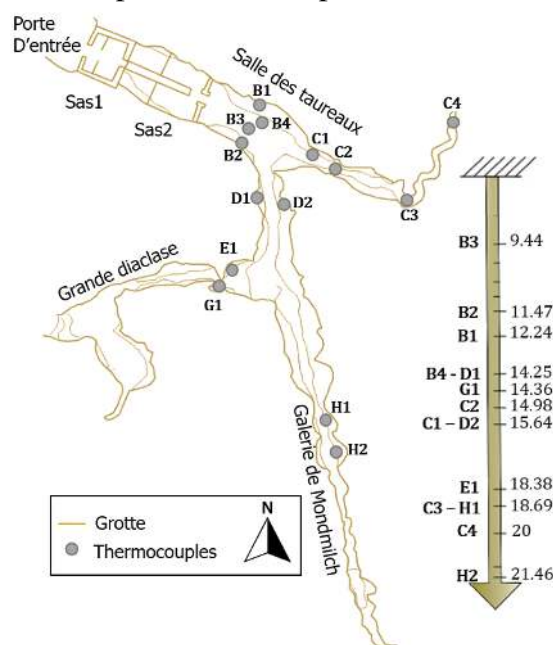


Figure 2 : Localisation des thermocouples dans la paroi de la grotte de Lascaux.

Il s'agit de 14 thermocouples. Chaque point correspond à un thermocouple dans la paroi de la cavité. La flèche descendante à droite présente les profondeurs de chaque capteur.

3. Méthodologie

3.1. Partition du massif rocheux

Le massif rocheux environnant la grotte de Lascaux a été considéré comme homogène du point de vue des caractéristiques thermo-physiques dans le modèle 3D de Lacanette *et* Malaurent [1], modèle qui est utilisé dans les simulations thermo-aérauliques de la grotte. Les études géophysiques [10-11] montrent cependant que le massif est très hétérogène. Une méthode de classification a été utilisée afin de partitionner le massif en domaines les plus homogènes possibles du point de vue des propriétés électriques. La méthode de clustering utilisée est la CHA (Classification Hiérarchique Ascendante), une méthode très utilisée [12], [13], [14] pour

classifier les données géophysiques. La classification en six classes, basée sur les données de résistivité desquelles ont été retirées celles correspondant au coniacien préalablement rassemblées en une classe spécifique, a permis de retrouver celles des formations géologiques du site déjà connues [7].

Cluster	1	2	3	4	5	6	7
ρ_e				$\Omega \cdot m$			
Min	4	64	92	113	155	Coniacien	410
Max	64	92	113	155	410	Coniacien	7979
CV(%)	40	10	6	8	24	-	84

Tableau 1 : Résultats de la classification CHA

En parallèle à leur classification, une interpolation géostatistique par krigeage de l'ensemble des données de résistivité a permis la construction d'un modèle 3D des résistivités. Les résistivités issues de ce modèle 3D ont ensuite été classées selon les sept classes. L'image suivante (Fig. 3) montre la représentation 3D du massif rocheux sur la base de sept classes. Dans la partie superficielle est, nous observons la classe 7 dont les valeurs de résistivité varient de 410 $\Omega \cdot m$ à 7979 $\Omega \cdot m$, ce qui correspond aux sables. Les classes 4 et 5 correspondent à la partie centrale supérieure constituée de calcaire Santonien et de zones altérées que nous supposons être sous forme fracturée ou sablo-graveleuse. Leurs résistivités sont respectivement comprises entre 113 et 155 $\Omega \cdot m$ et entre 155 et 410 $\Omega \cdot m$. Les zones moins résistives en bleu et bleu foncé (classes 1 et 2) appartiennent aux formations sablo-argileuses détritiques qui sont dominantes dans la partie ouest du massif, une partie de la classe 1 se trouve aussi dans le calcaire Santonien et nous faisons l'hypothèse qu'elle correspond à des conduits karstiques sableux pouvant être en partie saturé en eau à certaines périodes de l'année. La partie profonde, la classe 6, correspond au calcaire coniacien.

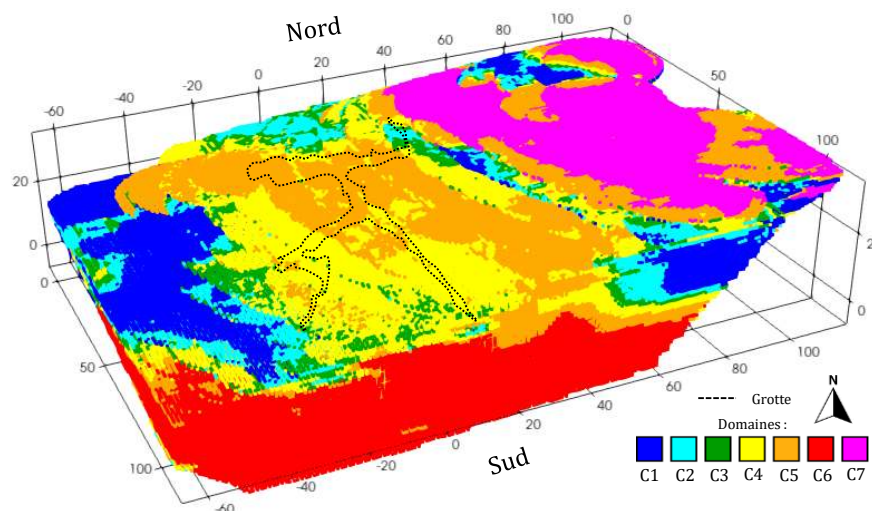


Figure 3 : Représentation 3D du massif rocheux entourant la grotte de Lascaux partitionné en 7 classes.

Les domaines représentés par la classe 5 au-dessus de la grotte ont un impact direct sur les transferts thermiques entre les parois ornées et le massif. Il existe en effet des zones très conductrices (électriquement) susceptibles de transporter de l'eau dans la grotte et des zones très altérées qui peuvent présenter des fractures. Cette étude permet de positionner spatialement chacune des classes ainsi identifiées.

3.2. Détermination des diffusivités thermiques par méthode inverse

Disposant d'une division de la géométrie du massif 3D en 7 zones supposées homogènes. Nous attribuons une seule diffusivité thermique pour chacune de ces zones. Nous recherchons les diffusivités thermiques qui reflètent le mieux le transfert thermique réel s'opérant dans le massif rocheux. Pour ce faire, nous allons déterminer les 7 diffusivités thermiques de sorte que la simulation de la conduction thermique dans le massif fournisse les résultats les plus proches possibles des mesures effectuées dans la cavité (§2.2). La simulation de la conduction thermique est effectuée par le logiciel Notus CFD [15] qui résout l'équation de la chaleur suivante (1).

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} = \nabla \cdot \lambda \nabla T \quad (1)$$

avec ρ la masse volumique, c_p la capacité thermique massique, λ la conductivité thermique et T la température.

Déterminer les diffusivités thermiques optimales à partir de mesures expérimentales est un problème non linéaire inverse. Parmi les nombreux algorithmes d'optimisation [17], nous choisissons l'algorithme de Nelder-Mead [18] qui a été appliqué à plusieurs études thermiques. Cet algorithme a, par exemple, été utilisé pour estimer la conductivité thermique et la capacité thermique volumétrique d'un sol stratifié [19]. Il l'a également été utilisé dans le domaine du bâtiment [20], et a montré son efficacité dans la détermination des résistances et de la capacité thermique des murs soumis à des conditions climatiques. Finalement, cet algorithme a été utilisé pour déterminer les propriétés thermiques dans des matériaux à changement de phase [21]. Les auteurs concluent que l'algorithme de Nelder Mead est un des algorithmes d'optimisation le plus robuste et le plus rapide.

La procédure de résolution de cet algorithme est la suivante :

1. Initialisation des diffusivités thermiques
2. Simulation de la conduction thermique
3. Comparaison des résultats avec les mesures et application de l'algorithme de Nelder-Mead pour le calcul des nouvelles diffusivités thermiques. Retour à l'étape 2
4. Arrêt de la procédure quand la convergence intervient

Cette procédure revient à minimiser une fonction objectif J qui caractérise l'erreur entre les mesures et les résultats théoriques. La plupart du temps, les auteurs cherchent à minimiser une fonction objectif de la forme $\sum |T_{\text{exp}}^i - T_{\text{sim}}^i|$. Cependant, contrairement aux cas traités dans la littérature, notre configuration est très complexe. La température des parois de la grotte résulte d'un processus long de conduction thermique dans le massif rocheux dont l'inertie se mesure en années. Pour nos simulations de la conduction, partant d'une condition initiale en température éloignée du champ réel qui nous est inconnu, plusieurs dizaines d'années sont nécessaires pour effacer cette erreur initiale. Ainsi, utiliser la même fonction objectif que dans la littérature apparaît difficile.

Nous allons plutôt tirer parti de la propriété périodique du signal de la température mesurée. En effet, les températures mesurées oscillent au gré des variations saisonnières de la température extérieure. Après diffusion thermique dans le massif de l'énergie provenant de l'extérieur, les signaux de température s'apparentent à des ondes amorties et déphasées par rapport à la température extérieure. Nous allons ainsi nous appuyer sur l'amortissement et le déphasage de l'onde thermique dans le massif. Ces deux paramètres sont directement reliés aux diffusivités thermiques et sont supposés rester constants au cours du temps dans cette étude.

Ainsi, cette méthode évite la contrainte imposée par la grande inertie thermique du massif puisque le long établissement du champ de température dans le massif n'est plus nécessaire.

Nous utilisons donc la fonction objectif suivante dans notre approche : $\sum \frac{|\delta\phi_{exp}^i - \delta\phi_{sim}^i|^2}{\delta\phi_{exp}^i} + \frac{|\Delta T_{exp}^i - \Delta T_{sim}^i|^2}{\Delta T_{exp}^i}$ où $\delta\phi$ est le déphasage de l'onde par rapport à la température extérieure, ΔT est la différence entre les températures minimum et maximum de l'onde, l'indice exp se réfère aux mesures expérimentales et l'indice sim se réfère aux résultats de simulation.

4. Résultats

La résolution du problème inverse nous conduit à une diffusivité thermique pour chaque classe du massif entre 3×10^{-7} et $2 \times 10^{-6} m^2.s^{-1}$, confirmant la grande hétérogénéité du massif. En moyenne, sur les 14 thermocouples, l'erreur relative commise sur le déphasage de l'onde thermique est de 14% tandis que celle sur l'amortissement est de 18%.

La figure 4 montre le champ de température estimé après 8 années de conduction thermique dans le massif rocheux, ce qui correspond à la date du 15 mai 2021. A cette date, la partie superficielle du massif est plus froide (entre 11 et 12°C) que les zones intermédiaires (supérieures à 12,5°C). La température redevient plus faible dans la partie plus profonde du massif. Cette situation peut ainsi déclencher une convection thermique dans la partie haute de la grotte puisque le gradient thermique y est orienté vers le bas. Ce gradient thermique est particulièrement visible dans la galerie nord de la grotte (figure 4b).

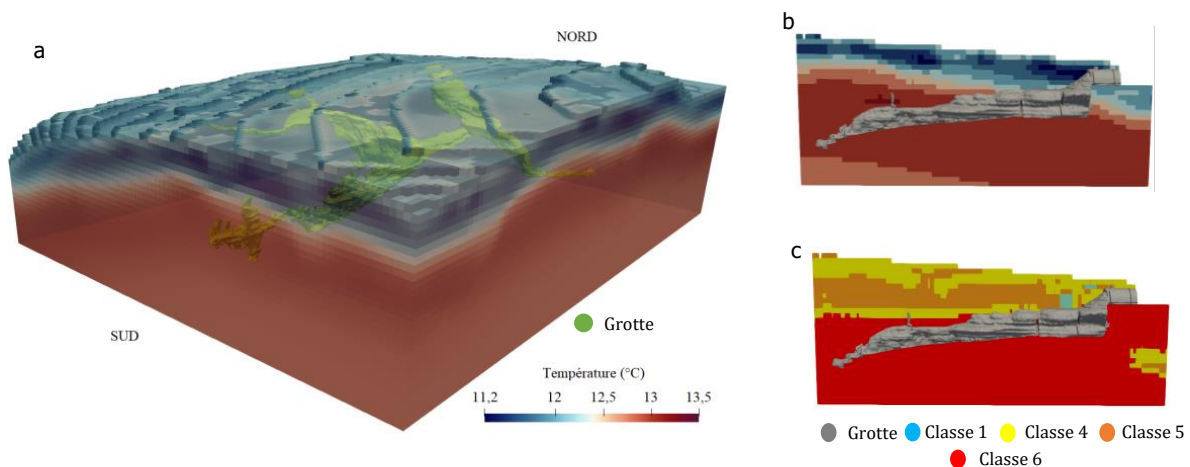


Figure 4 : a) Champ de température simulé dans le massif de la grotte de Lascaux après 8 années de conduction thermique. La cavité est représentée en vert. b) Coupe du massif passant par la galerie nord de la grotte de Lascaux. c) Partition du massif en différentes zones.

La figure 4c montre le partitionnement du massif dans la coupe traversant la galerie nord. La zone rouge correspond au calcaire coniacien tandis que la partie superficielle, qui influence davantage la conduction thermique, est composée de calcaire Santonien en jaune et d'hétérogénéités du Santonien en orange et bleu. Cette zone bleue (Fig. 4.c) juste au-dessus de la Salle des Taureaux est un conduit karstique drainant l'eau des pluies qui pénètrent dans la roche jusqu'à l'émergence. Il est donc clair qu'une simulation basée sur un domaine homogène ne pourrait approcher la réalité. Le champ de température de la figure 4b révèle les hétérogénéités géologiques. Un massif homogène aurait fourni un champ stratifié parallèle à la surface du sol. Comme attendu, les hétérogénéités thermiques sont surtout localisées dans la

partie superficielle du massif où l'on observe une altération des formations géologiques. Dans le calcaire coniacien, la température est relativement homogène. L'homogénéité géologique (massif calcaire plus compact mais fracturé) influence cette propriété mais l'amortissement important de l'onde thermique en profondeur empêche également les fortes variations en température.

5. Conclusion

La préservation de la grotte de Lascaux nécessite dans un premier temps une compréhension fine des phénomènes thermiques se produisant dans le massif rocheux entourant la cavité. Alors que la plupart des études thermiques considère les milieux karstiques comme homogènes, cette hypothèse ne peut amener qu'à des imprécisions trop importantes pour notre étude. Nous avons ainsi mis en place une approche non intrusive inédite pour caractériser thermiquement le massif de Lascaux. Une campagne de mesures de résistivité électrique a donc été menée sur le site. Grâce à la méthode de la classification hiérarchique ascendante, les profils 2D de résistivité électrique ont été découpés virtuellement en sept zones présentant des résistivités électriques voisines. Cette division en zones les plus homogènes possibles a ensuite été extrapolée en 3D par une méthode de krigeage. Le lien entre conductivités électrique et thermique étant établi, ce découpage du massif 3D en zones homogènes a pu servir de base à une étude thermique.

La caractérisation des propriétés thermiques du massif est un problème que nous avons résolu par une méthode inverse, l'algorithme de Nelder-Mead. Compte tenu de la complexité du problème et de la grande inertie thermique du massif, nous avons choisi une fonction objectif qui minimise l'erreur caractérisant le déphasage et l'amortissement de l'onde thermique dans le massif (et non la température comme cela se fait habituellement). Cette méthode a fourni des diffusivités thermiques différentes pour chacune des zones découpant le massif rocheux. Une simulation de la conduction thermique dans le massif montre que le champ de température est fortement affecté par l'hétérogénéité géologique. Ainsi, cette étude ouvre la voie à une étude plus fine des processus physiques se produisant à l'intérieur de la grotte, et qui résultent du transfert thermique dans le massif. Plus précisément, des simulations thermo-aérauliques se basant sur cette approche vont permettre de modéliser la convection dans la cavité.

Références

- [1] D. Lacanette, S. Vincent, A. Sarthou et P. Malaurent, An Eulerian/Lagrangian method for the numerical simulation of incompressible convection flows interacting with complex obstacles: Application to the natural convection in the Lascaux cave, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 2528-2542 (2009).
- [2] P. Bérest, F. Louvet, Aspects of the thermodynamic behavior of salt caverns used for gas storage, *Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP Energies nouvelles*, 75, 157 (2020).
- [3] D. Domínguez-Villar, I. J. Fairchild, A. Baker, R. M. Carrasco, J. Pedraza, Reconstruction of cave air temperature based on surface atmosphere temperature and vegetation changes: Implications for speleothem palaeoclimate records, *Earth and Planetary Science Letters*, 369-370, 158-168 (2013).
- [4] D. Domínguez-Villar, K. Krklec, J. A. López-Sáez, F. J. Sierro, Thermal impact of Heinrich stadials in cave temperature and speleothem oxygen isotope records, *Quaternary Research*, 101, 37-50 (2021).
- [5] D. Domínguez-Villar, S. Lojen, K. Krklec, A. Baker, I. J. Fairchild, Is global warming affecting cave temperatures? Experimental and model data from a paradigmatic case study, *Climate Dynamics*, 45, 3, 569-581 (2015).

- [6] B. Guerrier, F. Doumenc, A. Roux, S. Mergui, P.-Y. Jeannin, Climatology in shallow caves with negligible ventilation: Heat and mass transfer, *International Journal of Thermal Sciences*, 146, 106066 (2019).
- [7] H. Lharti, C. Sirieix, J. Riss, C. Verdet, D. Lacanette, Clustering Methods Applied to Electrical Resistivity Data, in: *NSG2022 28th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics, European Association of Geoscientists & Engineers*, Belgrade, Serbia, 1-5 (2022).
- [8] P.-L. Guillot, R. Feys, A. Lefavrais-Raymond, J.-P. Platel, M. Lefavrais-Henry, Notice de la carte géologique de la France à 1/50000 - Terrasson. Editions du BRGM (1977).
- [9] J.-P. Platel, Le Crétacé supérieur de la plateforme septentrionale du Bassin d'Aquitaine. Stratigraphie et évolution géodynamique. Document B.R.G.M 581 (1987).
- [10] C. Verdet, C. Sirieix, A. Marache, J. Riss, J.-C. Portais, Detection of undercover karst features by geophysics (ERT) Lascaux cave hill. *Geomorphology*, 360, 107177 (2020).
- [11] S. Xu, C. Sirieix, A. Marache, J. Riss, P. Malaurent, 3D geostatistical modeling of Lascaux hill from ERT data, *Engineering Geology*, 213, 169–178 (2016).
- [12] S. Xu, C. Sirieix, J. Riss, et P. Malaurent, « A clustering approach applied to time-lapse ERT interpretation — Case study of Lascaux cave », *Journal of Applied Geophysics*, vol. 144, p. 115-124, sept. 2017, doi: 10.1016/j.jappgeo.2017.07.006.
- [13] F. Genelle, C. Sirieix, J. Riss, et V. Naudet, « Monitoring landfill cover by electrical resistivity tomography on an experimental site », *Engineering Geology*, vol. 145-146, p. 18-29, sept. 2012, doi: 10.1016/j.enggeo.2012.06.002.
- [14] D. Delforge, « Time-series clustering approaches for subsurface zonation and hydrofacies detection using a real time-lapse electrical resistivity dataset », *Journal of Applied Geophysics*, p. 15, 2021.
- [15] Notus CFD, <https://notus-cfd.org>.
- [16] Popov, Y., Tertychnyi, V., Romushkevich, R., Korobkov, D., Pohl, J., 2003. Interrelations Between Thermal Conductivity and Other Physical Properties of Rocks: Experimental Data. *Pure appl. geophys.* 160, 1137–1161. <https://doi.org/10.1007/PL00012565>
- [17] Fletcher, R., 2000. *Practical Methods of Optimization*, Second Edition, Copyright © 1987 by John Wiley&Sons, Ltd. ed.
- [18] Nelder, J.A., Mead, R., 1965. A Simplex Method for Function Minimization. *The Computer Journal* 7, 308–313. <https://doi.org/10.1093/comjnl/7.4.308>
- [19] Zhang, C., Song, W., Liu, Y., Kong, X., Wang, Q., 2019. Effect of vertical ground temperature distribution on parameter estimation of in-situ thermal response test with unstable heat rate. *Renewable Energy* 136, 264–274. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2018.12.112>
- [20] Rendu, M., Le Dréau, J., Salagnac, P., Doya, M., Colmet Daâge, M., n.d. Comparison Of Models To Identify Thermal Characteristics Of Multi-layer Building Walls Using Inverse Methods. Presented at the Building Simulation 2019, Rome, Italy, pp. 539–546.
- [21] Maréchal, W., 2014. Utilisation de méthodes inverses pour la caractérisation de matériaux à changement de phase 212.

Remerciements

Nous tenons à remercier l'Université de Bordeaux (France) pour son soutien financier et le ministère français de la Culture (DRAC Nouvelle-Aquitaine) pour l'accès à l'enceinte de la grotte et pour leur soutien financier.

Méthode inverse de conduction de la chaleur instationnaire non linéaire sur pièce complexe

Philippe Reulet^{1*}, Nicolas Dellinger¹

¹ Onera/DMPE, Université de Toulouse, 31055 Toulouse, France

* (auteur correspondant : philippe.reulet@onera.fr)

Résumé – Une méthode de conduction de la chaleur dans une pièce de forme complexe est développée sur la base d'un code tridimensionnel instationnaire existant (MoDeTheC). La résolution s'appuie sur la méthode séquentielle de Beck et traite des mesures de température surfaciques ou ponctuelles. Du point de vue résolution spatiale du flux, elle utilise soit une régularisation spatiale, soit une décomposition sur une base de fonctions spatiales définies par l'utilisateur. L'implantation de l'algorithme a été validé par comparaison à un logiciel existant pour des géométries cartésiennes. Puis elle a été appliquée au post-traitement d'essais de chauffage laser sur des plaques métalliques avec raidisseur masquant une partie de la surface mesurée. Les résultats obtenus sont très proches des courbes de flux théoriques excepté lorsque le raidisseur masque la zone du maximum au centre de la plaque.

Nomenclature

C_p	capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	dt	pas de temps, s
e	épaisseur de la plaque, m	T	température, K
Fo	nombre de Fourier	Y	température mesurée, K
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
l	longueur, m	κ	coefficient de régularisation, $K^2.W^{-2}$
N_{fut}	nombre de pas de temps futurs	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
N_m	nombre de modes spatiaux	φ	densité de flux, $W.m^{-2}$
N_p	nombre de mesures	<i>Indices et exposants</i>	
r	position spatiale (x,y,z) , m	x,y,z	directions de l'espace
R	écart quadratique mesure/calcul, K^2		

1. Introduction

L'identification des flux de chaleur sur une surface non accessible par la mesure nécessite la résolution du problème de conduction de la chaleur par méthode inverse. Ces problèmes ont fait l'objet de développements depuis de très nombreuses années [1]. Le développement des méthodes de résolution de tels problèmes reste encore d'actualité en ce qui concerne des problèmes non linéaires, instationnaires en géométrie tridimensionnelle (par exemple [2] [3]).

2. Développement de la méthode inverse

Depuis de nombreuses années, l'Onera développe une méthode de caractérisation des flux de chaleur instationnaires pour des configurations où la surface impactée n'est pas directement accessible à la mesure. Cette méthodologie s'appuie sur une méthode inverse de conduction de la chaleur qui combine un modèle thermique de la paroi et une équation d'observation constituée de mesures de température.

Les premiers développements ont été réalisés dans le cadre de la thèse de D. Nortershauser (voir [4] et [5]) pour une paroi plane rectangulaire. Ces développements ont conduit à la création d'un code de calcul dédié nommé THIDES (THERmal Inverse DESign). Ce code intègre un solveur direct de l'équation de la chaleur dans la paroi, avec un maillage cartésien régulier. La méthode inverse de conduction de la chaleur qui fait appel à ce solveur direct, est basée sur la méthode séquentielle de Beck avec utilisation de pas de temps futurs [6]. Le principe de la

méthode consiste à minimiser la fonctionnelle représentant la différence quadratique entre les températures calculées T et les températures mesurées Y :

$$R(\varphi^{n+1}) = \sum_{ix=1}^{N_x} \sum_{iy=1}^{N_y} \sum_{it=1}^{N_{fut}} \left(Y_{ix,iy}^{n+it} - T_{ix,iy}^{n+it}(\varphi^{n+1}) \right)^2$$

Le code THIDES est dédié au post-traitement de mesures de températures surfaciques instationnaires par thermographie infrarouge sur la face non impactée de la paroi (dite face arrière) alors que le flux de chaleur inconnu est appliqué sur la face impactée (dite face avant) : Figure 1. Il est à noter que toutes les conditions aux limites, exceptée celle sur la face avant, doivent être connues. La grande force de THIDES est la décomposition du flux de chaleur inconnu sur une base de fonctions cosinus par la transformée en cosinus discrète (DCT en anglais). Ainsi le flux de chaleur identifié à l'instant $n + 1$ s'écrit :

$$\varphi(i_x, i_y)^{n+1} = \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} a_{i,j}^{n+1} \cdot \cos\left(\frac{(2i_x - 1)(i - 1)\pi}{2N_x}\right) \cdot \cos\left(\frac{(2i_y - 1)(j - 1)\pi}{2N_y}\right)$$

A chaque pas de temps, le nombre d'inconnues $a_{i,j}^{n+1}$ à identifier peut être fortement réduit en mettant à profit la compression des données et la suppression des hautes fréquences spatiales dans le signal de température mesurée. En effet le calcul des termes de la DCT à partir des cartographies de température permet de sélectionner uniquement ceux dont le niveau est supérieur au bruit de mesure. Seuls ces termes sont utilisés pour la décomposition du flux de chaleur.

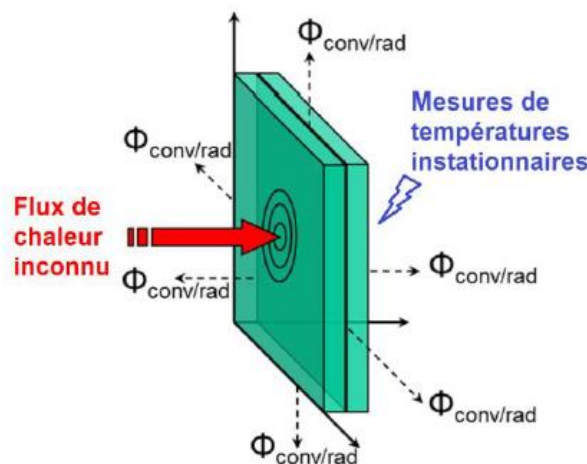


Figure 1 – Configuration géométrique méthode inverse version THIDES

A partir des années 2010, l'application de cette méthode à des parois de géométrie plus complexe et/ou à des mesures ponctuelles a été étudiée. Cela a abouti à l'interfaçage de l'algorithme de méthode inverse de THIDES avec un solveur capable de traiter n'importe quelle géométrie et utilisant des maillages non structurés : le solveur ACACIA de la plateforme CEDRE [7]. Ces développements ont été mis en œuvre dans le cadre de l'étude du PIC SITTELLE en collaboration avec le CNES [8] ainsi que les travaux de thèse pour l'identification du flux de chaleur sur le volet de la navette IXV lors d'une rentrée atmosphérique [9]. Le principal défaut de cette méthode est le temps de calcul qui peut devenir rapidement prohibitif à cause des multiples appels externes au solveur ACACIA induisant une répétition de la mise en données du calcul à chaque pas de temps et des échanges entre le solveur direct et l'algorithme inverse par lecture/écriture de fichiers.

Compte tenu de la forme quelconque de la paroi, le maillage de la surface sur laquelle est appliqué le flux inconnu n'est pas cartésien donc l'utilisation de la DCT n'est plus possible. Dans cette configuration, deux options de calcul ont été développées. La première consiste à définir le flux de chaleur recherché comme la combinaison d'une base de N_m fonctions spatiales (modes) définies par l'utilisateur :

$$\varphi(r)^{n+1} = \sum_{m=1}^{N_m} a_m^{n+1} \cdot F_m(r)$$

La fonctionnelle s'écrit alors :

$$R^{n+1} = \sum_{p=1}^{N_p} \sum_{it=1}^{N_{fut}} \left(Y_p^{n+it} - T_p^{n+it}(a_1^{n+1}, \dots, a_{N_m}^{n+1}) \right)^2$$

Cette méthode est donc une généralisation de THIDES à une paroi de forme quelconque et qui peut également prendre en compte des mesures ponctuelles. Dans ce dernier cas, il convient de définir les modes et leur nombre en fonction de la position et du nombre de mesures disponibles.

La deuxième option de calcul consiste à définir le flux de chaleur indépendamment sur chaque maille de la surface impactée : le nombre d'inconnues est donc égal au nombre de mailles de la surface. Dans ces conditions, il est nécessaire d'ajouter un terme de régularisation à la fonctionnelle des résidus pour garantir la stabilité du calcul. Ce terme est basé sur la norme du Laplacien du flux de chaleur, à laquelle est appliqué un coefficient de régularisation κ choisi par l'utilisateur :

$$R^{n+1} = \sum_{p=1}^{N_p} \sum_{it=1}^{N_{fut}} \left(Y_p^{n+it} - T_p^{n+it}(\varphi^{n+1}) \right)^2 + \kappa \|L(\varphi^{n+1})\|$$

L'avantage de cette solution est que le flux n'est pas contraint par le choix arbitraire des modes spatiaux. Néanmoins, le temps de calcul est nettement plus élevé que dans le cas de la première option basée sur les modes. D'autre part il reste une difficulté supplémentaire dans le choix du « bon » coefficient de régularisation : une valeur trop faible conduit à des résultats très bruités, voire à une divergence du calcul alors qu'une valeur trop grande génère un biais important entre températures calculées et mesurées.

Dans le cadre de la convention PHYFIRE 2, l'algorithme de la méthode inverse décrit ci-dessus a été intégré au solveur MoDeTheC [10] pour optimiser les temps de calcul par rapport à la version précédente interfacée avec ACACIA. L'avantage de cette intégration sera également de profiter des développements futurs du solveur direct MoDeTheC, sans modification majeure dans l'algorithme de la méthode inverse. A terme, il sera par exemple envisageable d'appliquer la méthode inverse pour identifier les flux de chaleur sur une paroi en présence de réactions de dégradation/pyrolyse/ablation.

L'interface graphique de MoDeTheC a été mise à jour pour ajouter tous les paramètres d'entrée de la méthode inverse. A ces paramètres d'entrée s'ajoutent le choix de la condition aux limites sur laquelle s'applique le flux inconnu et, dans le cas de mesures surfaciques, la condition aux limites sur laquelle sont prises les mesures. Un cas de validation a été créé : configuration de plaque plane rectangulaire en acier Inox d'épaisseur 3 mm, avec un maillage de faible résolution ($10 \times 8 \times 6$). Dans cette configuration géométrique cartésienne, les modes choisis sont identiques à ceux de THIDES (cosinus en 2D). Les résultats obtenus avec MoDeTheC sont très proches de ceux fournis par THIDES, ce qui valide l'implantation de la

méthode inverse dans MoDeTheC. A noter que les deux options de calcul décrites ci-dessus ont été vérifiées sur ce cas de validation et donnent des résultats très similaires.

3. Application à des essais sur plaque avec raidisseur dans le banc BLADE

La méthode est appliquée à des parois munies de raidisseurs qui masquent partiellement la face arrière de la paroi visée par thermographie infrarouge, afin de simuler une configuration similaire aux volets de la navette IXV [9]. Ces essais sont réalisés dans le banc BLADE (Banc Laser de Dégradation) afin de maîtriser le flux de chaleur imposé sur la face impactée et de vérifier la capacité de la méthode à retrouver ce flux. Les essais ont été effectués sur 5 échantillons : plaque lisse, plaque raidisseur I centré, plaque raidisseur I décentré, plaque raidisseur Y centré, plaque raidisseur Y décentré.

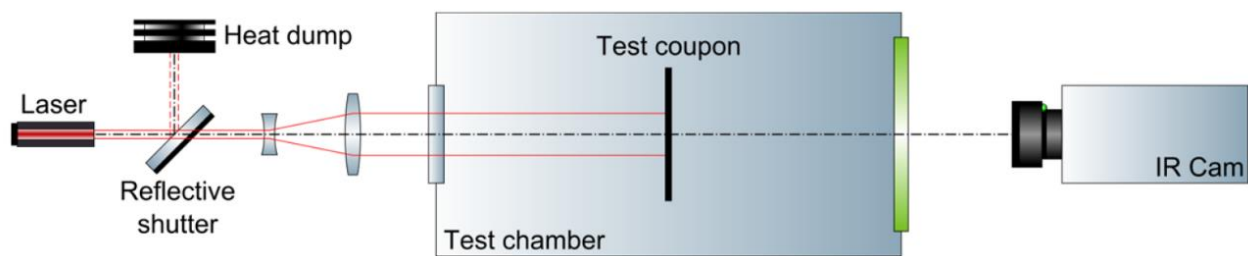


Figure 2 – Schéma de principe du banc BLADE

Le principe de la mesure est schématisé sur la Figure 2. L'échantillon est placé dans une cuve à vide pour supprimer les échanges par convection. Il est soumis sur une face à un créneau de flux gaussien généré par un laser, de durée contrôlée très précisément. La température de l'autre face est enregistrée par une caméra infrarouge pendant l'exposition et durant le début de la phase de refroidissement. Connaissant les conditions aux limites exceptée celle de la face avant impactée par le laser, il est possible d'identifier cette condition par la méthode inverse de conduction de la chaleur.

Tous les échantillons sont constitués d'une plaque en Inox 304L d'épaisseur 3 mm, avec un raidisseur de la même épaisseur : Figure 3.

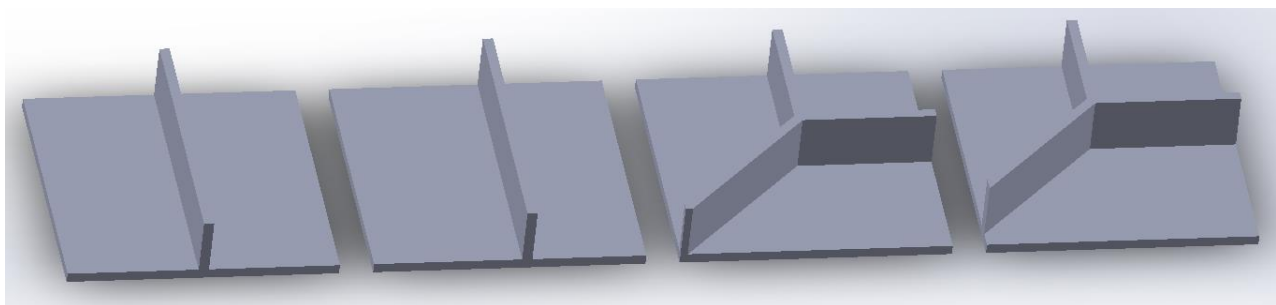


Figure 3 – Plaques avec raidisseur essais BLADE

Pour chacun des 5 échantillons, plusieurs essais ont été réalisés dans des conditions identiques : durée d'exposition 70 s, durée d'acquisition 100/120 s, courant du générateur laser 20/25 A. L'ensemble de ces essais a été traité par la méthode inverse. Dans toutes les configurations, la répétabilité des essais a pu être vérifiée aussi bien au niveau des températures mesurées qu'au niveau des résultats de la méthode inverse, en termes de température et flux de chaleur calculés. C'est pourquoi dans les paragraphes suivants, seul un essai pour chaque échantillon sera présenté.

Pour tous les échantillons, un maillage a été créé avec une résolution proche de 1 mm soit environ 80x80 mailles dans le plan et 3 mailles dans l'épaisseur des parois.

Tous les résultats sont présentés dans les figures suivantes sous la même forme avec 4 zones graphiques. En haut à gauche est représentée la cartographie du flux de chaleur à l'instant $t = 20s$. En bas à gauche est représentée la cartographie du résidu au même instant (pour rappel le résidu est la différence entre la température calculée et la température mesurée). Le graphe en haut à droite montre l'évolution temporelle du flux de chaleur au centre de la plaque. En bas à droite est tracée l'évolution temporelle de l'écart type spatial du résidu (fonctionnelle du paragraphe 2).

Comme expliqué dans le paragraphe précédent, deux options de calcul peuvent être appliquées :

- Option 1 : définition du flux de chaleur sur une base de modes cosinus 2D, sans l'hypothèse d'axisymétrie. Dans ce cas 203 modes sont utilisés, ce qui permet théoriquement de représenter avec une bonne précision (erreur inférieure à 1 %) n'importe quelle gaussienne même si elle est légèrement décalée par rapport au centre de la plaque.
- Option 2 : pas de contrainte sur la répartition spatiale du flux de chaleur mais utilisation de la régularisation spatiale. Le maillage étant proche d'un maillage cartésien, 8 voisins sont pris en compte pour le calcul du Laplacien.

Afin de déterminer le coefficient de régularisation optimal, un cas de calcul sur la plaque lisse avec une résolution réduite à 50×50 dans le plan a été réalisé. Plusieurs valeurs ont été testées : le calcul inverse s'avère très sensible à ce paramètre. Une valeur plus faible que 1×10^{-4} conduit à la divergence du calcul car les variations spatiales du flux ne sont pas assez contraintes. A l'inverse, si on augmente trop ce paramètre, les résidus s'accroissent rapidement car un fort biais apparaît dans la solution. La valeur optimale obtenue est $\kappa = 5 \times 10^{-4}$, qui correspond à une minimisation du résidu. Les résultats obtenus avec cette valeur sont comparés au calcul option 1 sur la Figure 4. Les deux résultats sont très satisfaisants puisqu'ils conduisent à des résidus dont le niveau est proche du niveau du bruit de mesure. Par contre on peut constater une légère dérive du flux maximal dans le cas du calcul option 2 ce qui n'est pas correct.

Le choix du nombre de pas de temps futurs n_{fut} est basé sur un critère empirique sur le nombre de Fourier inverse $Fo_{inv} = \frac{k}{\rho C_p} \frac{n_{fut} \Delta t}{e^2} > 0.07$ qui garantit la stabilité de l'inversion. Ce nombre optimal peut être augmenté pour atténuer les fluctuations du flux identifié, dues au bruit de mesure. Pour les calculs suivants, il a été fixé à $n_{fut} = 5$.

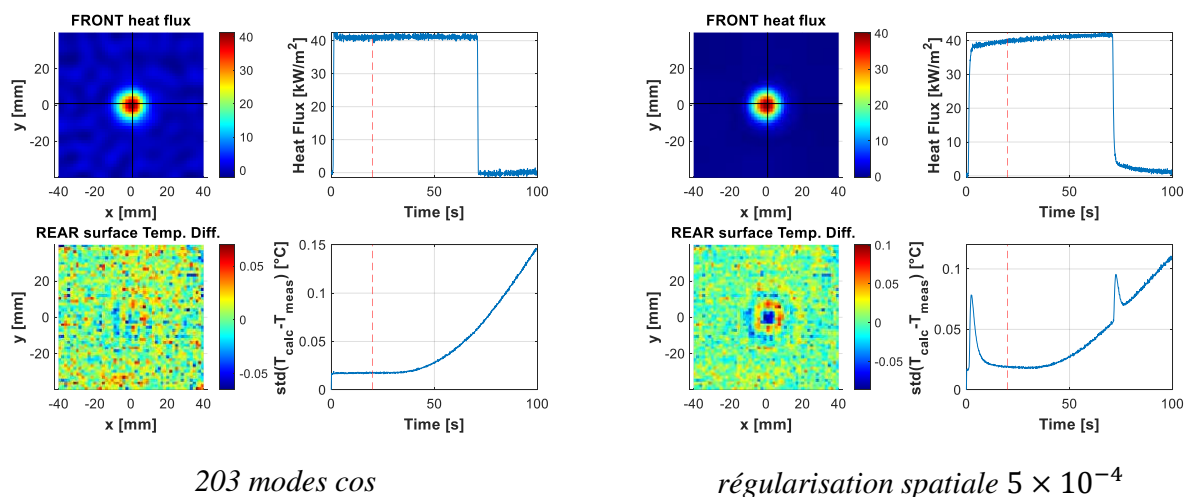


Figure 4 – Méthode inverse – ESSAI 001 – plaque lisse résolution réduite 50x50

La Figure 5 montre les résultats obtenus pour la plaque lisse avec le maillage de référence. Les résultats du calcul option 1 sont très proches de ceux obtenus précédemment avec une résolution réduite : le flux de chaleur présente une allure gaussienne et une évolution temporelle en créneau dont le niveau est proche de la valeur théorique du flux généré par le laser. Dans le calcul option 2, pour le même coefficient de régularisation que le calcul à résolution réduite, le calcul fonctionne correctement et fournit un résultat très satisfaisant. On constate également une dérive temporelle lente du flux maximal.

La courbe du résidu obtenue avec l'option 2 sur la Figure 4 présente des pics aux instants correspondant à la discontinuité du flux. La méthode présente une réponse temporelle plus lente dans le cas de la résolution spatiale réduite. C'est ce phénomène qui induit un résidu temporairement plus élevé. Nous n'avons pas réussi à identifier l'origine de cette différence de comportement, alors que tous les paramètres de la méthode inverse sont identiques.

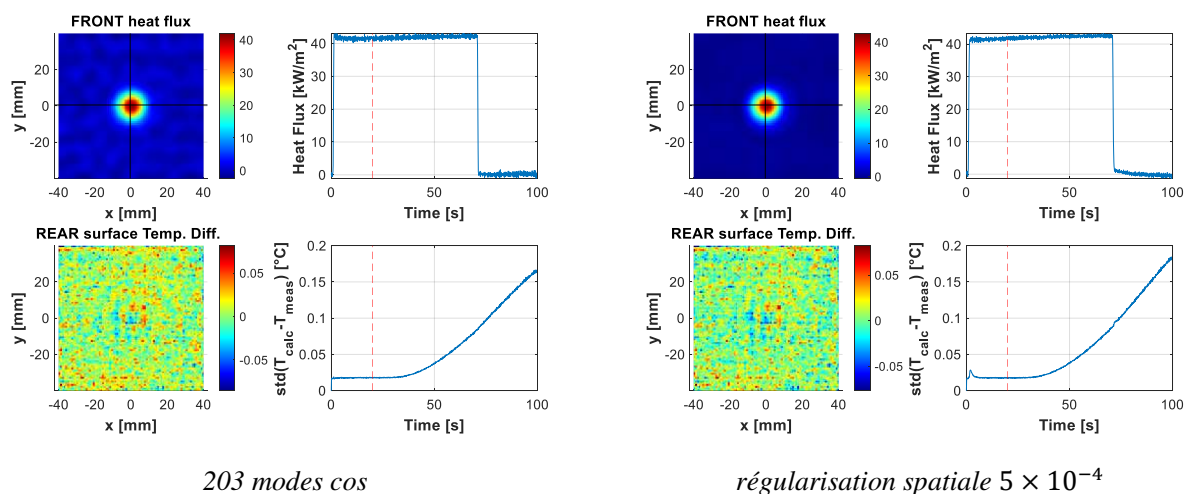


Figure 5 – Méthode inverse – ESSAI 001 – plaque lisse

Dans le cas des plaques avec raidisseur, la mesure par thermographie infrarouge n'est prise en compte que sur la partie plane de la plaque, hors raidisseur. Par rapport à la face avant, la zone masquée par le raidisseur couvre partiellement la zone où le flux est maximal. Plusieurs calculs option 2 ont été tentés en faisant varier le coefficient de régularisation mais aucun résultat satisfaisant n'a pu être obtenu.

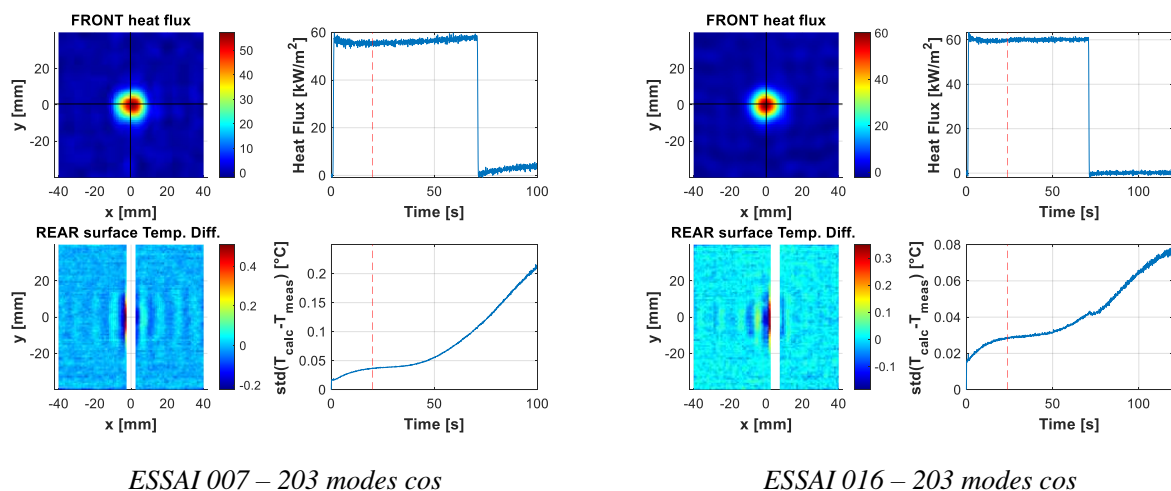
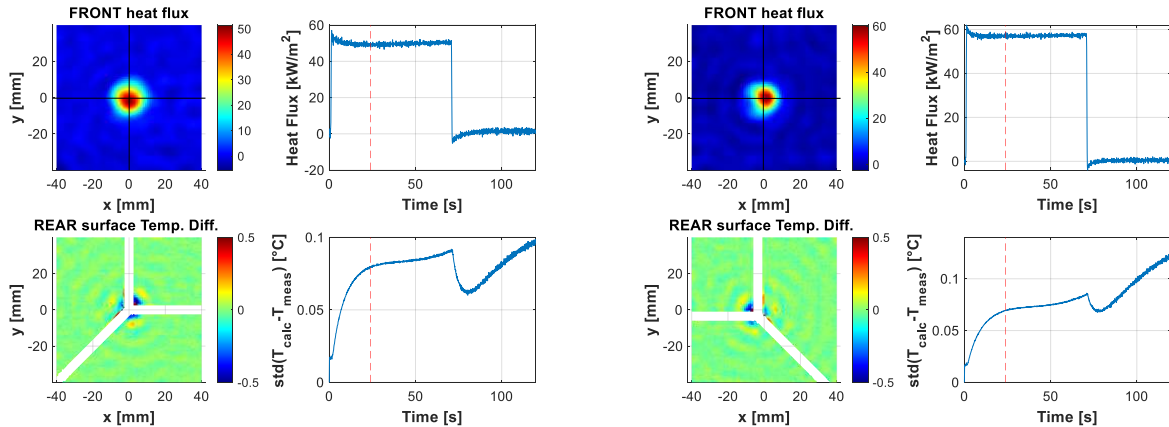


Figure 6 – Méthode inverse appliquée à un essai sur BLADE – plaque avec raidisseur I centré/décentré

C'est pourquoi tous ces essais ont été traités uniquement avec l'option 1. Les résultats sont présentés sur les figures suivantes : raidisseur I centré (Figure 6 gauche), raidisseur I décentré (Figure 6 droite), raidisseur Y centré (Figure 7 gauche), raidisseur Y décentré (Figure 7 droite).

Dans ces conditions de calcul, les résidus restent faibles, ce qui montre que le processus d'inversion a été réalisé correctement. On remarque qu'il apparaît des valeurs plus élevées proche du centre de la plaque, aux abords du raidisseur. Le niveau du flux maximal au centre de la plaque est parfaitement retrouvé dans le cas des raidisseurs décentrés alors qu'il est légèrement plus faible pour les plaques avec raidisseur centré. Ce résultat est tout à fait normal, puisque le raidisseur cache la zone où le flux est maximal, la méthode inverse n'a alors pas de contrainte précise pour estimer le maximum du flux.



ESSAI 010 – 203 modes cos

ESSAI 013 – 203 modes cos

Figure 7 – Méthode inverse appliquée à un essai sur BLADE – plaque avec raidisseur Y centré/décentré

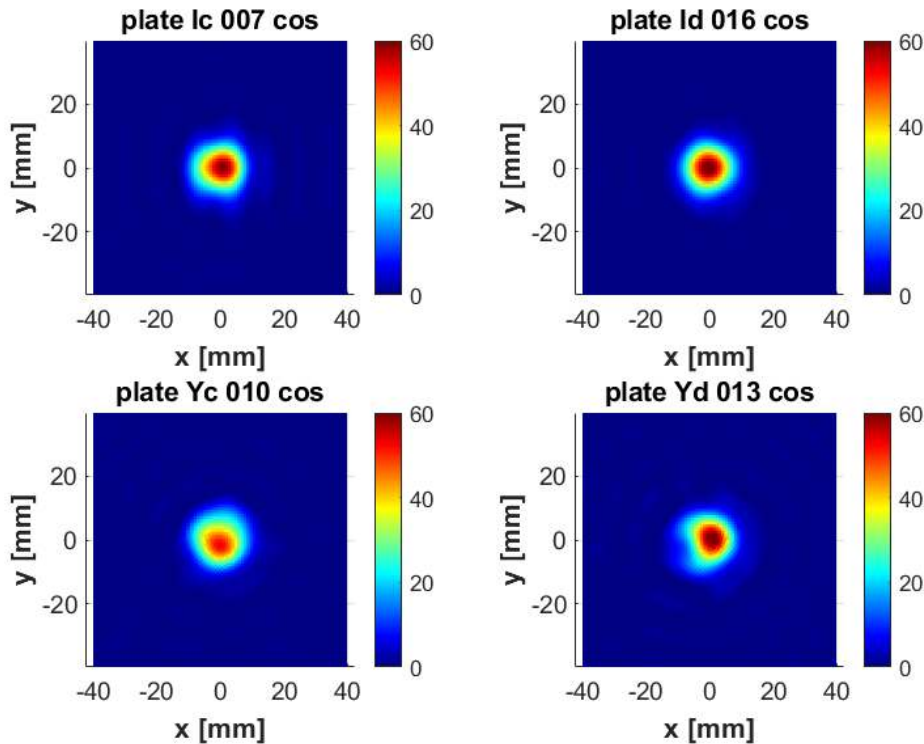


Figure 8 – Cartographies du flux de chaleur estimé par méthode inverse sur les plaques avec raidisseur

La Figure 8 permet la comparaison du flux de chaleur moyen calculé sur la durée du créneau temporel d'application de l'impact du laser. On peut vérifier que lorsque le raidisseur ne masque pas le centre de la plaque, le flux théorique est bien estimé. Alors que pour un raidisseur centré, le niveau est plus faible. On peut aussi remarquer que le raidisseur Y décentré induit une forme de flux non axisymétrique.

4. Conclusion

L'algorithme de méthode inverse a été intégré dans le solveur MoDeTheC. Un cas de développement a été créé et il a permis de valider cette implantation par rapport aux résultats obtenus par le code cartésien THIDES. Plusieurs essais sur le banc BLADE avec un flux laser bien maîtrisé ont été traités. Par comparaison aux calculs réalisés précédemment avec le solveur ACACIA, les temps de calcul ont été très fortement réduits, ce qui permet d'envisager de traiter des applications avec une résolution spatiale élevée et/ou des configurations non linéaires avec des matériaux dont les propriétés dépendent de la température.

Des essais sur cinq plaques avec raidisseurs ont été réalisés sur le banc BLADE. Les résultats sont très encourageants puisque le flux généré par le laser a pu être estimé malgré les effets de masquage dus à la présence des raidisseurs. Toutefois ces configurations nécessitent la définition par l'utilisateur d'une base de fonctions spatiales pour représenter le flux de chaleur. Dans le cas de formes simples rectangulaires, les bases de cosinus sont tout à fait à même de représenter des formes de flux très variées. Par contre dans le cas d'une paroi de forme quelconque, le choix de la base reste arbitraire. Ce point pourra faire l'objet de travaux futurs.

Références

- [1] J. V. Beck, « Nonlinear estimation applied to the nonlinear inverse heat conduction problem », *International Journal of heat and mass transfer*, 13 (4), pp. 703–716, 1970.
- [2] P. Duda, « A general method for solving transient multidimensional inverse heat transfer problems », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 93, pp. 665–673, 2016.
- [3] M. Ciofalo, « Solution of an inverse heat conduction problem with third-type boundary conditions », *International Journal of Thermal Sciences*, 175, 2022.
- [4] D. Nortershauser, « Résolution de problèmes inverses tridimensionnels instationnaires de conduction de la chaleur », Thèse Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, 2000.
- [5] P. Reulet, D. Nortershauser, P. Millan, « Inverse Method Using Infrared Thermography for Surface Temperature and Heat Flux Measurements », *International Congress on Instrumentation in Aerospace Facilities*, Vol. 1, pp. 118-126, 2003.
- [6] J.V. Beck, B. Blackwell, C.R. St. Clair Jr., « Inverse Heat Conduction. Ill-Posed Problems », John Wiley & Sons, New York, 1985.
- [7] A. Refloch, B. Courbet, A. Murrone, P. Villedieu, C. Laurent, et al., « CEDRE Software. Aerospace Lab », pp. 1-10, 2011. (hal-01182463)
- [8] J. Pichillou, P. Grenard, L. Vingert, G. Leplat, P. Reulet, « Experimental analysis of heat transfer in cryogenic combustion chambers on Mascotte test bench », 7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS), Milan Italie, 2017.
- [9] L. Van Ghele, « Analyse aérothermodynamique de la rentrée atmosphérique d'un véhicule réutilisable depuis une orbite basse terrestre », Thèse ISAE, Toulouse, 2020.
- [10] V. Biasi, « Modélisation thermique de la dégradation d'un matériau composite soumis au feu », Thèse ISAE, Toulouse, 2014.

Identification de modèles paramétriques tridimensionnels d'un four de brasage et de sa charge

Adrien BARTHÉLÉMY^{1,2*}, Benjamin RÉMY¹, Vincent SCHICK¹, Célien ZACHARIE²

¹ Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliquée (LEMETA), UMR 7563 – Université de Lorraine – CNRS, 2 avenue de la Forêt de Haye, 54500 Vandœuvre-lès-Nancy

² Fives Cryo, 25 bis rue du Fort, 88190 Golbey

* (auteur correspondant : adrien.barthelemy@univ-lorraine.fr)

Résumé - À l'aide de modèles paramétriques autorégressifs ARX d'ordre faible, des fonctions de transfert reliant des puissances et des températures à d'autres températures sont identifiées sur le système tridimensionnel complexe qu'est un four de brasage sous vide et sa charge. L'intérêt industriel est l'usage de capteurs virtuels pour parer le dysfonctionnement métrologique de thermocouples. L'ordre optimal des modèles est choisi via le critère d'Akaike, leurs entrées via des considérations physiques. Sur des données numériques puis réelles, les modèles ARX s'avèrent très performants.

Nomenclature

a	Paramètre autorégressif	n_a	Ordre autorégressif de modèle ARX
AIC	Critère d'Information d'Akaike	n_b	Ordre exogène de modèle ARX
ARX	AutoRegressive with eXogenous inputs	n_r	Retard de modèle ARX
b	Paramètre exogène	P	Puissance, W
c	Coefficient d'influence locale	$SAIC$	Somme des AIC (calibration, validation)
F	Facteur de forme gris	TC	Thermocouple
fit	Ajustement paramétrique, %	T_{coeur}	Mesure du thermocouple de cœur, K
k	Indice de discrétisation temporelle	T_{surf}	Mesure d'un thermocouple de surface, K
m	Nombre de mesures	u	Entrée de modèle ARX
MISO	Multiple Input Single Output	y	Sortie de modèle ARX
n	Ordre global de modèle ARX	y_{mes}	Grandeur mesurée
N	Nombre de panneaux influents	y_{mo}	Grandeur calculée par le modèle

1. Introduction

Le suivi des paramètres thermiques est un outil indispensable dans le milieu industriel afin de contrôler au mieux des processus de transformation et de fabrication à haute température. Cependant, un capteur de température est parfois sujet à des dysfonctionnements, ce qui compromet la conformité du produit final. Dans cette étude, le processus considéré est l'opération de brasage dans un four sous vide du corps d'un échangeur de chaleur en aluminium à plaques et ondes brasées, processus dont le bon déroulé repose justement sur des thermocouples.

Face à la problématique récurrente et inévitable du dysfonctionnement métrologique, l'emploi d'un capteur virtuel est envisageable. Un capteur virtuel est un modèle mathématique simulant en temps réel la mesure d'un capteur réel. Ce modèle mathématique représente la fonction de transfert reliant les grandeurs d'entrée à la température d'intérêt. En pratique, cela signifie qu'il est possible de remplacer la mesure réelle d'un capteur défaillant par une mesure artificielle « correcte » délivrée par le capteur virtuel.

Les capteurs virtuels de cette étude sont des modèles paramétriques autorégressifs de type ARX. En raison de leurs avantages pratiques, les modèles ARX sont privilégiés pour certaines applications, comme la certification de moteurs d'avion chez [1], la chauffe de pièces en céramique dans un four à induction chez [2] ou le flaconnage dans un moule verrier chez [3].

2. Description du problème

L'étude a pour contexte la fabrication industrielle d'échangeurs de chaleur en aluminium à plaques et ondes brasées, et plus précisément l'opération de brasage durant la fabrication.

2.1. Système d'étude

Le système est un four de brasage ayant pour charge une matrice instrumentée à braser.

Une **matrice** est l'empilement des passages d'un futur échangeur. Tel que décrit dans [4], chaque passage se compose d'ondes et de barres de fermeture (figure 1) et est séparé de ses voisins par des plaques (tôles recouvertes de brasure). Ondes, barres et plaques sont en aluminium.

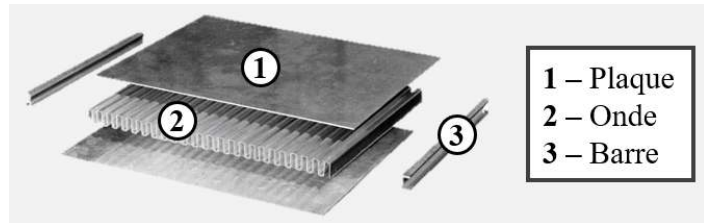


Figure 1 : Plaques, ondes et barres

La **charge** complète correspond à la matrice comprimée par un système de U-tirants et équipée de dizaines de thermocouples en surface, plus un au cœur (figure 2 à droite).

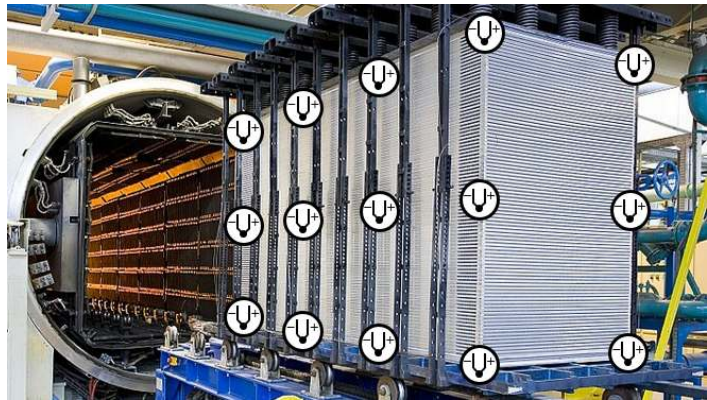


Figure 2 : Charge devant le four (Fives Cryo), avec les thermocouples de surface repérés par les U

Le **four de brasage** sous vide est une enceinte cylindrique dont la paroi interne est recouverte de 88 panneaux radiants (résistances en molybdène apposées sur des écrans d'acier) formant un parallélépipède qui épouse la forme de la charge (figure 2 à gauche).

2.2. Opération de brasage

L'opération de brasage permet de transformer la matrice en un bloc solidaire, où plaques, ondes et barres sont assemblées définitivement les unes aux autres. Trois étapes se succèdent :

- 1- Chauffe homogène de la charge jusqu'à la température critique de brasage
 - 2- Fusion de la brasure des plaques à la température critique de brasage
 - 3- Refroidissement de la charge et resolidification de la brasure (liant plaques, ondes et barres)
- Dans cette étude, seule la première étape de chauffe est considérée (avant fusion de la brasure, donc pas de changement d'état). Le four étant sous vide, la chauffe s'effectue par rayonnement des panneaux radiants vers la charge, puis par conduction à l'intérieur de la charge.

L'homogénéité thermique de la matrice est cruciale. En effet, l'apparition de gradients thermiques peut engendrer des contraintes thermomécaniques susceptibles de fragiliser ou de casser la matrice. En sortie du four, la matrice brasée est alors rebutée car échouant aux contrôles de qualité. Pour assurer l'homogénéité en temps réel, une centrale de régulation exploite la mesure des thermocouples pour élaborer la consigne de puissance de chaque panneau.

2.3. Problématique industrielle

L'homogénéité thermique durant l'opération de brasage dépend fortement des mesures de l'ensemble des thermocouples en surface de la matrice. Ainsi, si un thermocouple dysfonc-

tionne, la régulation est trompée par une mesure erronée et l'homogénéité est compromise. Comme cela a été évoqué en introduction, l'emploi d'un capteur virtuel constitue une parade à la défaillance d'un thermocouple. Toutefois, les contraintes industrielles amènent à choisir judicieusement le modèle sous-jacent du capteur virtuel :

- Propriétés thermophysiques mal connues (système d'étude complexe et anisotrope)
- Propriétés thermophysiques et géométriques changeantes d'une matrice à l'autre
- Usage en temps réel nécessitant un modèle d'ordre réduit

Les deux premières contraintes écartent le modèle enthalpique et la dernière contrainte le modèle convolutif simple issu du théorème de Duhamel. Le choix s'est donc porté sur le modèle ARX, un modèle de comportement moins gourmand en paramètres qu'un modèle convolutif simple.

3. Théorie des modèles ARX

3.1. Description d'un modèle ARX

Un modèle ARX discret mono-sortie multi-entrée (MISO) permet le calcul à l'instant k d'une grandeur de sortie y à partir de grandeurs d'entrée u . En prenant l'exemple de deux entrées, sa structure est la suivante d'après [5] :

$$y[k] = - \sum_{\substack{i=1 \\ i < k}}^{n_a} a_i y[k-i] + \sum_{\substack{i=1 \\ i \leq k}}^{n_{b,1}} b_{1,i} u_1[k-i-n_{r,1}+1] + \sum_{\substack{i=1 \\ i \leq k}}^{n_{b,2}} b_{2,i} u_2[k-i-n_{r,2}+1] \quad (1)$$

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. Il s'agit d'un modèle paramétrique polynomial.

Le modèle ARX est donc décrit par n_a paramètres autorégressifs a et, pour chaque entrée u_j , $n_{b,j}$ paramètres exogènes b_j . Les paramètres b_j permettent à l'ARX d'exploiter la valeur de u_j aux instants précédents, comme pour un modèle convolutif : ils modélisent ainsi la fonction de transfert reliant l'entrée à la sortie, comme illustré dans [2]. Les paramètres a permettent à l'ARX d'exploiter en plus la valeur de y elle-même aux instants précédents : cette astuce réduit grandement les ordres exogènes (donc l'ordre du modèle) en récupérant l'information nécessaire chez y directement.

3.2. Identification d'un modèle ARX

Identifier un modèle ARX revient à estimer ses paramètres autorégressifs et exogènes.

La première étape s'appelle la *calibration*. Elle consiste en l'estimation des paramètres a et b , connaissant déjà toutes les valeurs temporelles de la sortie et des entrées issues d'un jeu de données de référence. Le modèle ARX étant linéaire à chaque instant k vis-à-vis de ses paramètres, une inversion en une itération par les moindres carrés ordinaires (cf. [6]) est possible.

La seconde étape s'appelle la *validation*. Elle consiste en la vérification de la capacité prédictive d'un modèle ARX en utilisant un autre jeu de données. Si la sortie y_{mo} du modèle s'écarte trop de la mesure y_{mes} de ce jeu de données, l'identification est considérée comme un échec.

3.3. Qualité d'un modèle ARX

Pour un jeu de données, l'*ajustement paramétrique* (ou *fit*) permet d'évaluer la précision du modèle ARX, à savoir l'adéquation entre sa sortie y_{mo} et la mesure y_{mes} (précision maximale – et parfaite – pour un ajustement de 100 %) :

$$fit = 100 \times \left(1 - \frac{\|y_{mes} - y_{mo}\|}{\|y_{mes} - \bar{y}_{mes}\|} \right) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \|\cdot\| & \text{la norme euclidienne} \\ \bar{\cdot} & \text{la moyenne} \end{cases} \quad (2)$$

Par ailleurs, l'ordre global permet d'évaluer la parcimonie du modèle ARX, à savoir le nombre de paramètres qu'il requiert (parcimonie maximale pour un ordre global minimal) :

$$n = n_a + \sum_j n_{b,j} \quad (3)$$

Un modèle ARX idéal en théorie a une précision parfaite en calibration et en validation ainsi qu'une parcimonie maximale. Toutefois, pour améliorer la précision, il faut en général accroître l'ordre. Le critère d'information d'Akaike (AIC, cf. [7]) est un compromis entre précision (de calibration) et parcimonie, et doit être le plus petit possible (m étant le nombre de mesures) :

$$AIC = 2m \log(100 - fit) + 2n + m [\log(20\pi \|y_{mes} - \overline{y_{mes}}\|^2) - \log(m) - 4] \quad (4)$$

4. Application des modèles ARX

4.1. Choix de la sortie

Dans cette étude, un modèle ARX doit servir de capteur virtuel pour un thermocouple en surface de matrice. Ainsi, $y = T_{surf}$ avec T_{surf} la mesure d'un thermocouple de surface.

Des travaux précédents ont déjà abouti à des modèles ARX 0D « globaux » ($y = T_{surf,moy}$ la mesure moyenne de tous les thermocouples de surface, dans [8]), ainsi qu'à des modèles ARX 1D « locaux » ($y = T_{surf}$ la mesure d'un seul thermocouple de surface mais loin des arêtes de la matrice, dans [9]). L'ambition de cette étude est par conséquent l'obtention de modèles ARX 3D « locaux » ($y = T_{surf}$ la mesure d'un seul thermocouple de surface y compris aux arêtes de la matrice).

4.2. Choix des entrées

La température T_{surf} d'un thermocouple dépend de la puissance de chauffe reçue des panneaux radiants. Selon l'emplacement du thermocouple, seuls quelques panneaux sont véritablement influents sur l'évolution de la température de la zone. Deux difficultés existent :

- Les puissances sont fortement synchrones entre elles, ce qui altère l'identification d'un modèle ARX si chaque puissance constitue une entrée u distincte.
- Un critère d'évaluation de l'influence locale d'un panneau (ou coefficient d'influence locale) doit synthétiser des phénomènes radiatifs et conductifs complexes.

La solution proposée pour la première difficulté est la fusion des N puissances influentes P_i en une moyenne P : l'ARX n'a qu'une seule entrée « puissance ». Au panneau $n^{\circ}i$ est associé le coefficient d'influence locale c_i , ce qui permet de sélectionner les puissances influentes pour le thermocouple considéré ainsi que de les pondérer dans la moyenne P (éq. 5). La nature des c_i (puissances moyennes $\overline{P_i}$, facteurs de forme gris {panneau $n^{\circ}i \rightarrow$ thermocouple} $F_{i \rightarrow TC}$, valeurs unitaires, ...) est le principal verrou de cette étude.

$$P = \frac{\sum_{i=1}^N c_i P_i}{\sum_{i=1}^N c_i} \quad (5)$$

La condition limite « puissance de chauffe » ne suffit pas pour obtenir la température d'un thermocouple : la température T_{coeur} du thermocouple au cœur de la matrice s'avère essentielle d'après [8]. Cette grandeur s'ajoute donc à P comme entrée d'ARX.

Finalement, pour chaque thermocouple de surface, la structure du modèle ARX servant de capteur virtuel est celle de l'équation 1 avec $y = T_{surf}$, $u_1 = T_{coeur}$ et $u_2 = P$. Cette structure est notée $[T_{coeur} + P] \rightarrow T_{surf}$. Elle a déjà été utilisée dans [8] et [9].

4.3. Choix des ordres

Une fois la sortie et les entrées choisies, donnant la structure $[T_{\text{coeur}} + P] \rightarrow T_{\text{surf}}$, il reste à fixer les ordres $(n_a, n_{b,1}, n_{b,2})$. Dans un souci de parcimonie, ces ordres doivent être petits. Cependant, des ordres suffisamment élevés sont souvent nécessaires pour obtenir une précision correcte. En calibration, un compromis déjà évoqué est le critère d'Akaike (éq. 4).

Toutefois, industriellement, la validation d'un ARX (c'est-à-dire son utilisation) apparaît aussi importante que sa calibration. Pour prendre en compte la précision en validation, le choix des ordres s'effectue donc par la minimisation du critère suivant :

$$SAIC = AIC_{\text{calibration}} + AIC_{\text{validation}} \quad (6)$$

Ce critère, utilisé également dans [9], est exploité en pratique de la sorte :

- Arbitrairement, $n_a \leq 10$, $n_{b,1} \leq 10$, $n_{b,2} \leq 10$ et $n_{r,1} = n_{r,2} = 0$.
- Les 1000 modèles ARX – car 1000 combinaisons $(n_a, n_{b,1}, n_{b,2})$ possibles – sont identifiés.
- La combinaison $(n_a, n_{b,1}, n_{b,2})$ retenue est celle de l'ARX avec la SAIC minimale.

5. Résultats

Dans cette partie, des modèles ARX sont identifiés sur des données numériques puis sur des données réelles. Pour simplifier, la puissance P de l'équation 5 ne contient qu'une puissance P_i ($N = 1$) sélectionnée empiriquement (\bar{P}_i et $F_{i \rightarrow TC}$ conjointement assez élevés).

5.1. Données numériques

L'industriel possède Simfurnace, un modèle numérique détaillé du système d'étude simulant des opérations de brasage (cf. [10]). La modélisation passe par une méthode nodale : le système est découpé en volumes isothermes reliés aux autres par des conductances thermiques.

Par Simfurnace, une matrice de gabarit moyen, notée \mathcal{M} , est modélisée dans le four. Deux simulations SIM1 et SIM2 sont réalisées, qui diffèrent par les consignes de brasage : deux jeux de données sur le même système sont donc disponibles, pour la calibration et la validation.

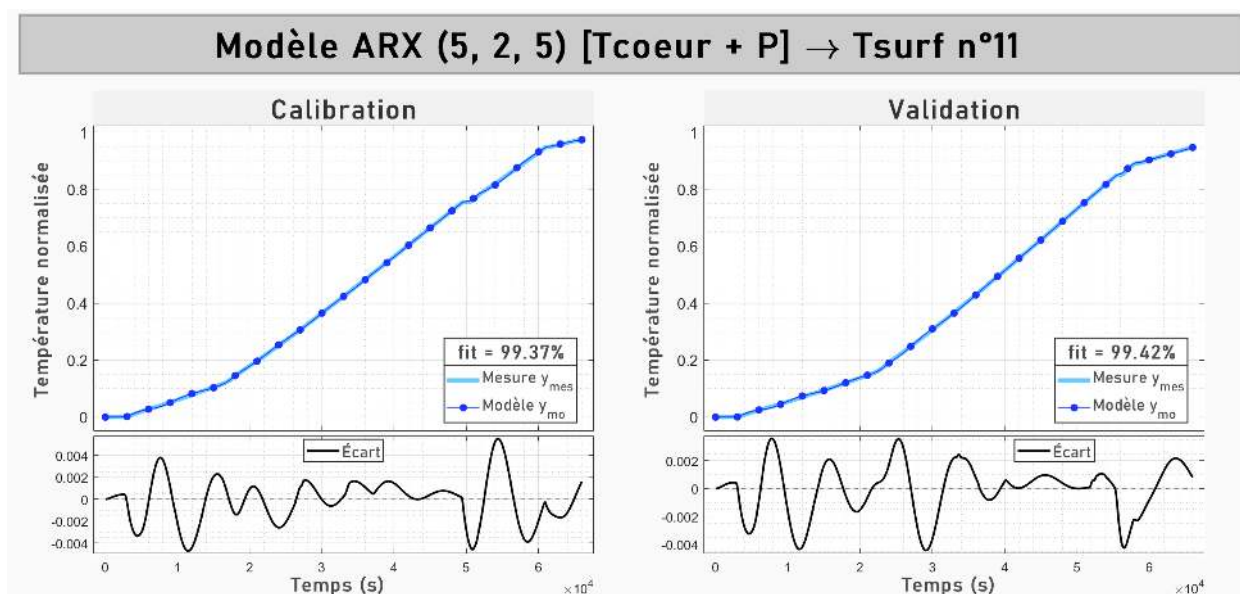


Figure 3 : Identification du modèle ARX $[T_{\text{coeur}} + P] \rightarrow T_{\text{surf},11}$ d'ordres (5, 2, 5) (calibration sur les données numériques SIM1, validation sur les données numériques SIM2)

La figure 3 illustre l'identification du meilleur modèle ARX $[T_{\text{coeur}} + P] \rightarrow T_{\text{surf},11}$ pouvant servir de capteur virtuel au thermocouple n°11 de la matrice \mathcal{M} , « meilleur » dans le sens où ses ordres $(n_a, n_{b,1}, n_{b,2}) = (5, 2, 5)$ correspondent à la SAIC minimale. A gauche, la calibration réalisée avec le jeu de données SIM1 donne un ajustement de 99.37 % (graphe du haut où la courbe en • de y_{mo} coïncide avec la courbe continue de y_{mes}) et un écart $y_{mes} - y_{mo}$ inférieur à 0.005 (graphe du bas, la température étant normalisée). A droite, la validation réalisée avec le jeu de données SIM2 donne un ajustement de 99.42 % et un écart inférieur à 0.005. Avec des ajustements au-delà de 99 %, ce modèle ARX a réussi son identification.

Le thermocouple n°11 est présenté dans cette étude car il s'agit d'un thermocouple situé loin des arêtes de la matrice, donc impacté très majoritairement par un seul panneau : c'est le cas le plus simple à traiter. Au contraire, le thermocouple n°2 est situé à un coin supérieur de la matrice, sous l'influence de plusieurs panneaux. L'identification réussie du modèle ARX $[T_{\text{coeur}} + P] \rightarrow T_{\text{surf},2}$ d'ordres (1, 3, 5) est illustrée sur la figure 4.

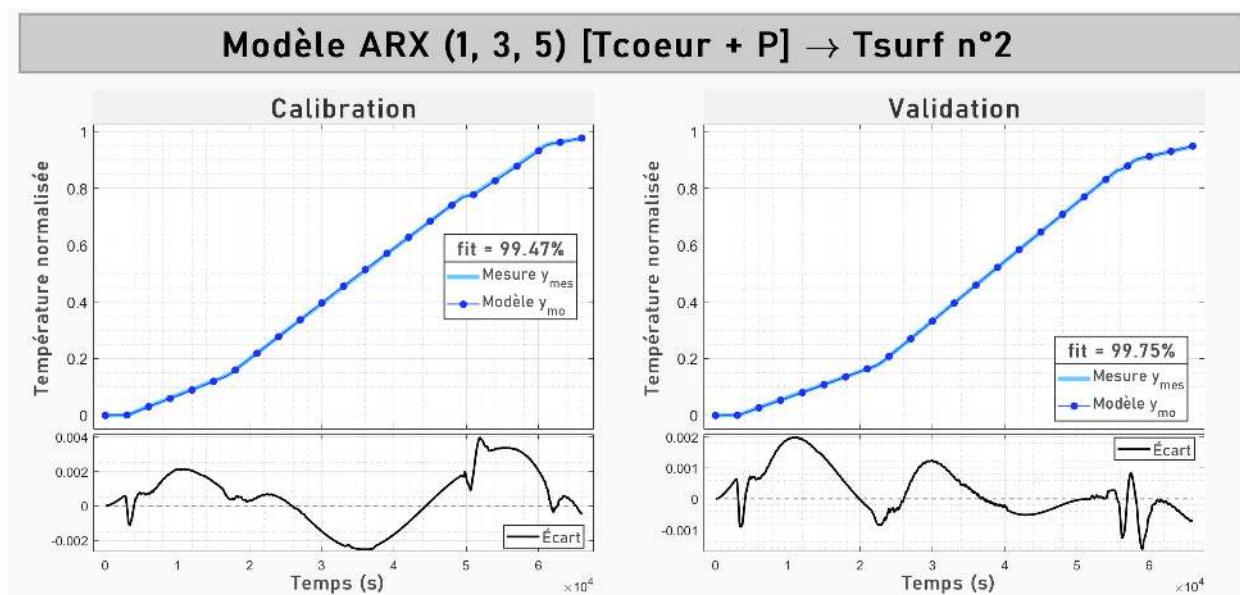


Figure 4 : Identification du modèle ARX $[T_{\text{coeur}} + P] \rightarrow T_{\text{surf},2}$ d'ordres (1, 3, 5) (calibration sur les données numériques SIM1, validation sur les données numériques SIM2)

En guise de complément à la figure 4, le tableau 1 liste les 9 paramètres du modèle. L'interprétation physique de ces paramètres se heurte à la complexité du système d'étude. Cependant, ces quelques paramètres suffisent pour décrire l'essentiel de la fonction de transfert reliant T_{coeur} et P à T_{surf} (fonction hybride entre une transmittance et une impédance).

	Paramètres autorégressifs a_i	Paramètres exogènes $b_{1,i}$	Paramètres exogènes $b_{2,i}$
$i = 1$	-9.96×10^{-1}	3.15×10^1	7.54×10^{-5}
$i = 2$		-6.25×10^1	1.86×10^{-4}
$i = 3$		3.10×10^1	-2.33×10^{-5}
$i = 4$			1.50×10^{-4}
$i = 5$			-3.04×10^{-4}

Tableau 1 : Paramètres du modèle ARX $[T_{\text{coeur}} + P] \rightarrow T_{\text{surf},2}$ d'ordres (1, 3, 5) (calibration sur les données numériques SIM1, validation sur les données numériques SIM2)

5.2. Données réelles

En plus de données numériques, l'industriel a les données réelles des opérations de brasage de deux exemplaires de la matrice \mathcal{M} , donnant deux jeux de données réelles REA1 et REA2.

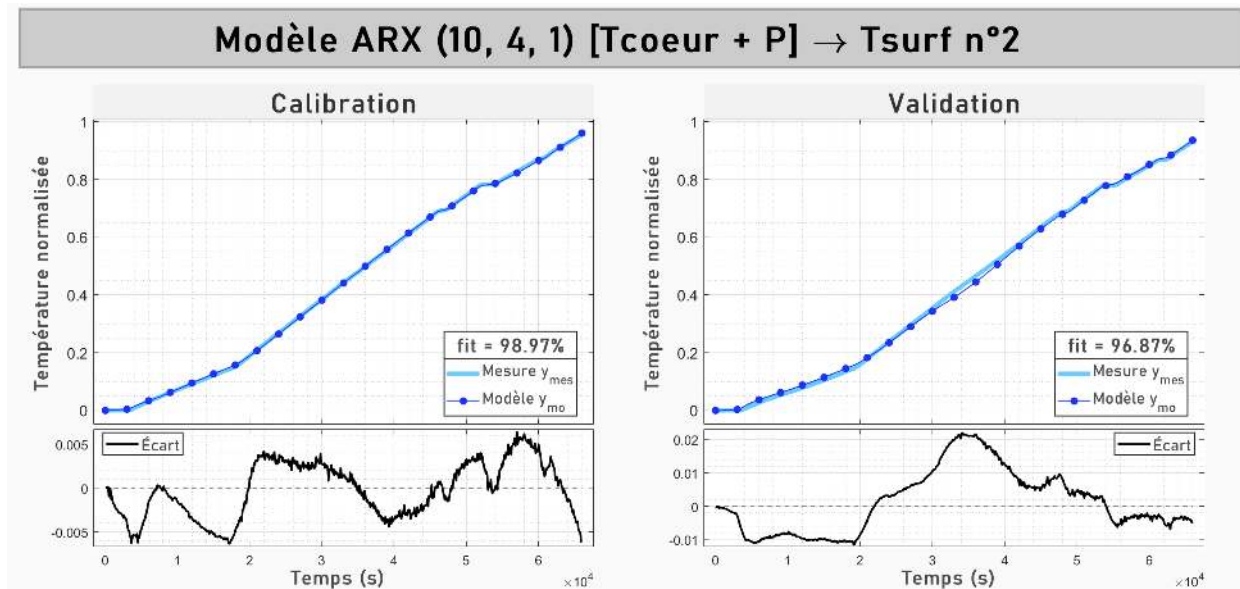


Figure 5 : Identification du modèle ARX $[T_{\text{coeur}} + P] \rightarrow T_{\text{surf},2}$ d'ordres (10, 4, 1) (calibration sur les données réelles REA1, validation sur les données réelles REA2)

Dans un premier temps, le cas d'une calibration sur les données réelles REA1 suivie d'une validation sur les données réelles REA2 est testé. La figure 5 montre l'identification du modèle ARX pour le thermocouple n°2, dont la réussite est moins évidente que précédemment (ajustements inférieurs à 99 %). En effet, outre le bruit de mesure, le système d'étude n'est pas rigoureusement le même entre la calibration et la validation (positionnement différent de la matrice dans le four, décalage léger de certains thermocouples, thermocouples différents, etc.).

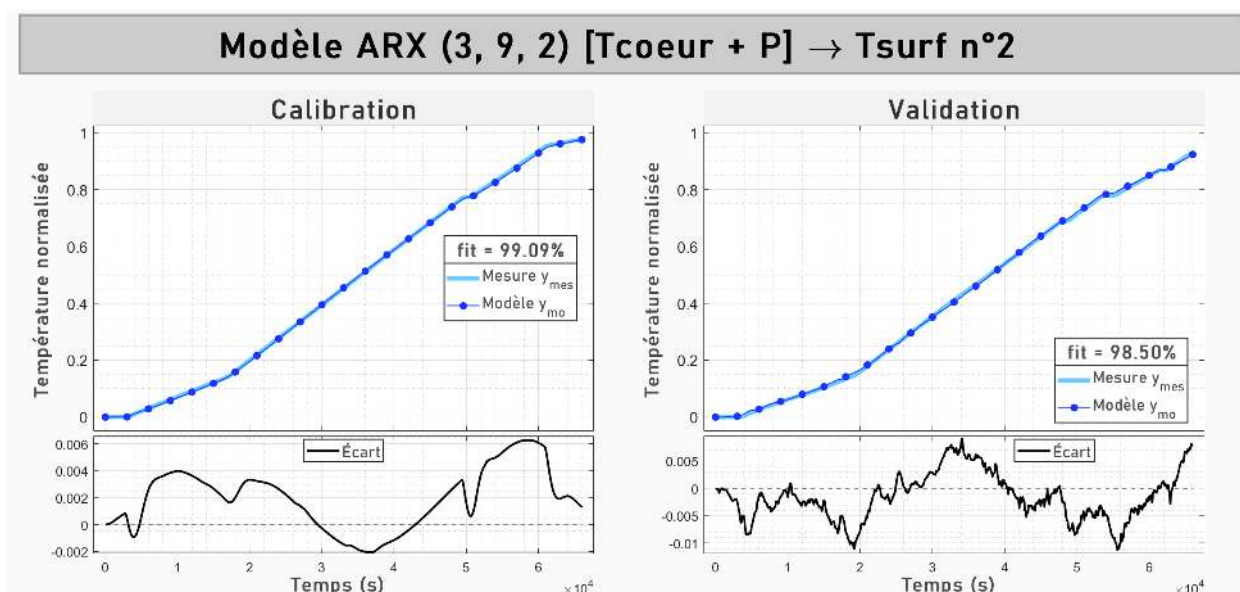


Figure 6 : Identification du modèle ARX $[T_{\text{coeur}} + P] \rightarrow T_{\text{surf},2}$ d'ordres (3, 9, 2) (calibration sur les données numériques SIM1, validation sur les données réelles REA2)

Dans un second temps, le cas d'une calibration sur des données numériques suivie d'une validation sur des données réelles peut s'envisager. Industriellement, c'est le scénario le plus intéressant : le modèle numérique détaillé permet la création du capteur virtuel qui est ensuite utilisé sur le système réel. La figure 6 montre l'identification plutôt réussie du modèle ARX pour le thermocouple n°2. A nouveau, entre la calibration et la validation, le système d'étude n'est pas rigoureusement le même, cette fois-ci à cause de la modélisation évidemment inexacte de la matrice \mathcal{M} dans Simfurnace.

6. Conclusion

L'étude s'est attelée à l'identification de modèles ARX en vue de les utiliser comme capteurs virtuels lors de l'opération de brasage d'échangeurs de chaleur, processus industriel très dépendant de thermocouples parfois défaillants. Le choix des entrées de tels modèles s'est basé sur des considérations physiques, le choix des ordres sur la minimisation de la SAIC. En utilisant des données numériques de la modélisation détaillée Simfurnace ou des données mesurées lors de réelles opérations de brasage, la grande précision des modèles ARX a été constatée vis-à-vis des mesures de deux thermocouples d'une matrice donnée. L'étude conforte donc ces modèles d'ordre réduit comme solution pertinente à la problématique métrologique de l'industriel, même si d'autres résultats non présentés ici montrent de fortes imprécisions pour d'autres thermocouples ou d'autres matrices à cause d'une moyenne P encore mal construite.

Les perspectives de l'étude sont d'une part l'emploi de moyennes de puissances P plus complexes pour accroître la précision des modèles, et d'autre part l'automatisation de la construction des modèles (coefficients c , ordres autorégressif et exogènes, ajout de retards, etc.) à partir des principales caractéristiques de la matrice.

Références

- [1] Bamdad Salemi, Benjamin Rémy, Alain Degiovanni, Fermín Úriz Jáuregui, Olivier Verseux, *Mise en place de modèles paramétriques autorégressifs de type « ARX » pour l'extrapolation de températures d'équipements dans la nacelle d'un système propulsif*, Société Française de Thermique (2011)
- [2] Thomas Loussouarn, Denis Maillet, Benjamin Rémy, Vincent Schick, Diane Dan, *Mesure indirecte de température dans un four par identification de modèle ARX*, Société Française de Thermique (2017)
- [3] Badre Sahnoun, Benjamin Rémy, Vincent Schick, Antoine Lopez, Romuald Guilbaut, *Modélisation et simulation du transfert thermique verre-moule dans un procédé de soufflage verrier*, Société Française de Thermique (2019)
- [4] ALPEMA, *The standards of the brazed aluminium plate-fin heat exchanger manufacturers' association*, 3^{ème} édition (2010)
- [5] Lennart Ljung, *System Identification : Theory for the User*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, USA (1987)
- [6] Daniel Petit, Denis Maillet, *Techniques inverses et estimation de paramètres. Partie 1*, Techniques de l'Ingénieur (2008)
- [7] Hirotugu Akaike, *Information theory and an extension of the maximum likelihood principle*, Springer Series in Statistics, New York, USA (1998)
- [8] Célien Zacharie, *Modélisation des transferts thermiques instationnaires par modèles paramétriques : application à un four industriel de brasage d'échangeur sous vide*, Thèse de doctorat, Université de Lorraine, Fives Cryo (2020)
- [9] Adrien Barthélémy, Benjamin Rémy, Vincent Schick, Thierry Mazet, Gaëtan Bergin, Célien Zacharie, *Identification de modèles paramétriques monodimensionnels d'un four de brasage et de sa charge*, Société Française de Thermique (2022)
- [10] Maroun Nemer, *Modélisation de fours de brasage sous vide et validation expérimentale. Méthodes de réduction du temps de brasage*, Thèse de doctorat, École des Mines de Paris, Nordon Cryogénie (2005)

Méthode non intrusive de mesure de température de puce pour le refroidissement diphasique par immersion de composants semiconducteurs de puissance

Clément HUGON^{1,2}, Samuel SIEDEL², Yvan AVENAS^{1*}, Sébastien FLURY¹

¹Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, G2Elab, F-38000 Grenoble, France

²Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, SIMAP, F-38000 Grenoble, France

*(auteur correspondant : yvan.avenas@g2elab.grenoble-inp.fr)

Résumé - Le refroidissement diphasique par immersion des composants semiconducteurs de puissance trouve un regain d'intérêt de par le développement de nouveaux fluides plus respectueux de l'environnement. Afin de caractériser ce type de refroidissement dans un environnement très proche de l'application, cet article présente une méthode de mesure de la température de ces composants via un de leurs paramètres électriques thermosensibles, la tension grille/source. Dans l'exemple choisi, la caractérisation de ce paramètre montre que l'erreur sur l'estimation de la température est inférieure à 0.2 °C. Par ailleurs, un banc expérimental est mis en œuvre, montrant des résultats encourageants avec une erreur sur l'estimation de la résistance thermique inférieure à 2 %.

Nomenclature

I_D	courant traversant le composant, A	<i>Symboles grecs</i>	
L_V	chaleur latente de vaporisation, kJ/kg	σ	tension de surface, N/m
q	densité de flux surfacique, W/m ²	ρ	masse volumique, kg.m ⁻³
$P_{dissipée}$	puissance thermique dissipée, W	<i>Indices et exposants</i>	
P_{sat}	température de saturation, Pa	l	liquide
R_{shunt}	résistance de mesure de courant, Ω	v	vapeur
$R_{th\ ebullition}, R_{th\ global}, R_{th\ jc}$	résistance thermique, °C/W	c	critique
V_{dc}	tension continue d'alimentation, V	<i>Acronymes</i>	
V_{DS}	tension drain-source, V	<i>CHF</i>	Critical Heat Flux
V_{GS}	tension grille-source, V	<i>IGBT</i>	Insulated Gate Bipolar Transistor
V_S	potentiel de la source du MOSFET, V	<i>MOSFET</i>	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
T_j	température du composant, °C	<i>ONB</i>	Onset Of Boiling
T_{sat}	température de saturation, °C	<i>PETS</i>	Paramètre Electrique Thermo-Sensible
ΔT_j	erreur absolue de la température T_j , °C		
ε_{rel}	erreur relative		

1. Introduction

L'augmentation des puissances dissipées dans les composants semiconducteurs de puissance et leur miniaturisation conduit à une augmentation des densités de flux thermiques à évacuer. Il est donc nécessaire de développer de nouvelles méthodes de refroidissement afin de diminuer la résistance thermique globale entre l'élément actif semiconducteur et la source froide, permettant ainsi une intensification des transferts de chaleur associés. La solution de refroidissement étudiée, déjà utilisée dans d'autres applications comme les datacenters, est le refroidissement diphasique par immersion. Ce type de refroidissement nécessite un fluide électriquement isolant car les composants sont directement immergés dans la phase liquide.

Ces fluides n'ont généralement pas d'excellentes propriétés thermiques. Ainsi, de nombreuses études ont cherché à améliorer les transferts thermiques lors de l'ébullition. Par exemple, différents traitements de surface ont été étudiés [1]–[3] afin d'augmenter le flux critique et les coefficients d'échanges. Pour évaluer ces paramètres, il est nécessaire de mesurer la température de la surface d'échange. Le mode opératoire commun à ces études consiste à utiliser une source de chaleur résistive à la place du composant électronique et à mesurer la température de surface à l'aide de thermocouples. Les sources de chaleur utilisées fournissent en général une densité de flux de chaleur et une température uniformes au niveau de la surface d'échange. Or les flux de chaleurs issus des composants semiconducteurs sont non homogènes et induisent de forts gradients de température au niveau de la surface d'échange. L'utilisation du composant lui-même comme source de chaleur permet donc d'étudier les transferts de chaleur dans le cas réel. De plus, les forts gradients ainsi que la forte intégration des composants électroniques rendent difficile l'utilisation de capteurs externes, tels que les thermocouples, pour la mesure de la température du composant.

Ce dernier peut alors être utilisé à la fois comme source de chaleur et capteur de température en utilisant un de ses paramètres électriques thermosensibles (PETS). Dans ce cas, il s'agit de mesurer des tensions ou courants caractéristiques du composant dépendants de sa température. Il en existe plusieurs, dont les méthodes de mise en œuvre et la sensibilité vis-à-vis de la température diffèrent [4]. Barnes et Tuma [5] ont notamment utilisé un paramètre thermosensible afin de déterminer les performances du refroidissement diphasique par immersion d'IGBT (Transistor Bipolaire à Grille Isolée) dans un liquide hydrofluoroether (HFE 7000). Cependant la mesure de température via ce paramètre thermosensible impose d'interrompre son fonctionnement normal pendant la mesure et modifie donc la puissance thermique dissipée.

Cet article vise à présenter et évaluer un autre paramètre thermosensible mieux adapté au refroidissement diphasique par immersion, qui permettra de mesurer la température de composants semiconducteurs pendant leur fonctionnement. Cette méthode de mesure sera également appliquée au refroidissement par ébullition libre dans un bain de HFE 7200.

2. Méthodologie

2.1. Paramètre thermosensible V_{GS}

Chaque composant électronique ayant des caractéristiques propres, il doit au préalable être caractérisé afin d'étalonner la réponse en température du PETS visé. Certains paramètres thermosensibles peuvent être mesurés alors que le composant dissipe une puissance importante, alors que d'autres paramètres ne peuvent être mesurés qu'à faible puissance dissipée. Le PETS choisi ci-après, présente l'intérêt de pouvoir mesurer la température moyenne (T_j) du composant électronique simultanément à son échauffement dans des ordres de grandeurs similaires à son fonctionnement habituel.

La *Figure 1* présente le schéma d'un composant semiconducteur, de technologie MOSFET (Transistor à Effet de Champ à Grille Oxydée) avec ses tensions et courants caractéristiques. La puissance transite entre le drain (D) et la source (S). La grille (G) est utilisée pour piloter la fermeture et l'ouverture via la tension de commande V_{GS} . Pour une tension aux bornes du composant (V_{DS}) et un courant (I_D) le traversant donnés, la tension de commande V_{GS} correspondante dépend de la température (*Figure 2*). Ce paramètre thermosensible V_{GS} est le paramètre sélectionné dans le cadre de cette étude.

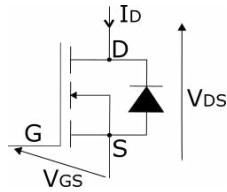


Figure 1 : Schéma d'un MOSFET avec ses grandeurs caractéristiques

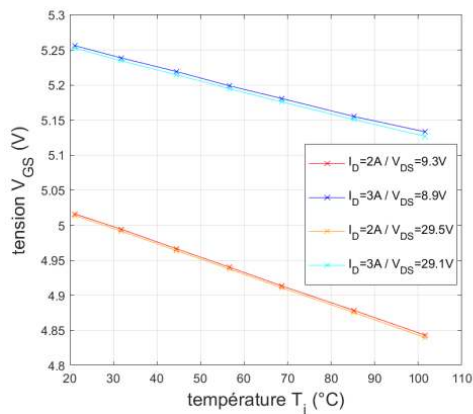
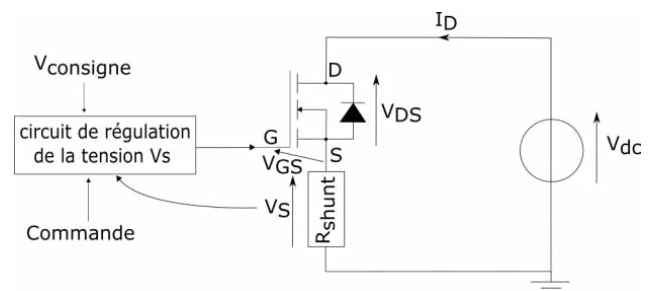
2.2. Mise en œuvre de la mesure

Cette méthode de mesure via le PETS V_{GS} peut être mise en œuvre de différentes façons [4]. Dans cette étude, une tension V_{dc} impose la tension aux bornes d'un circuit comprenant un MOSFET et une résistance R_{shunt} en série (

Figure 3). Pour fixer le courant I_D , la tension V_S aux bornes de la résistance R_{shunt} est réglée par un circuit externe. Ce courant est égal au rapport entre la tension V_{shunt} et la résistance R_{shunt} . Le circuit externe impose un potentiel plus ou moins élevé sur la grille du composant pour le rendre plus ou moins passant. Afin de rendre le circuit peu dépendant de la température ambiante et de l'auto-échauffement de R_{shunt} , cette résistance est choisie de manière à ce que sa valeur soit peu dépendante de la température. Son coefficient de température est de 0.05 ppm/°C, permettant de limiter la variation de la résistance avec la température pour avoir un courant et donc une puissance la plus constante possible. De même, afin de limiter la dissipation dans la résistance, sa valeur a été choisie à 0.1 Ω , provoquant des pertes thermiques de 0.4 W pour un courant I_D de 2 A.

La puissance dissipée par le composant pendant la mesure du PETS est le produit de la tension V_{DS} et du courant I_D . En imposant des valeurs de V_{DS} et I_D suffisamment élevées, la puissance dissipée peut conduire à une augmentation significative de la température du composant.

La Figure 2 montre également l'influence de I_D et V_{DS} sur ce paramètre thermosensible pour un composant MOSFET (de l'ordre de 0.4 mV/V suivant V_{DS} et de 300 mV/A suivant I_D). Par ailleurs, Tran [6] a trouvé une sensibilité de V_{GS} par rapport au courant I_D de l'ordre de 100 mV/A. On choisira donc de garder un courant I_D constant et d'agir plutôt sur la tension V_{DS} pour contrôler la puissance dissipée. Ainsi, le paramètre thermosensible V_{GS} restera principalement dépendant de la température du composant et peu dépendant de la puissance qu'il dissipe.


 Figure 2 : Exemple de caractéristique de la tension V_{GS} en fonction de la température

 Figure 3 : Schéma de principe du contrôle de la tension V_S

3. Caractérisation du PETS

3.1. Méthode

Le composant étudié ici est un MOSFET IRF520N de calibre en tension de 100 V et de surface d'échange 2 cm² (Figure 4). Afin de caractériser la dépendance de son paramètre thermosensible V_{GS} à la température et à la tension V_{DS} , le composant est préalablement porté hors fonctionnement à une température imposée au moyen d'un four, entre 30°C et 120°C. Une fois la température stabilisée, le composant est mis en fonctionnement pendant une courte impulsion de 500 μ s afin de limiter son échauffement. Le courant est fixé à 2 A. La tension V_{dc} est fixée dans une plage allant de 5 V à 50 V avec un pas de 5 V. Le fonctionnement reste donc bien en deçà du calibre en tension du composant et la puissance résultante dissipée varie de 7 W à 95 W. Les tensions V_{GS} et V_{DS} sont mesurées pendant l'impulsion de courant. Malgré sa courte durée, la puissance dissipée à travers le composant peut élever sa température de quelques degrés. Cela a pour effet de diminuer la tension V_{GS} mesurée pendant l'impulsion de courant comme présenté sur la Figure 5. De plus, cette figure met en évidence la présence d'un transitoire électrique d'une durée d'environ 20 μ s lorsque le composant passe de l'état bloqué à l'état passant. Une extrapolation doit donc être effectuée afin de déterminer la valeur de la tension V_{GS} à l'instant initial lorsqu'il était encore à la température imposée par le four [7].

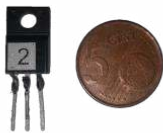


Figure 4 : Photographie d'un composant MOSFET IFR520N

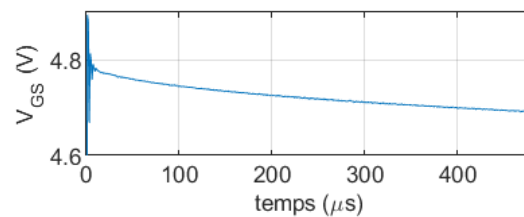


Figure 5 : Enregistrement de V_{GS} pendant une impulsion de courant ($I_D=2$ A - $V_{dc}=50$ V - $T_j=120$ °C)

3.2. Obtention du V_{GS} initial

La réponse temporelle de la température à une densité surfacique de chaleur dans un solide semi-infini étant proportionnelle à la racine carrée du temps [8], une extrapolation linéaire de V_{GS} en fonction de la racine carrée du temps est employée afin de déterminer la valeur initiale de V_{GS} comme cela est largement proposé dans la littérature [4]. L'extrapolation est faite en utilisant les mesures à partir de 60 μ s et jusqu'à la fin de l'enregistrement, pour être sûr que le transitoire soit terminé pour chaque couple (T_j/V_{dc}). Grâce à la droite extrapolée, la tension V_{GS} initiale est déterminée par l'ordonnée à l'origine. Chaque point de mesure est calculé en moyennant les valeurs de cinq mesures indépendantes obtenues dans les mêmes conditions.

La Figure 6 représente les courbes caractéristiques V_{GS} en fonction de T_j pour les différentes tensions V_{DS} mesurées. Afin d'évaluer la précision de cette méthode de mesure, les sensibilités du paramètre V_{GS} par rapport à T_j et V_{DS} sont calculées. La sensibilité maximale de V_{GS} vis-à-vis de la température T_j est de -2.3 mV/°C. Celle de V_{GS} par rapport à V_{DS} est de -0.74 mV/V.

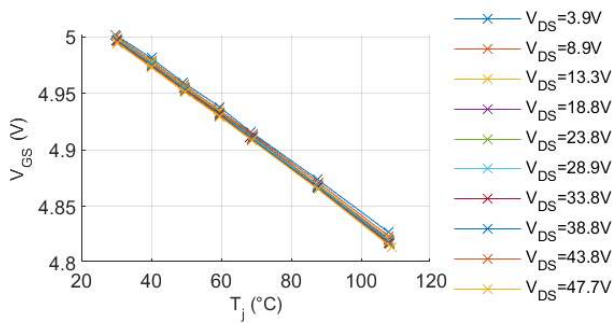


Figure 6: V_{GS} en fonction de la température T_j pour différentes tensions V_{DS}

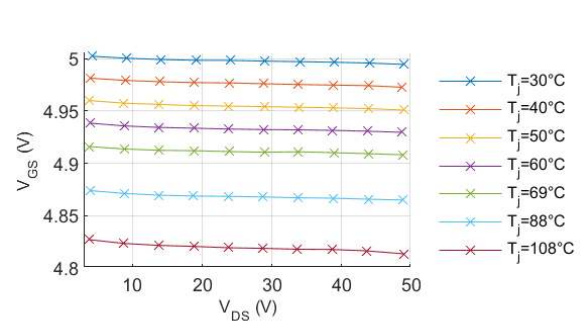


Figure 7: V_{GS} en fonction de V_{DS} pour différentes températures T_j

En fonctionnement, la puissance sera imposée par le même courant que lors des caractérisations et par la tension V_{dc} . Suivant le pas de tension choisi et les chutes de tensions le long des fils, les tensions V_{DS} peuvent ne pas être les mêmes que celles obtenues lors des caractérisations. Une interpolation est donc réalisée afin d'établir une fonction liant la température T_j à la tension V_{DS} et à la tension V_{GS} . Cette relation sera valable dans la plage de mesure couverte par la caractérisation du composant : de 4.81 V à 5 V pour V_{GS} et de 3.7 V à 49 V pour V_{DS} .

3.3. Interpolation

La dépendance de T_j en fonction de V_{GS} (Figure 6) peut être approximée par une fonction quadratique [9]. D'après la Figure 7, l'allure des courbes de V_{GS} en fonction de V_{DS} s'approche d'une fonction polynômiale du troisième ordre. La fonction testée est de la forme suivante :

$$T_j = a_0 + a_1 V_{GS} + a_2 V_{DS} + a_3 V_{DS} V_{GS} + a_4 V_{DS}^2 + a_5 V_{GS}^2 + a_6 V_{DS}^2 V_{GS} + a_7 V_{DS} V_{GS}^2 + a_8 V_{DS}^3 \quad (1)$$

La méthode des moindres carrés est utilisée, afin de trouver les coefficients de la fonction globale, permettant ainsi d'obtenir la température pour n'importe quel couple de tension (V_{GS}/V_{DS}). L'allure de la température interpolée suit celle des mesures de T_j avec un écart maximal parmi tous les couples (V_{DS}/T_j) de -0.49 °C et un écart moyen de 0.18 °C.

Cette méthode permet d'estimer des écarts entre la température exacte du composant et la température calculée via l'équation (1) mais ne permet pas de prendre en compte les incertitudes de mesure des tensions V_{GS} et V_{DS} , puisque les coefficients trouvés sont indépendants des incertitudes de mesure. Une méthode plus complète, qui fera l'objet d'une prochaine étude, consiste à déterminer le modèle direct par une boucle d'optimisation. Elle permet d'estimer la température en prenant en compte les incertitudes des mesures des tensions [10].

4. Application de cette méthode de mesure à l'ébullition libre

4.1. Banc d'essai

Le banc d'essai (Figure 8) est constitué d'une cellule de test en inox thermiquement isolée et préalablement mise sous vide pour introduire le fluide HFE 7200. Un bain thermostaté connecté à un condenseur dans la partie supérieure ainsi qu'une résistance chauffante de 50Ω , installée sur le pourtour inférieur de la cellule, permettent de préchauffer et de maintenir à la température souhaitée le mélange diphasique. Cinq thermocouples de type T mesurent la température à l'intérieur de la cellule afin de vérifier l'homogénéité des températures et donc

l'état de saturation du liquide et de la vapeur. Un capteur de pression permet de mesurer la pression de la vapeur, et ainsi vérifier que celle-ci soit égale à la pression de saturation correspondant à la température du mélange diphasique. La pression et les différentes températures sont mesurées en temps réel par une centrale d'acquisition *Keysight 34972A*. Le composant d'essai est brasé sur un circuit imprimé permettant de le connecter à la source de puissance et à la commande de grille. Les tensions V_{GS} et V_{DS} sont directement mesurées sur les pattes du composant par l'enregistreur de données *GEN3i* qui a servi aux mesures pour la caractérisation de V_{GS} .

Le fluide HFE 7200 est d'abord dégazé en le chauffant via la résistance jusqu'à une température légèrement supérieure à 75 °C pour avoir une pression supérieure à la pression atmosphérique et en purgeant la vapeur par l'intermédiaire d'une vanne d'échappement. Sa température est ensuite ajustée et stabilisée à la température de saturation (T_{sat}) désirée pour l'expérience. Afin de maintenir la cellule à température constante, la résistance chauffante dissipe une puissance thermique, dépendante de la température de saturation, pour pallier la déperdition de chaleur au travers des parois de la cellule et de l'isolant. Dans la phase vapeur, le condenseur est alimenté par de l'eau du bain thermostaté. La température de ce bain est contrôlée afin de se maintenir à quelques degrés sous la température de saturation dans la cellule d'essai.

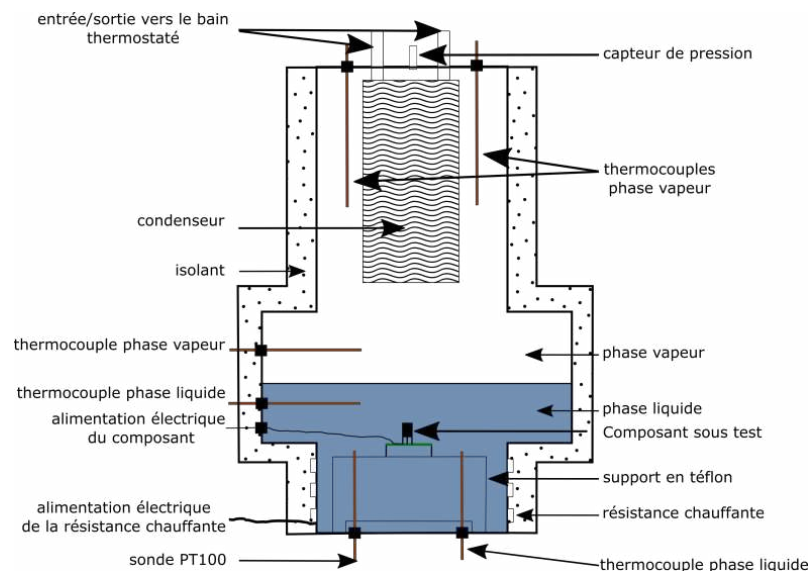


Figure 8 : Schéma de la cellule de test

Les propriétés du fluide HFE 7200 à différentes températures de saturation permettent d'estimer le flux critique (CHF) par la relation de Zuber (2) :

$$q_c = \frac{\pi}{24} L_v \rho_v \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{1/4} \quad (2)$$

où q_c est la densité de flux thermique critique, L_v la chaleur latente de vaporisation, σ la tension de surface liquide-vapeur, ρ_v et ρ_l respectivement les masses volumiques de la vapeur et du liquide et g est l'accélération de la gravité terrestre. Les propriétés physiques du fluide sont considérées comme constantes dans la gamme de conditions opératoires.

Le CHF correspond à la densité de flux marquant la transition entre le régime d'ébullition nucléée et le régime d'ébullition par film. Cette transition se traduit par un assèchement de la surface chauffée et par une augmentation brutale de sa température. Comme cette augmentation

de température du composant pourrait endommager celui-ci, des précautions sont prises afin d'éviter d'atteindre le flux critique. La puissance correspondant à la densité de flux critique à la température de saturation de 50°C est de 26 W. La tension V_{DS} à ne pas dépasser pour un courant I_D de 2 A est donc de 13 V.

4.2. Résistances thermiques obtenues

La puissance dissipée dans le composant est incrémentée en faisant varier la tension d'alimentation V_{dc} à partir de 1 V avec un incrément de 0,5 V, le courant étant régulé à 2 A. Les mesures de V_{GS} et de V_{DS} sont faites pendant 2 s en régime stationnaire et sont moyennées sur ce temps d'acquisition. La puissance dissipée est calculée à l'aide de la tension V_{DS} mesurée et du courant I_D imposé. La température de jonction est calculée à l'aide de la fonction d'interpolation (I) obtenue lors de la calibration. Le déclenchement de l'ébullition (ONB) est observé pour une puissance d'environ 4 W (soit une tension $V_{DS}=2$ V).

La puissance dissipée maximale afin d'éviter d'atteindre le flux critique étant relativement modeste comparée au calibre du composant et à sa gamme de calibration, les points de mesure se concentrent dans la gamme inférieure de la plage de tension V_{GS} utilisée pour la calibration. De plus, les températures calculées aux flux maximum dépassent les températures maximales imposées lors de la calibration. Ainsi, certaines estimations de température aux extrémités de la courbe présentée en *Figure 9* présentent une précision limitée. Ces mesures de températures, restreintes aux plages de calibration, permettent de calculer les performances de ce refroidissement, notamment la résistance thermique. La résistance thermique globale peut être estimée par la relation (3).

$$R_{th_{globale}} = \frac{T_j - T_{sat}}{P_{dissipée}} \quad (3)$$

Elle peut également être modélisée par la relation (4), $R_{th_{jc}}$ étant la résistance thermique du composant entre la puce et la surface dédiée au refroidissement. Le fabricant indique une valeur de celle-ci de 3,1 °C/W, qui est très importante, 77% de la résistance globale calculée (*Figure 10*).

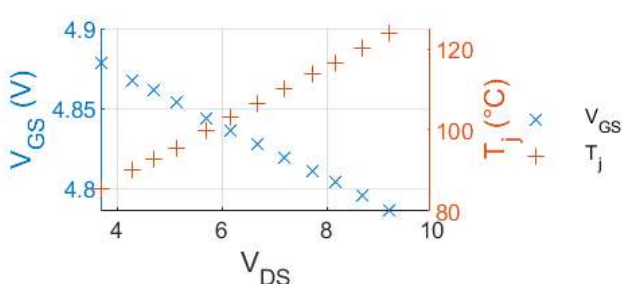


Figure 9 : Mesure de V_{GS} et calcul de T_j en fonction du V_{DS} mesuré ($T_{sat}=50$ °C)

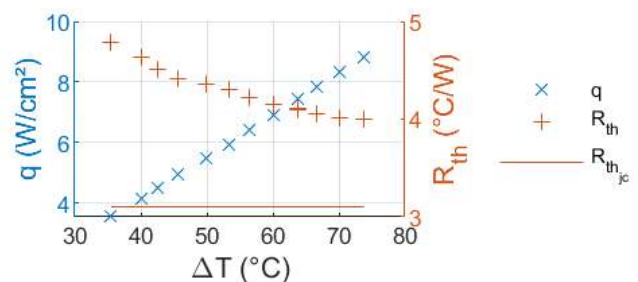


Figure 10 : Densité de flux moyenne (q) et résistance thermique globale entre la puce et le mélange diphasique à $T_{sat}=50$ °C

La résistance thermique liée au transfert par changement de phase $R_{th_{\text{ébullition}}}$ étant plutôt faible par rapport à la résistance $R_{th_{jc}}$, la décroissance de la résistance thermique globale est limitée.

$$R_{th_{globale}} = R_{th_{jc}} + R_{th_{\text{ébullition}}} \quad (4)$$

L'erreur relative maximale obtenue liée au calcul de la température sur la résistance thermique globale à $T_{sat}=50^{\circ}\text{C}$ est de 1.4% en considérant que la mesure de puissance n'apporte pas d'erreur. Elle est donnée par la relation (5).

$$\varepsilon_{rel} = \frac{\Delta R_{th_{jc}}}{R_{th_{jc}}} = \frac{\frac{\Delta T_j}{P}}{R_{th_{jc}}} = \frac{\Delta T_j}{T_j - T_{sat}} \quad (5)$$

5. Conclusion

Le paramètre thermosensible V_{GS} a été utilisé pour mesurer la température d'un composant MOSFET lors d'un refroidissement par ébullition libre. Il a d'abord été calibré afin d'obtenir la température pour chaque couple (V_{DS}/V_{GS}) pour un niveau de courant donné, puis a permis de caractériser les transferts de chaleur. La sensibilité par rapport à la température est de -2.3 mV/°C et celle par rapport à la tension V_{DS} est de -0.74 mV/V pour le composant testé. La méthode d'interpolation apportant peu d'erreur sur la température (écart moyen de 0.18 °C), les résultats en découlant comme la résistance thermique sont peu entachés d'erreur sur la plage de calibration. C'est une méthode de mesure qui pourra être comparée à une méthode plus classique à l'aide du paramètre thermosensible V_{DS} à faible courant et qui pourra permettre de caractériser les transferts de chaleur sur des dissipateurs étudiés dans les travaux futurs.

Références

- [1] C. K. Yu et D. C. Lu, « Pool boiling heat transfer on horizontal rectangular fin array in saturated FC-72 », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 50, n° 17-18, p. 3624-3637, août 2007, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.02.003.
- [2] W. Wu, H. Bostanci, L. C. Chow, Y. Hong, M. Su, et J. P. Kizito, « Nucleate boiling heat transfer enhancement for water and FC-72 on titanium oxide and silicon oxide surfaces », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 53, n° 9-10, p. 1773-1777, avr. 2010, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.01.013.
- [3] M. S. El-Genk et A. F. Ali, « Enhanced nucleate boiling on copper micro-porous surfaces », *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 36, n° 10, p. 780-792, oct. 2010, doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.06.003.
- [4] Y. Avenas, L. Dupont, et Z. Khatir, « Temperature Measurement of Power Semiconductor Devices by Thermo-Sensitive Electrical Parameters—A Review », *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 27, n° 6, p. 3081-3092, juin 2012, doi: 10.1109/TPEL.2011.2178433.
- [5] C. M. Barnes et P. E. Tuma, « Practical considerations relating to immersion cooling of power electronics in traction systems », in *2009 IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference*, sept. 2009, p. 614-621. doi: 10.1109/VPPC.2009.5289790.
- [6] D. P. U. Tran, « Méthodes calorimétriques dynamiques pour l'estimation des pertes dans les composants semi-conducteurs de puissance », p. 146.
- [7] D. P. U. Tran, S. Lefebvre, et Y. Avenas, « Discrete Power Semiconductor Losses Versus Junction Temperature Estimation Based on Thermal Impedance Curves », *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol.*, vol. 10, n° 1, p. 79-87, janv. 2020, doi: 10.1109/TCPMT.2019.2939617.
- [8] H. D. Baehr et K. Stephan, *Heat and Mass Transfer*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011. doi: 10.1007/978-3-642-20021-2.
- [9] Y. Avenas et L. Dupont, « Evaluation of IGBT thermo-sensitive electrical parameters under different dissipation conditions – Comparison with infrared measurements », *Microelectron. Reliab.*, vol. 52, n° 11, p. 2617-2626, nov. 2012, doi: 10.1016/j.microrel.2012.03.032.
- [10] D. Petit et D. Maillet, « Techniques inverses et estimation de paramètres. Partie 1 », 2008.

Tests à haut flux d'un composant type ITER équipé de fibres à réseaux de Bragg enfouies.

Y. Anquetin^{1*}, J. Gaspar¹, Y. Corre², C. Pocheau², P. Malard², JL. Gardarein¹, N. Vignal², H. Roche²

¹Aix-Marseille Université, CNRS, IUSTI, 5 rue Enrico Fermi, 13453 Marseille, France

²CEA, Institut de Recherche sur la Fusion par confinement Magnétique, 13108 St-Paul-Lez-Durance, France

*(auteur correspondant : yann.anquetin@univ-amu.fr)

Résumé - Cet article présente des tests à haut flux réalisés sur un composant en tungstène activement refroidi de type ITER équipé de capteurs thermiques de type fibre à réseaux de Bragg. Les tests à hauts flux ont été réalisés au CEA-IRFM dans la station HADES disposant d'un canon à électrons capable de déposer L'objectif des tests est d'évaluer les performances du diagnostic embarqué avec des flux de chaleur représentatifs (jusqu'à 20 MW/m²) avant son exploitation dans le tokamak WEST. Le but de cette étude est de tester l'impact des colles utilisées dans WEST sur la qualité des mesures de température. Le temps de réponse induit par ces colles est évalué et les mesures de température sont comparées aux résultats du modèle thermique du composant afin de valider ses performances.

1. Nomenclature

CFP : Composants Face au Plasma
 FBG : Fibres à réseau de Bragg
 HADES : High heAt loaD tESt facility
 ITER : International Thermonuclear Experimental Reactor
 TC : ThermoCouples
 WEST : Tungsten (W) Environnement in Steady state Tokamak

2. Introduction

WEST, pour tungsten (W) Environment in Steady state Tokamak [1], est un tokamak basé à Cadarache dans le sud de la France et ayant pour but de tester et qualifier les technologies prévues pour le projet ITER et particulièrement les Composant Face au Plasma (CFP) [2]. Cette étude porte sur l'un de ces composants dont la fonction est d'extraire le flux de chaleur déposé par le plasma. Ces composants sont prévus pour supporter des flux incident de 10MW/m² en régime continu et 20 MW/m² lors de phases transitoires [2].]. A ces niveaux de flux de chaleur, les contraintes thermomécaniques sont très fortes et peuvent générer des endommagements sur les composants, en particulier la fissuration du tungstène [3]. Le contrôle de échauffement du composant et l'évaluation des flux de chaleur déposés par le plasma représente un double intérêt de sécurité et d'évaluation des performances du tokamak. Afin d'évaluer la tenue thermique de ces composants plusieurs Thermocouples (TC) et Fibres à Réseaux de Bragg (FBG) ont été enfouis dans une gorge 5mm sous la surface exposé au flux de chaleur [4]. Les fibres sont maintenues dans les composants par des colles résistantes aux hautes températures (colles graphite ou céramiques. Lors de la première phase d'exploitation de WEST, il a été observé que la colle graphite utilisée avait un impact conséquent sur le temps de réponse des capteurs

et donc sur la fiabilité des mesures réalisées après plusieurs campagnes expérimentales. Pour cette étude plusieurs colles ont été testées pour fixer la fibre à réseau de Bragg sur différents blocs de tungstène afin d'évaluer l'impact de chacune sur le temps de réponse des mesures ainsi que leur vieillissement lorsqu'elles sont soumises à des flux de chaleur allant jusqu'à 15 MW/m^2 . Ce composant est installé dans la station de test à haut flux HADES (High heat load test facility) du CEA-IRFM. L'objectif est de définir le temps de réponse des mesures en fonction de la colle utilisée et de valider le modèle thermique du composant.

Cet article est organisé comme suit : la première section présente la station de test à haut flux de chaleur HADES. Le matériel utilisé pour cette étude (composant, colles et tests réalisés) sont détaillés dans la seconde partie de cet article. La section 3 présente l'analyse du temps de réponse des mesures pour les différentes colles. La section 4 présente la validation du modèle thermique du composant. Finalement les principaux résultats de l'étude sont rappelés dans la conclusion.

3. Dispositif expérimental

3.1. Station HADES

Afin de tester les composants présents dans le tokamak WEST, le CEA-IRFM dispose d'une station de test à haut flux de chaleur nommée HADES. Il s'agit d'un canon à électron couplé à une chambre à vide de 8 m^3 permettant de tester les composants face aux plasmas et d'évaluer leur capacité à évacuer la chaleur ainsi que leur vieillissement lorsque soumis à de hauts flux de chaleur. Cette installation permet de réaliser des expériences avec des flux de chaleur de plusieurs dizaines de MW/m^2 en régime permanent ou jusqu'à 1 GW/m^2 pendant quelques millisecondes. Le système de balayage du faisceau du canon permet de déposer des flux uniformes sur une surface tout comme des flux très piqués. Le faisceau est d'une forme gaussienne et d'un diamètre de 12 mm pour une puissance de 150 kW en régime continu.

Cette station est équipée de différents sous systèmes permettant la réalisation d'une large gamme d'expériences. Pour les expériences relatives à cette étude on soulignera la présence d'une caméra infrarouge pointée sur le composant et permettant de suivre son échauffement en temps réel lors des expérimentations. Ainsi qu'une boucle d'eau pressurisée à 10 bars et $50 \text{ }^\circ\text{C}$ pour le refroidissement du composant.

3.2. Composant type ITER et colles haute températures

Le composant étudié est un CFP Type ITER [5] (Figure 1) constitué d'un ensemble de 35 monoblocs de tungstène assemblés autour d'une canalisation en cuivre ou circule de l'eau pressurisé pour le refroidissement du composant.



Figure 1 : Composant Type ITER équipé d'une FBG enfouie

Pareillement au CFP instrumentés dans le tokamak WEST, une FBG femto-second [6] est enfouies dans une gorge sur le côté des monoblocs et 5 mm sous la surface du composant [7]. Afin de fixer la fibre dans le composant, celle-ci est installée dans un lit de colle résistante aux hautes température présent dans la gorge. On teste 4 colles différentes, 2 colles céramiques et 2 colles graphites également utilisées dans WEST.

Les FBG sont des fibres optiques présentant des gravures sur leur parois interne. Lorsque qu'un faisceau de lumière traverse la fibre, celui-ci est réfléchi à des longueurs d'ondes dépendantes de la température de la fibre aux différentes position des gravures. Lorsque la fibre chauffe, elle se dilate et déforme ainsi les gravures changeant la longueur d'onde réfléchi. En mesurant le décalage de longueurs d'onde on peut alors retrouver la température de la fibre à chaque position de réseau. L'étalonnage de ces fibres est réalisé par le CEA LIST (Saclay) dans un four. Les fibres sont placées à l'intérieur accompagnées de thermocouples à la position des réseaux afin de faire correspondre position du pic et température mesurée. Les mesures sont faites à différentes températures entre 100 et 500°C puis extrapolées suivant une courbe de tendance polynomiale de degré 2.

Ces capteurs présentent plusieurs intérêts en environnement tokamak, contrairement au TC les FBG sont insensibles aux champs magnétiques ce qui permet des mesures fiables lors des charges et décharges des bobines. Ce sont également des capteurs compacts permettant plusieurs mesures (jusqu'à 15 dans WEST) le long d'une seule fibre ce qui limite l'encombrement dans la machine. Finalement, les mesures enfouies (TC et FBG) présentent une bonne synergie avec les diagnostics de thermographie infrarouge. Les mesures locales des TC et FBG donnent une température « vraie » des composants qui peut être comparée avec les mesures de larges surfaces réalisées par thermographie, dépendantes de l'émissivité des composants ainsi que des réflexions présentent dans l'environnement métallique du tokamak [8].

Dans la station HADES, deux thermocouples (type K et type N) permettent de suivre l'échauffement du composant en complément de la fibre.

Pour l'acquisition des mesures de la fibre, un interrogateur spectrale 4 voies est utilisée avec une bande spectrale allant de 1500 nm à 1595 nm. On réalise l'acquisition des températures mesurées par 10 réseaux (r1 à r10) présents sur les monoblocs 15 à 6.

Le dispositif d'acquisition du canon à électron permet de suivre un grand nombre d'informations tels que l'alimentation électrique du canon, la température de l'eau à différents points du circuit de refroidissement (permettant déterminer par calorimétrie le flux de chaleur absorbé par le composant) les mesures des 2 TC, la température et pression dans la chambre... etc.

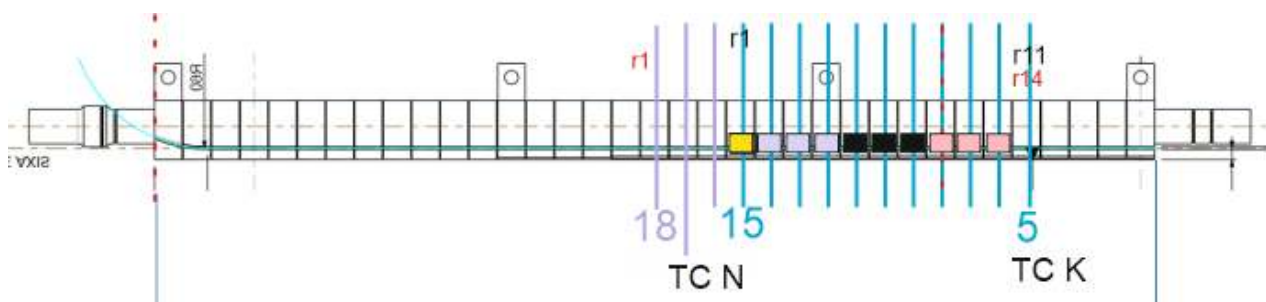


Figure 2 : Organisation des colles sur le CFP.

Colle céramique Céramique 1 (r 1). Pour l'acquisition réseau 1.
 Colle céramique Céramique 2 (r 2, 3 et 4). Pour l'acquisition réseau 2, 3, et 4.
 Colle graphite Graphite1 (r 5, 6 et 7). Pour l'acquisition réseau 5, 6 et 7.
 Colle Céramique/métallique 3 (r 8, 9 et 10). Pour l'acquisition réseau 8, 9 et 10.

On dispose également d'un modèle thermique du CFP. Ce modèle est réalisé avec le logiciel de modélisation par éléments finis Cast3m [9] développé par le CEA. La Figure 2 présente un seul des monoblocs du CFP ensuite répété et assemblé pour construire le CFP complet. On a sur la Figure 2, en vert la partie tungstène massif, en jaune le cuivre « mou » Cu-OFHC et en rouge le cuivre « dur » CuCrZr. Le modèle est composé d'éléments tétraédriques pour la partie haute des monoblocs et prismatique à base triangle pour la partie basse. Ces choix sont motivés tout d'abord par la forme des monoblocs présentant une large partie courbe ainsi que le besoin de précisions plus importantes sur la partie haute. On trouve sur le haut du monobloc l'essentiel des flux de chaleur ainsi que la position du capteur (indiqué par un point rouge sur la Figure 2).

Grâce à la symétrie du CFP le monobloc est coupé en deux afin de gagner en temps de calculs. Les températures calculées avec un modèle monobloc complet ou semi-monobloc ont été comparés et présentent des écarts de températures calculées inférieurs à 2% ce qui constitue une erreur acceptable au vu des gains en temps de calcul.

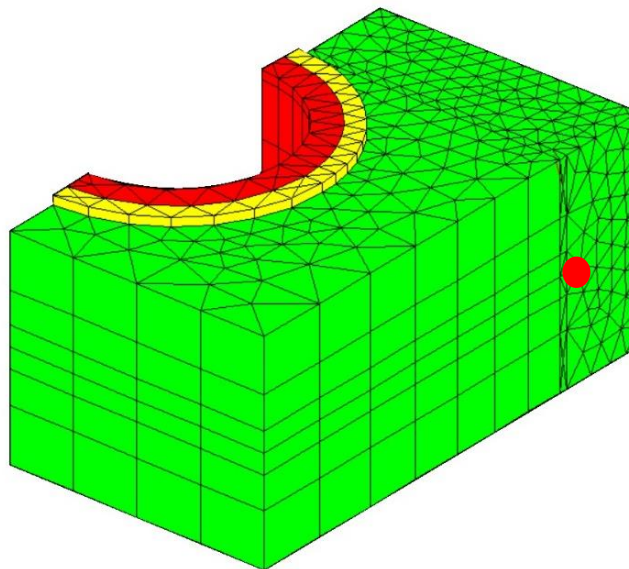


Figure 3 : Modèle d'un demi monobloc (CAST3M)

On réalise pour cette analyse une montée progressive de la puissance déposée de 1 MW/m^2 jusqu'à 15 MW/m^2 avec comme puissance intermédiaire $3,5$ et 10 MW/m^2 . Pour les tests de montée en puissance on tire pendant 20s sur une zone définie du composant avant de le laisser se refroidir pendant 20s. On réalise 3 séries (de 40s chacune) pour évaluer la répétabilité des mesures. On entrecoupe les tirs de montée en puissance par des tests de temps de réponse tous similaires avec 4.5s de tir à 1 MW/m^2 et 20s de refroidissement répété 4 fois.

4. Estimation du temps de réponse.

Les tests de temps de réponse (4,5s de tir à 1 MW/m^2 puis 20 s de refroidissement) sont répétés régulièrement tout le long de la montée en puissance. Le premier est réalisé avant de commencer la montée en puissance afin de qualifier l'état initial du système. On obtient les mesures présentées sur la Figure 4.

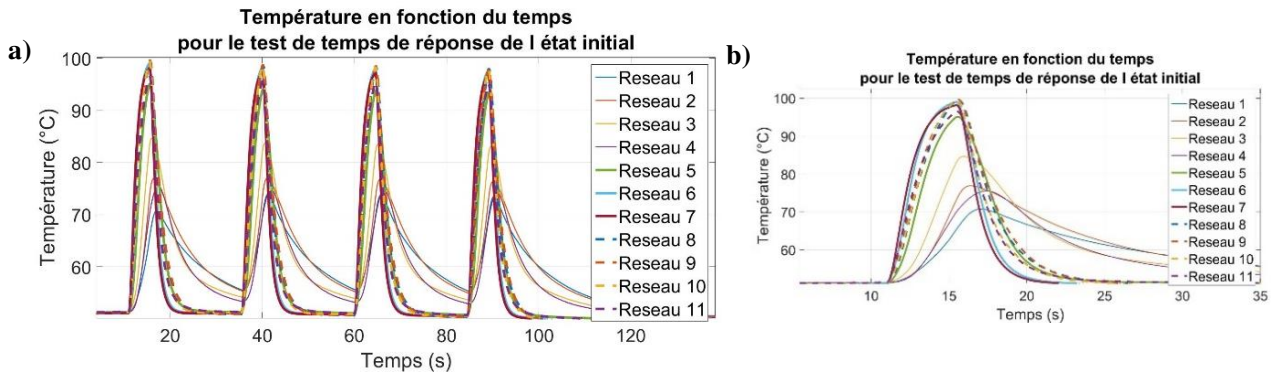


Figure 4 : Température mesurées par les 11 réseaux de la FBG lors du test de temps de réponse de l'état initial a) pour l'ensemble de la séquence, b) pour le premier tir

La Figure 4 montre que les signaux des réseaux 1 à 4 sont beaucoup plus lent et atténués que les autres. Il apparaît que les colles céramiques ont beaucoup plus d'impact sur la qualité des mesures que les colles graphite (réseaux 5 à 7). Les réseaux 5 à 11 semblent beaucoup plus rapides et reproduisent bien mieux la dynamique d'échauffement attendue après un créneau de chauffe avec toutefois des performances légèrement meilleures pour les réseaux 5 à 7.

On débute ensuite les tests de montée en puissance (20 s de tir puis 20 s de refroidissement) avec 1,3 et 5 MW/m² réalisés à la suite avant un nouveau test de temps de réponse. On passe alors à 10 MW/m² avant de refaire un test de temps de réponse puis de nouveaux 10 MW/m² et un dernier test de temps de réponse.

On présente sur la Figure 5 les résultats des tests de temps de réponse en traçant la température en fonction du temps. Par soucis de clarté on ne présente que les mesures d'un réseau par colle (au lieu de 3).

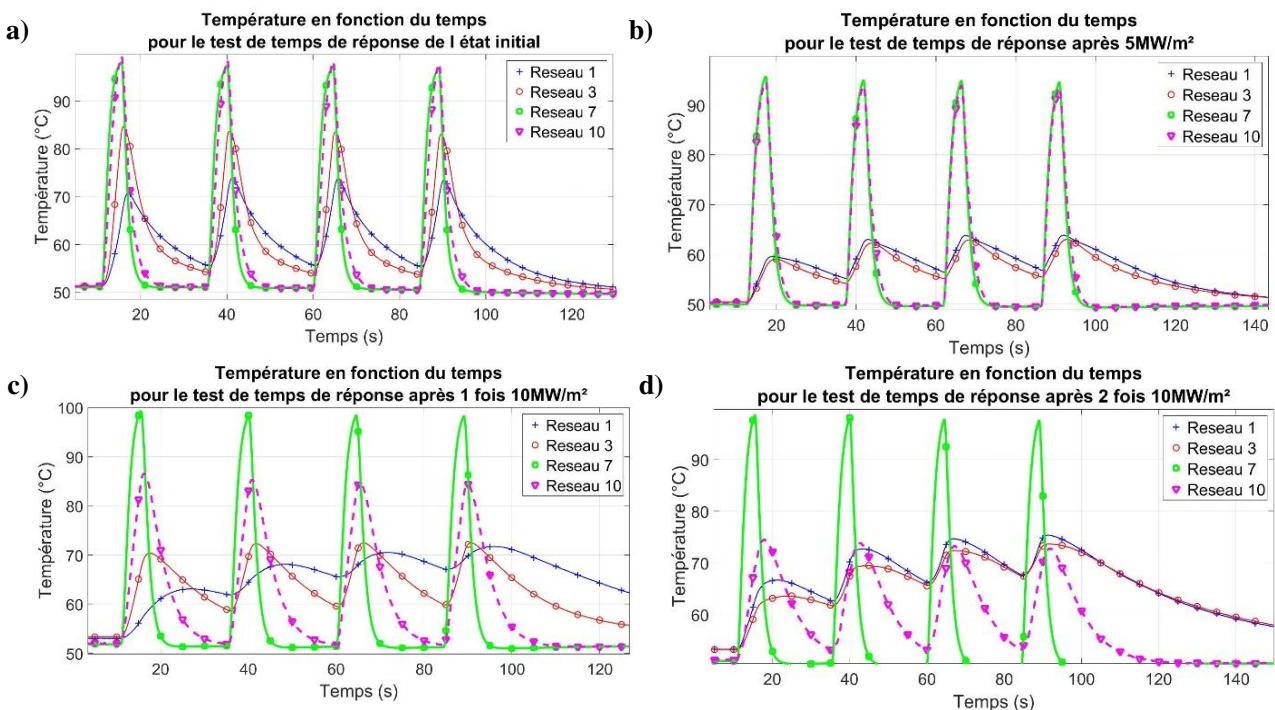


Figure 5 : Evolution des températures en fonction du temps lors des test de temps de réponse pour un réseau par colle, a) état initial, b) après 5 MW/m², c) après un premier tir à 10 MW/m² et d) après le second tir à 10 MW/m²

Les résultats présentés sur la *Figure 5* montrent que dès 5 MW/m^2 les colles céramique présentent d'importantes dégradations causant une forte augmentation du temps de réponse. Les figures *Figure 5.c)* et *d)* montrent, elles, que la colle céramique/métallique 3 (pour les réseaux 8,9 et 10) semble se détériorer à partir de 10 MW/m^2 (baisse des températures max et amortissement du signal).

Afin d'évaluer le temps de réponse on compare les mesures réalisées aux températures calculées issues du modèle thermique du composant. On convolue ces températures calculées avec un modèle de réponse indicielle de la forme $u(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$ et on cherche à minimiser les écarts entre mesures et modèle en ajustant le paramètre τ . Un exemple d'estimation de ce paramètre est illustré dans la *Figure 6*.

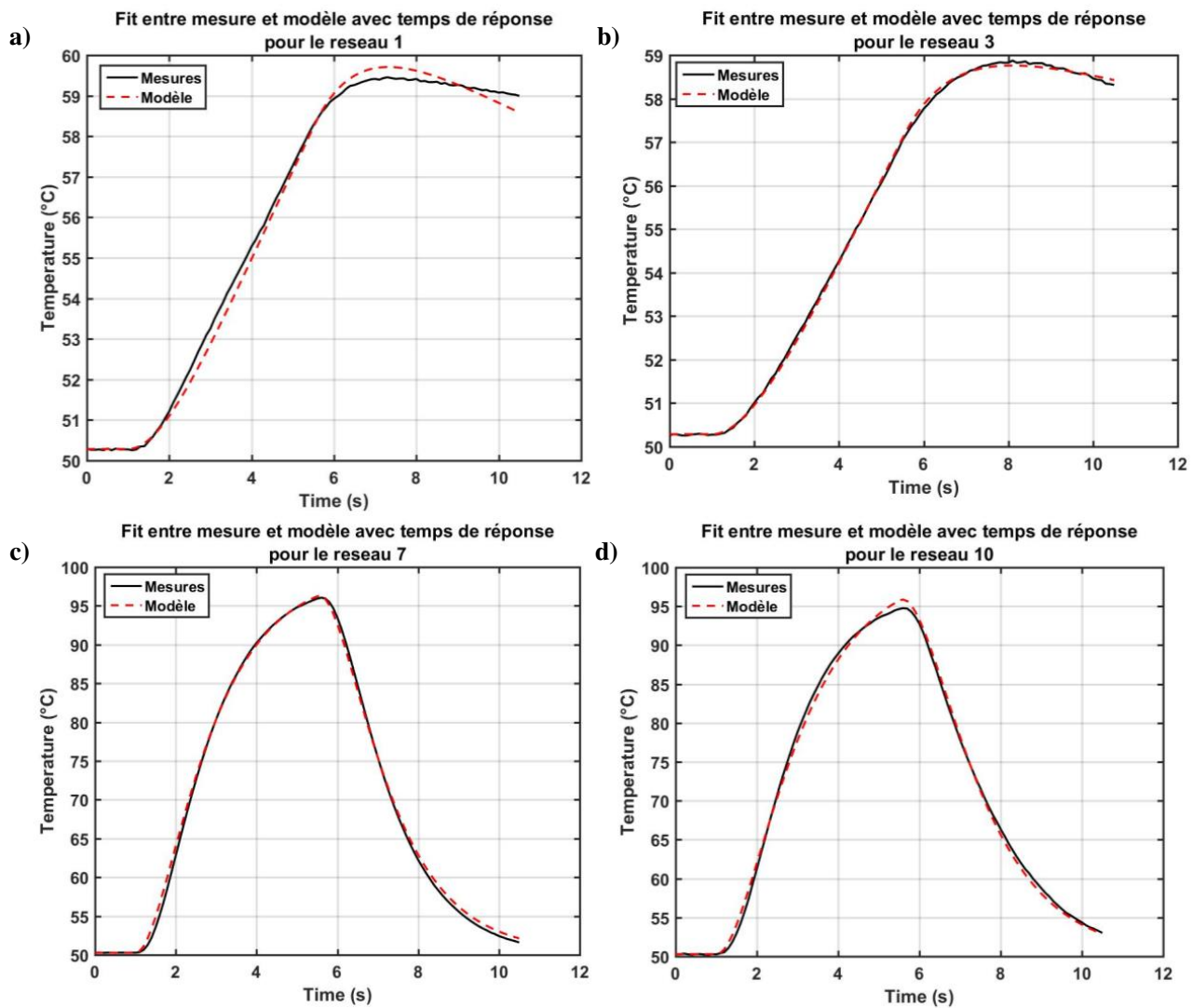


Figure 6 : Comparaison des mesures et le modèle convolué avec les temps de réponses estimés pour les quatre colles différentes après le tir à 5 MW/m^2 , a) réseau 1 (colle céramique 1), b) réseau 3 (colle céramique 2), c) réseau 7 (colle graphite 1), d) réseau 10 (colle céramique/métallique 3)

En comparant la différence entre mesure et modèle convolué, on remarque que l'ajustement est plus ou moins précis selon le réseau et le tir observé. Les réseaux présentant un faible temps de réponse comme le réseau 7 ou 10 sont mieux estimés que les réseaux plus lents collés avec les colles céramiques 1 et 2. Le modèle utilisé ne semble pas être optimal pour les colles lentes. Cependant même si le temps de réponse de chaque réseau n'est pas exactement estimé, cette

méthode permet d'obtenir le bon ordre de grandeur avant d'affiner au besoin le modèle pour préciser les résultats. La Figure 7 reprend les temps de réponse estimés pour chaque réseau au fil des tirs. Par soucis de clarté les estimations sont séparées par colle. Les traits noirs verticaux représentent les différentes séquences (4 tirs par séquence) avec comme présenté sur la Figure 7.c) :

- 1. : Etat initial
- 2. : Post tir à 5 MW/m²
- 3. : Post 1^{ère} séquence à 10 MW/m²
- 4. : Post 2nd séquence à 10 MW/m²

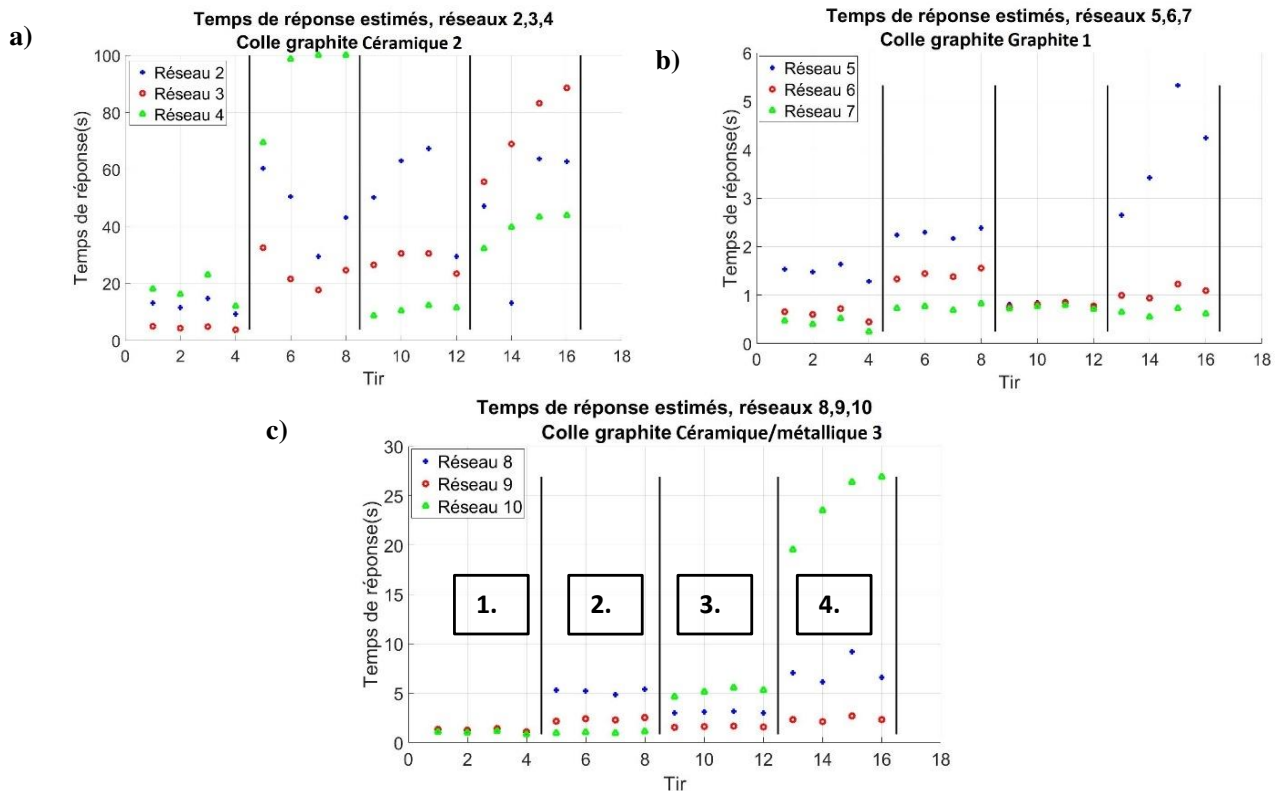


Figure 7 : Temps de réponse estimée pour les différents réseaux au fil des tirs, a) pour la colle Céramique 2, b) pour la colle Graphite 1, c) pour la colle Céramique/métallique 3

Les résultats de temps de réponse du réseau maintenu par la colle 1^{ère} colle céramique ne sont pas présentés dans la Figure 7 car trop important pour pouvoir exploiter les mesures.

La colle céramique Céramique 2, dont les résultats sont présentés sur la Figure 7.a), détériore grandement la qualité des mesures. On observe des temps de réponse compris entre 5 et 20 secondes dans son état initial. De plus ses performances se détériorent progressivement dès les 5 MW/m². On observe une forte augmentation du temps de réponse pouvant aller jusqu'à la centaine de seconde pour le réseau 4 et plus largement une tendance à la hausse pour les trois réseaux.

La colle graphite Graphite 1 (Figure 7.b)) présente les meilleurs résultats, particulièrement le réseau 7 dont le temps de réponse varie faiblement autour de 0,8 secondes. Les réseaux 6 et 7 présentent également une bonne stabilité au fil des séquences ce qui laisse à penser que la dégradation du temps de réponse du réseau 5 après le second tir à 10 MW/m² est dû au collage et non à la colle en elle-même.

Finalement la colle Céramique/métallique 3 (Figure 7.c)) présente dans son état initial des temps de réponse compris entre 1 et 1,5 secondes. Ces résultats semblent cependant se détériorer après le tir à 5 MW/m² et non 10 MW/m² comme supposé en regardant le réseau 10 avec une variation du temps de réponse entre les trois réseaux allant de 1 à 5 secondes. La relative stabilité du réseau 9 questionne cependant sur l'origine de cette dégradation entre la colle et le collage.

Il ressort de cette étude que la colle Graphite 1 présente les meilleures performances du fait de son faible impact sur les mesures et de sa bonne résistance à la fatigue thermique.

5. Validation du modèle thermique du composant Type ITER

Pour valider les performances du modèle numérique du composant on compare la température mesurée par chaque réseau à l'équilibre thermique lors des tests de 20s. Les mesures sont moyennées une fois l'équilibre atteint pour chaque tir de chaque séquence. Les données de calorimétrie de la station HADES permettent de connaître le flux absorbé par le composant. Cette valeur de flux est utilisée dans le modèle pour calculer les températures théoriques à l'équilibre. Le Tableau 1 reprend les résultats obtenus.

Réseau	T modèle (°C)	Moyenne T mesure (°C)	Ecart (%)	T modèle (°C)	Moyenne T mesure (°C)	Ecart (%)	T modèle (°C)	Moyenne T mesure (°C)	Ecart (%)
	P = 0,99 MW/m ²			P = 3,02 MW/m ²			P = 5,07 MW/m ²		
1	103,1	101,5	1,7	226,0	199,5	12	336,8	328,5	3,6
2	103,1	100,1	3,0	225,8	206,2	8,9	336,4	330,3	3,1
3	102,6	100,8	2,0	224,9	207,5	7,9	334,8	342,0	-1,5
4	102,3	98,0	4,5	224,3	198,5	12	333,7	329,7	2,1
5	101,9	99,4	2,7	223,3	207,2	7,2	331,8	353,9	-6,1
6	101,7	99,3	2,6	222,2	200,0	10	330,0	330,9	0,3
7	101,4	98,1	3,6	221,7	196,1	12	329,0	316,5	4,6
8	101,2	101,9	-0,3	220,7	205,3	7,1	327,2	339,4	-3,4
9	100,9	101,1	0,2	220,0	201,1	8,8	326,1	326,7	0,0
10	100,6	101,0	0,0	219,0	206,1	6,1	324,3	334,8	-2,7

Réseau	T modèle (°C)	Moyenne T mesure (°C)	Ecart (%)	T modèle (°C)	Moyenne T mesure (°C)	Ecart (%)
	P = 9,71 MW/m ²			P = 10,56 MW/m ²		
1	603,9	642,9	-6,5	655,3	666,9	-1,8
2	602,8	657,6	-9,1	654,0	685,9	-4,9
3	599,3	651,0	-8,6	650,1	684,5	-5,3
4	596,9	643,9	-7,9	647,5	673,5	-4,0
5	593,0	660,1	-11	643,2	691,7	-7,5
6	589,2	617,5	-4,8	638,9	648,2	-1,5
7	587,0	599,8	-2,2	636,5	620,8	2,5
8	583,2	609,0	-4,4	632,4	611,0	3,4
9	580,9	569,3	2,0	629,8	572,2	9,2
10	577,1	585,0	-1,4	625,6	575,9	7,9

Tableau 1 : Comparaison des température mesurées avec les résultats du modèle numérique

Les résultats du modèle montrent une bonne correspondance avec les mesures expérimentales. L'écart absolu moyen entre le modèle et l'expérience est faible et d'environ 5 % (entre 4 % et 7 % selon le réseau) et aléatoirement répartis entre positif et négatif permet de valider le modèle thermique du composant. Les résultats du tir à 3 MW/m² (3,02 MW/m²) présentent des erreurs particulièrement importantes avec des températures mesurées systématiquement inférieures aux températures issues du modèle thermique. Il est important de noter que les températures calculées sont issues du modèle utilisant un flux déposé parfaitement constant là où les données du canon montre que la puissance peut varier légèrement au cours d'un tir. On peut donc valider les performances de ce modèle pour l'estimation des flux de chaleur.

6. Conclusion

Un composant de type ITER instrumenté d'une FBG a été testé dans la station HADES du CEA-IRFM. Ce canon à électrons a permis de tester le composant dans des conditions représentatives de l'environnement tokamak avec des flux de chaleur importants, jusqu'à 15 MW/m². Ces tests ont permis d'évaluer l'impact des colles céramique et graphite utilisées pour fixer les FBG et TC sur la qualité de leurs mesures. Il ressort de ces tests que les colles céramiques sont peu adaptées pour les mesures de température enfouies dans les CFP. Ces colles engendrent un retard important dans les mesures dû à leur temps de réponse élevé, jusqu'à la centaine de secondes. De plus elles semblent se détériorer pour des flux de chaleur déposés relativement faibles vis-à-vis des besoins pour la fusion nucléaire et plus spécifiquement dans le cas de WEST dont l'objectif est d'obtenir 10 MW/m² de flux déposé pendant plusieurs dizaines de secondes. La colle graphite semble plus adaptée en présentant un temps de réponse acceptable vis-à-vis de la durée des expériences dans WEST (<5 secondes). La colle céramique/métallique 3 présente des résultats très satisfaisant sur les premiers tirs avec un temps de réponse de l'ordre de la seconde. Cependant, elle semble se dégrader de manière importante dès 5 MW/m² de flux déposé. La colle Graphite 1 présente donc les meilleurs résultats (temps de réponse inférieur à 5 secondes) et une bonne tenue en température. Il apparaît également de ces tests que la qualité du collage est également importante et difficilement maîtrisable, tous les réseaux ayant été collé suivant le même protocole.

En parallèle ces tests nous ont permis d'évaluer les performances de notre modèle en comparaison aux données expérimentales. Grâce aux données de calorimétrie, permettant de calculer le flux de chaleur absorbé par le composant, les différents tirs réalisés ont été reproduits en simulation. La comparaison des température mesurées par la fibre et calculées grâce au modèle montre une bonne correspondance avec une erreur moyenne d'environ 5 %. De plus la physique du composant semble bien modélisée comme le montre l'absence de biais entre mesure et modèle.

7. Références

- [1]. Bourdelle, C. *et al.* WEST Physics Basis. *Nucl. Fusion* **55**, 063017 (2015).
- [2]. Bucalossi, J. *et al.* The WEST project: Testing ITER divertor high heat flux component technology in a steady state tokamak environment. *Fusion Engineering and Design* **89**, 907–912 (2014).

- [3]. Diez, M. *et al.* Overview of plasma-tungsten surfaces interactions on the divertor test sector in WEST during the C3 and C4 campaigns. *Nuclear Materials and Energy* **34**, 101399 (2023).
- [4]. Anquetin, Y. Surface heat flux estimation with embedded thermocouples and Fiber Bragg Grating sensor in ITER-like plasma facing components. (2023).
- [5]. Missirlian, M. *et al.* The WEST project: Current status of the ITER-like tungsten divertor. *Fusion Engineering and Design* **89**, 1048–1053 (2014).
- [6]. Liao, C. R. & Wang, D. N. Review of femtosecond laser fabricated fiber Bragg gratings for high temperature sensing. *Photonic Sens* **3**, 97–101 (2013).
- [7]. Corre, Y. *et al.* Integration of fiber Bragg grating temperature sensors in plasma facing components of the WEST tokamak. *Review of Scientific Instruments* **89**, 063508 (2018).
- [8]. Talatizi, C., Aumeunier, M.-H., Rigollet, F., Gerardin, J. & Le Niliot, C. Prédiction de la mesure de température de surface par thermographie infrarouge dans un environnement tout métallique : application à la machine de fusion WEST. *Acte de congrès Société Française de Thermique* 120 (2018).
- [9]. Le Fichoux, E. Présentation et utilisation de CAST3M. (2011).

Microscopie infrarouge par thermotransmittance modulée : mesure de champs de température dans des milieux semi-transparents.

Coline BOURGES^{1*}, Stéphane CHEVALIER¹, Jérémie MAIRE¹, Christophe PRADERE², Stefan DILHAIRE³

¹Univ. Bordeaux, ENSAM, CNRS, Bordeaux INP, I2M (UMR 5295)

351 Cours de la Libération - 33400 Talence

² Epsilon-Alcen

Esplanade des Arts et Métiers - 33405 Talence Cedex

³Univ. Bordeaux, CNRS, LOMA (UMR 5798)

351 Cours de la Libération - 33400 Talence

*(auteur correspondant : coline.bourges@u-bordeaux.fr)

Résumé - L'imagerie infrarouge par thermotransmittance modulée est une méthode non destructive de mesure des propriétés thermiques et des champs de température pour des milieux semi-transparents à l'infrarouge. A l'échelle micrométrique, un échantillon de SiO₂ est chauffé par effet Joule grâce à une résistance métallique déposée à sa surface dont la température est mesurée par la méthode 3ω . L'étude comparative entre le modèle et les mesures permet de déterminer la diffusivité thermique ($a = 1.3 \pm 0.2 \times 10^{-7} m^2 \cdot s^{-1}$) et son coefficient de thermotransmittance ($\kappa = -1.6 \pm 0.2 \times 10^{-3} K^{-1}$).

Nomenclature

a diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$

E émission propre, $W \cdot m^{-2}$

f_I fréquence du courant, Hz

f_T fréquence thermique, Hz

I_0 amplitude du courant, A

L_x longueur, m

L_z épaisseur, m

n indice des valeurs propres

R_0 résistance électrique, Ω

S flux IR mesuré par la caméra, $W \cdot m^{-2}$

T température, K

T_0 température ambiante, K

t temps, s

$U_{3\omega}$ tension à la fréquence 3ω , V

Symboles grecs

α_n valeurs propres, m^{-1}

β coefficient de température de résistance, K^{-1}

Γ transmittance

Γ_0 transmittance à température ambiante

ΔT variation de température, K

$\Delta T_{2\omega}$ variation de température de la résistance, K

ΔT_z température intégrée dans l'épaisseur, K

$\delta(x)$ distribution de Dirac

λ longueur d'onde, m

κ coefficient de thermotransmittance, K^{-1}

φ flux, $W \cdot m^{-2}$

ϕ phase, rad

ω pulsation, $rad \cdot s^{-1}$

1. Introduction

La mesure de champs de température est un enjeu majeur pour la caractérisation des systèmes énergétiques, le développement de nouveaux matériaux, ou encore l'étude de réactions chimiques ou biologiques.

La thermographie infrarouge [1, 2, 3, 4] est la méthode la plus utilisée pour la caractérisation de milieux opaques et non réfléchissants. Lorsque cette méthode est appliquée à des milieux semi-transparents, ces derniers absorbent, réfléchissent et transmettent les radiations émises par leur milieu environnant. Discriminer le signal provenant de l'échantillon des rayonnements parasites est donc un véritable verrou scientifique pour ces matériaux. De plus, la provenance exacte des

radiations infrarouges dans le cas d'un échantillon épais pose question.

Afin de s'affranchir de cette contrainte, nous avons développé une méthode basée sur la dépendance thermique de l'indice de réfraction optique des matériaux [5]. La thermoréfectance [6, 7, 8] utilise cette propriété pour la caractérisation de matériaux opaques et réfléchissants. Par analogie, la thermotransmittance est l'étude de la variation de la transmission optique en fonction de la température d'un échantillon semi-transparent. Au premier ordre, la transmission optique varie linéairement avec la température : les deux grandeurs sont reliées par le coefficient de thermotransmittance, κ . Toutefois, le signal mesuré est faible ($\kappa \approx 10^{-4} K^{-1}$) et donc sensible aux différents bruits de mesure.

De premiers travaux ont permis de développer une nouvelle technique d'imagerie basée sur la thermotransmittance modulée : comme pour la thermographie lock-in [9, 10], le signal est modulé afin de supprimer les composantes fréquentielles parasites et d'améliorer le rapport signal à bruit. Des mesures de champs de température, appliquées à un échantillon centimétrique ne présentant pas de gradient thermique dans son épaisseur, ont déjà fait l'objet de communications [11]. L'étude du coefficient de thermotransmittance du matériau pour différentes longueurs d'onde a également été possible. Ces premières mesures expérimentales ont permis le développement de nouveaux modèles sur l'évolution des propriétés optiques en fonction de la température dans la gamme infrarouge, un domaine moins étudié que la gamme visible, mais nécessaire pour la mesure du signal thermique.

Cette communication porte sur l'adaptation de la thermotransmittance modulée à l'échelle micrométrique. Afin d'adapter le système de chauffe à ces dimensions, un fil résistif en or a été déposé sur l'échantillon. La résistance est alimentée par un courant modulé en intensité qui permet de chauffer l'échantillon par effet Joule. Afin de mesurer la diffusivité thermique ainsi que le coefficient de thermotransmittance du matériau à cette échelle, il est nécessaire de caractériser la température du fil métallique. La mesure simultanée de la tension aux bornes du fil par la méthode 3ω [12] permet d'utiliser le dépôt métallique non seulement comme source de chaleur, mais également comme thermomètre local. Nous détaillerons dans un premier temps le montage expérimental pour la mesure de microscopie infrarouge par thermotransmittance modulée, appliquée à une lame de verre. Puis, nous exposerons le modèle thermique qui, comparé aux mesures expérimentales, permet de déterminer les propriétés thermiques de l'échantillon (diffusivité et coefficient de thermotransmittance). Enfin, nous présenterons les mesures des propriétés thermiques ainsi que les champs de température de la lame de verre étudiée.

2. Dispositif pour la mesure de thermotransmittance à l'échelle micrométrique

L'expérience de thermotransmittance consiste à mesurer l'intensité d'un faisceau infrarouge transmis par un échantillon semi-transparent en fonction de sa température. La variation de transmittance $\Delta\Gamma$ est directement liée à la variation de température de l'échantillon ΔT par le coefficient de thermotransmittance κ (voir équation 1). Le coefficient de thermotransmittance dépend notamment de la longueur d'onde λ du faisceau incident.

$$\frac{\Delta\Gamma(\lambda, t)}{\Gamma_0(\lambda)} = \kappa(\lambda)\Delta T(t) \quad (1)$$

Avec Γ_0 la transmittance à la température T_0 , et $\Delta\Gamma = \Gamma - \Gamma_0$. La transmittance s'obtient en faisant le ratio entre les flux mesurés avec et sans l'échantillon, S et S_i : $\Gamma(T) = S(T)/S_i$ et $\Gamma_0 = S(T_0)/S_i$. Finalement : $\Delta\Gamma(\lambda, t)/\Gamma_0(\lambda) = \Delta S(\lambda, t)/S(T_0, \lambda)$.

2.1. Description du montage expérimental

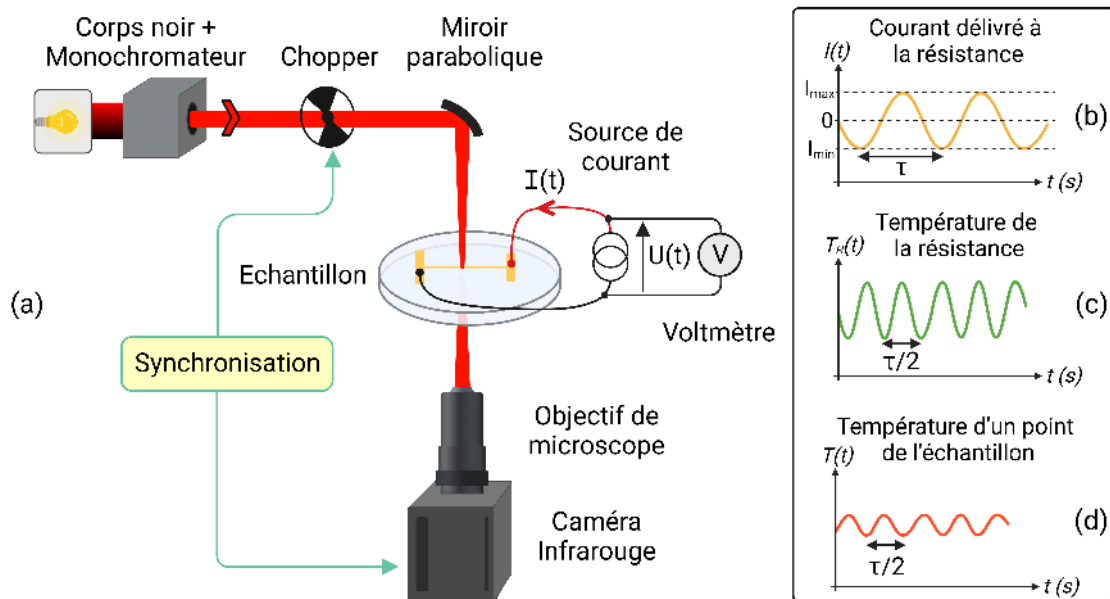


Figure 1 : (a) Montage expérimental pour la mesure de thermotransmittance d'une lame de verre chauffée par effet Joule. (b) Courant sinusoïdal délivré à la résistance. Température de la résistance (c) et d'un point de la lame de verre (d) au cours du temps.

Le montage expérimental pour la microscopie infrarouge par thermotransmittance modulée est présenté à la figure 1. L'échantillon est éclairé par un faisceau infrarouge monochromatique dont la longueur d'onde est contrôlée par un monochromateur à réseaux de diffraction (Bentham TMc300). Le faisceau transmis par l'échantillon est ensuite collecté par une caméra infrarouge InSb FLIR SC7000 dont la gamme spectrale est $\lambda \in [2.5 - 5.5] \mu\text{m}$. Afin de travailler à l'échelle micrométrique, la caméra est équipée d'un objectif de microscope de grandissement 1 qui permet d'atteindre une résolution spatiale de $15 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

De plus, la caméra collecte à la fois le faisceau infrarouge transmis par l'échantillon, S , et son émission propre, E . Afin de supprimer la composante due à l'émission de l'environnement, un chopper mécanique est placé en sortie du monochromateur et est synchronisé avec la caméra. Cette dernière enregistre successivement une image de l'émission propre seule lorsque le faisceau est coupé par le chopper (E), puis une image contenant l'émission propre et le faisceau transmis ($S + E$). La composante de l'émission propre est supprimée par la soustraction des deux images successives.

L'échantillon est chauffé par effet Joule par une résistance métallique en or déposée à sa surface. Le dépôt en or a pour dimensions $45 \text{ mm} \times 30 \mu\text{m} \times 300 \text{ nm}$ et pour résistance $R_0 = 189 \pm 1 \Omega$. Les dimensions ont été spécifiquement choisies pour de l'or afin d'avoir une résistance électrique suffisamment élevée pour chauffer l'échantillon et supporter un courant électrique de plusieurs dizaines de mA. Le courant délivré dans la résistance est sinusoïdal, de la forme : $I = I_0 \cos(\omega t)$ (voir figure 1 (b)). La mesure de la tension aux bornes de la résistance permet de connaître sa température moyenne, $\Delta T_{2\omega}$, grâce à la méthode 3ω [12], avec $U_{3\omega}$ la tension mesurée à la fréquence 3ω .

$$\Delta T_{2\omega} = \frac{2U_{3\omega}}{R_0 I_0 \beta} \quad (2)$$

Connaissant l'amplitude du courant I_0 , la résistance R_0 , et le coefficient de température de résistance $\beta = 3 \times 10^{-3} K^{-1}$ mesuré au préalable, il est donc possible de déterminer l'amplitude de la variation de température de la résistance en or au cours de la mesure.

Enfin, pour chaque pixel des images prises par la caméra nous souhaitons obtenir l'amplitude crête à crête et la phase du signal de thermotransmittance modulée (voir figure 1 (d)). La méthode à quatre images [10] permet de mesurer l'amplitude et la phase d'un signal modulé. L'amplitude, $\Delta\Gamma(\lambda, t)/\Gamma_0(\lambda)$, donne accès à la température intégrée dans l'épaisseur du matériau grâce à la relation 1, à condition de connaître le coefficient de thermotransmittance.

L'échantillon utilisé dans cette étude est une lame de verre (SiO₂), d'épaisseur 2 mm, sur laquelle a été déposée la résistance métallique décrite précédemment.

2.2. Modèle du champ de température dans l'épaisseur de l'échantillon

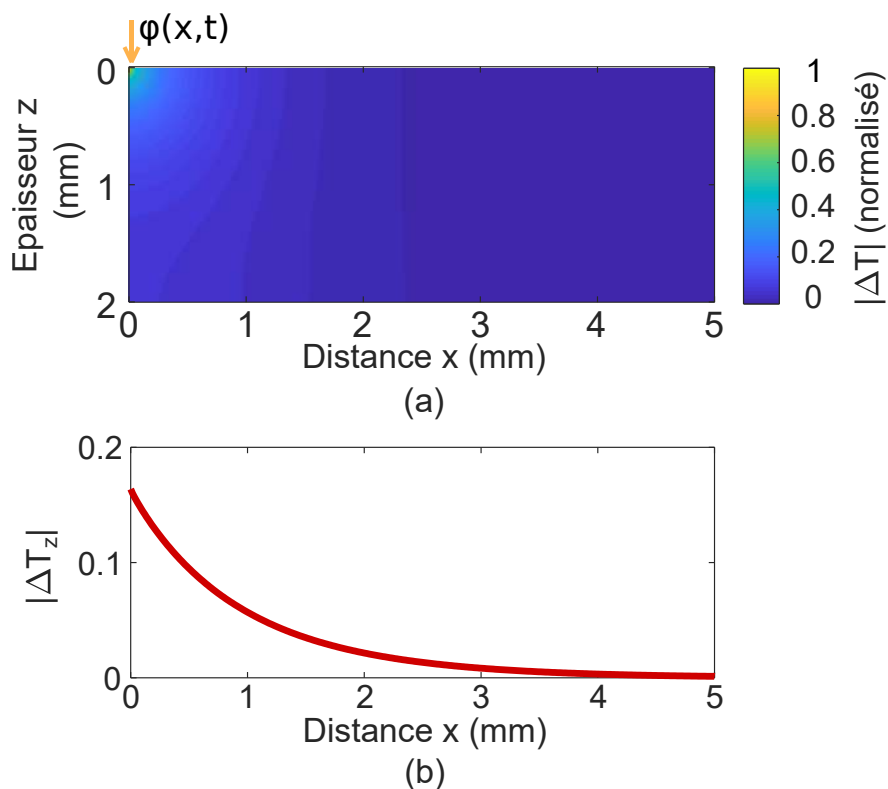


Figure 2 : Champs de température calculés par le modèle analytique. (a) Module de température $|\Delta T|$ normalisé par rapport à $|\Delta T(x = 0, z = 0)|$, à la fréquence $f = 40$ mHz. (b) Module de température moyenne dans l'épaisseur $|\Delta T_z|$ en fonction de l'éloignement x par rapport à la résistance, calculé à partir de $|\Delta T|$ normalisé.

Afin de déterminer les propriétés thermiques et les variations de température dans l'échantillon, il est nécessaire de comparer les mesures expérimentales à un modèle thermique. Le modèle développé doit donc représenter l'amplitude des variations de température $\Delta T(x, z, \omega)$ en chaque point (x, z) .

Considérons un flux périodique $\varphi(x, t) = \varphi_0 \delta(x) \cos(\omega t)$ délivré par la résistance métallique à la surface de l'échantillon (voir figure 2(a)), avec $\delta(x)$ une distribution de Dirac. Le problème étant symétrique par rapport à la résistance, le système est considéré adiabatique en $x = 0$. De plus, l'étude de modèles avec et sans pertes montre que celles-ci sont négligeables dans nos

conditions expérimentales. Pour simplifier la résolution du problème, nous négligeons donc les pertes avec le milieu extérieur en $z = 0$ et $z = L_z$. La solution complexe s'écrit sous la forme :

$$\Delta T(x, z, \omega) = \frac{1}{L_x} \theta_0(\alpha_0, z, \omega) + \sum_{n=1}^N \theta_n(\alpha_n, z, \omega) \cos(\alpha_n x) \quad (3)$$

Avec $\theta_n(\alpha_n, z, \omega)$ le champ obtenu après avoir réalisé une transformée en cosinus. Les α_n sont les valeurs propres telles que : $\alpha_n = n\pi/L_x$ avec $n = 0, 1, \dots$.

Le montage expérimental permettant de déterminer la température moyenne dans l'épaisseur, le champ de température $\Delta T(x, z)$ modélisé est ensuite intégré dans l'épaisseur z afin d'être comparé aux mesures. Nous noterons $\Delta T_z(x)$ la température dans l'épaisseur de l'échantillon (voir équation 4).

$$\Delta T_z(x, \omega) = \int_0^{L_z} \Delta T(x, z, \omega) dz \quad (4)$$

La figure 2 (a) montre que le module de température $|\Delta T(x, z)|$ n'est pas homogène dans l'épaisseur à la fréquence de modulation $f_T = 40$ mHz, et pour une diffusivité thermique estimée à $2 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Ainsi, le signal moyen dans l'épaisseur $|\Delta T_z(x)|$ est de 16% par rapport à la température de la résistance en surface en $x = 0$, et chute à 5% à la distance $x = 1$ mm (voir figure 2 (b)).

3. Résultats

La résistance métallique est parcourue par un courant sinusoïdal, $I = I_0 \cos(2\pi f_I t)$, qui a pour amplitude $I_0 = 80$ mA et pour fréquence $f_I = 20$ mHz. La fréquence d'excitation thermique est donc $f_T = 2f_I = 40$ mHz. Afin de maximiser le signal de thermotransmittance, les mesures sont réalisées à la longueur d'onde $\lambda = 3300$ nm qui correspond au maximum de transmission de la lame de verre dans la gamme spectrale de la caméra. La mesure de la variation de température de la résistance par méthode 3ω donne une amplitude crête à crête $\Delta T_{2\omega} = (42.8 \pm 1.0)^\circ\text{C}$.

3.1. Mesure des propriétés thermiques : diffusivité thermique et coefficient de thermotransmittance

La première étape consiste à identifier la diffusivité thermique du matériau, paramètre inconnu dans le modèle. La figure 3 (b) montre la phase du signal de thermotransmittance obtenue après démodulation par la méthode à quatre images des mesures. Puis, la fonction coût (equation 5) associée à un algorithme de minimisation (type simplex, fonction *fminsearch* Matlab) permet de déterminer la diffusivité.

$$J(a) = \|\phi_{\text{modele}}(a) - \phi_{\text{mesure}}\|^2 \quad (5)$$

La diffusivité mesurée est $a = (1.3 \pm 0.2) \times 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, et correspond comme attendu à celle d'un isolant thermique. Pour estimer l'incertitude sur la valeur de a , nous avons réalisé le calcul précédent pour chaque ligne y (figure 3 (a)) et avons pris l'écart type de répétabilité correspondant. La méthode permet donc d'identifier de faibles diffusivités thermiques, inférieures à $10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

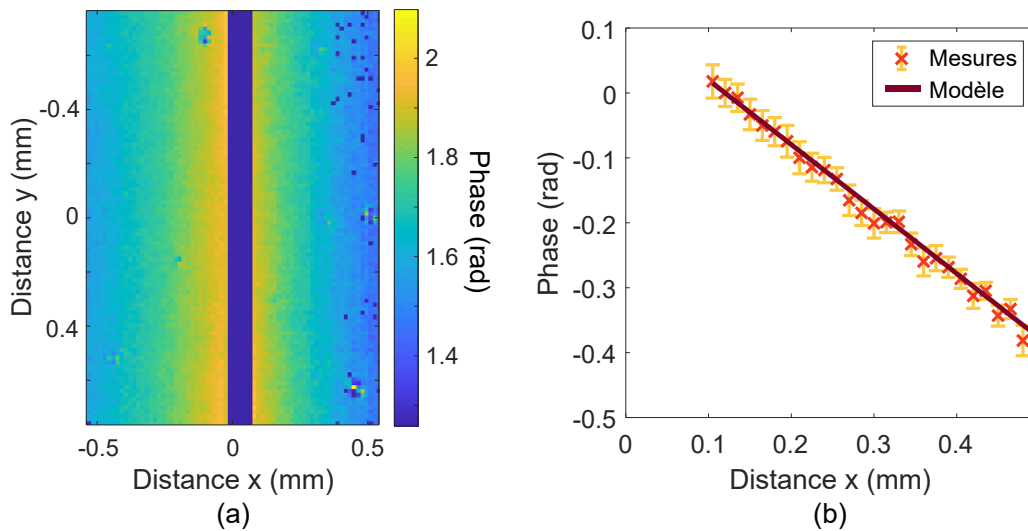


Figure 3 : (a) Phase du signal de thermotransmittance, obtenue après démodulation par la méthode à quatre images. Un masque a été appliqué afin de ne pas tenir compte du fil métallique situé au centre de l'image. (b) Comparaison entre le modèle thermique et les mesures expérimentales pour la phase du signal de thermotransmittance.

Maintenant que la diffusivité thermique a et la température $\Delta T(0, 0)$ (supposée égale à celle de la résistance) sont connues, nous pouvons grâce au modèle déterminer le champ du module de température moyen $|\Delta T_z(x)|$ (voir équations 3 et 4). En le comparant à l'amplitude du signal de thermotransmittance, $\Delta\Gamma/\Gamma_0$, nous pouvons estimer le coefficient de thermotransmittance grâce à la relation 1. La figure 4 (a) représente l'amplitude de la thermotransmittance en fonction de la variation de température $|\Delta T_z|$ calculée à partir du modèle thermique. Le coefficient directeur de la régression linéaire donne le coefficient de thermotransmittance $\kappa = -(1.6 \pm 0.2) \times 10^{-3} K^{-1}$. Pour l'incertitude, nous avons calculé indépendamment le coefficient de thermotransmittance pour chaque mesure (figure 4 (a)) et pris l'écart type résultant. Le signe négatif vient de l'opposition de phase entre l'excitation thermique et la réponse du matériau (déphasage de π). Ainsi, plus la lame de verre est chauffée, plus elle devient opaque à la longueur d'onde $\lambda = 3300$ nm.

3.2. Mesure du champ des variations de température dans la lame de verre

Grâce à la connaissance du coefficient de thermotransmittance et à la relation 1, il est désormais possible de mesurer le champ de température moyen dans l'épaisseur de la lame de verre, $|\Delta T_z(x)|$, sans utiliser le modèle thermique. La figure 4 (b) donne la cartographie obtenue à une fréquence de modulation thermique de 40 mHz.

Le bruit de mesure sur le signal de thermotransmittance est $\sigma_{\Delta\Gamma/\Gamma_0} = 1.5 \times 10^{-3}$, ce qui signifie qu'en dessous de ce seuil, nous ne sommes pour le moment pas capables de différencier les variations de température du bruit. Cela se traduit par une température minimale détectée $\sigma_T \approx 1^\circ\text{C}$ pour la lame de verre étudiée.

De plus, il est difficile de distinguer nettement où s'arrête la résistance sur l'image. Les vibrations de la caméra provoquées par son moteur de refroidissement Stirling empêchent la mesure à proximité immédiate de la résistance thermique.

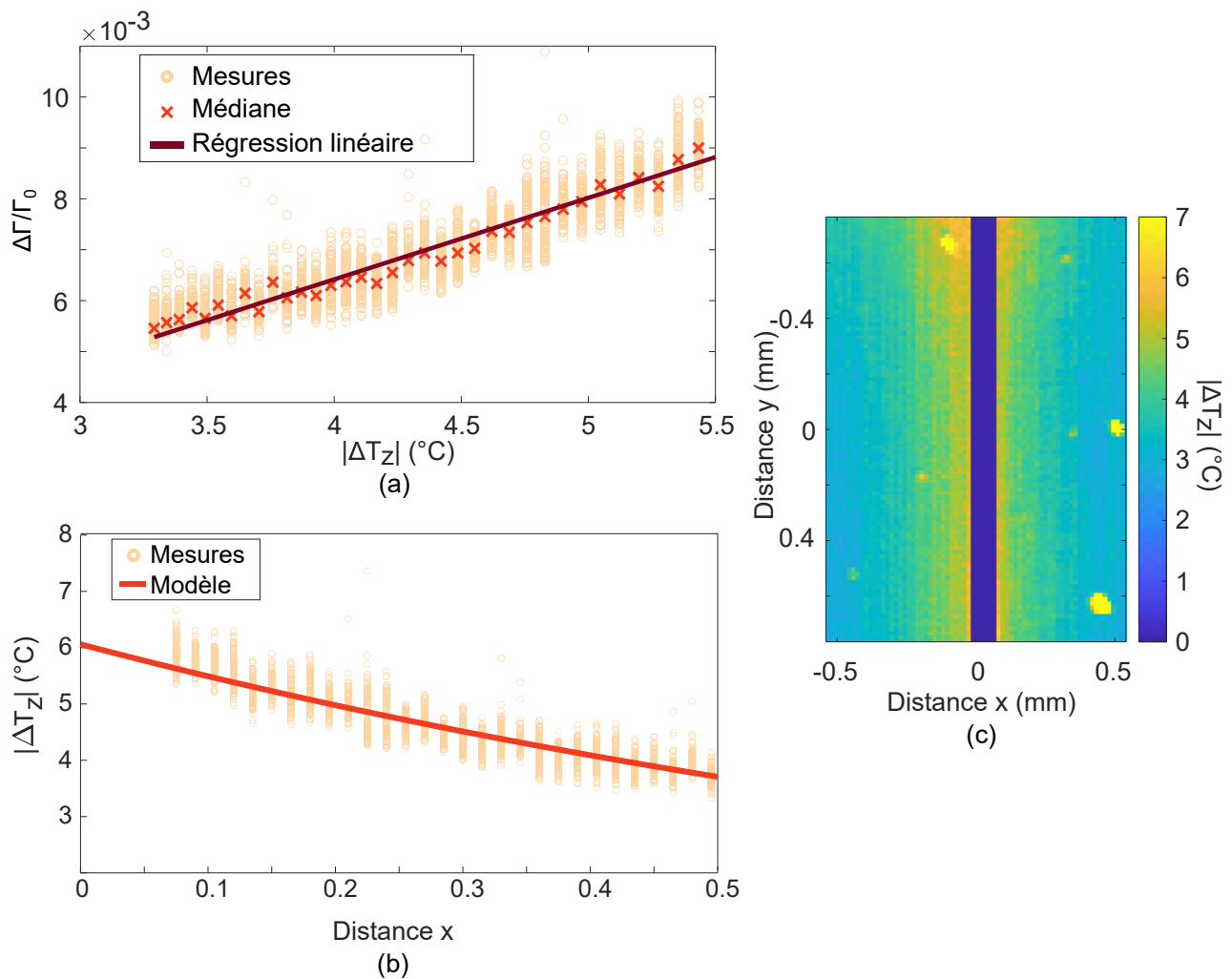


Figure 4 : (a) Amplitude de thermotransmittance mesurée en fonction du module de température dans l'épaisseur $|\Delta T_z|$. La pente de la régression linéaire donne le coefficient de thermotransmittance. (b) Comparaison entre le modèle et la mesure du module de température $|\Delta T_z|$. (c) Champ de température moyenne dans l'épaisseur de la lame de verre $|\Delta T_z|$.

4. Conclusion

Dans cette étude, nous avons montré que la microscopie infrarouge par thermotransmittance modulée est une méthode particulièrement adaptée à la mesure des propriétés thermiques et des champs de température d'un matériau semi-transparent, en régime périodique établi. Le montage expérimental actuel a un seuil de détection de variation de température d'environ $\sigma_T = 1^\circ\text{C}$. Afin d'améliorer cette limite, plusieurs pistes sont envisagées : augmenter la puissance du faisceau incident (utilisation de lasers par exemple), améliorer l'algorithme de démodulation afin de réduire davantage le rapport signal à bruit (filtrage, acquisition de plus de périodes, ...), et enfin, changer la caméra actuelle pour un détecteur plus sensible.

Finalement, étant capable de déterminer le champ de température moyen dans l'épaisseur du matériau, la thermotransmittance est très prometteuse pour la mesure volumétrique de la température dans un milieu semi-transparent à l'infrarouge. Les travaux en cours se focalisent sur l'amélioration du montage expérimental et des algorithmes de traitement afin d'acquérir des tomographies du champ de température dans l'épaisseur de l'échantillon. Cette méthode permettra d'étudier des milieux non homogènes, des multicouches ou encore des sources de chaleur internes.

Références

- [1] G.M. Carlomagno and G. Cardone. *Infrared thermography for convective heat transfer measurements*, volume 49. 2010.
- [2] X. Maldague and S. Marinetti. Pulse phase infrared thermography. *Journal of Applied Physics*, 79(5) :2694–2698, 1996.
- [3] F. Cernuschi, A. Russo, L. Lorenzoni, and A. Figari. In-plane thermal diffusivity evaluation by infrared thermography. *Review of Scientific Instruments*, 72(10) :3988–3995, 2001.
- [4] R. Usamentiaga, P. Venegas, J. Guerediaga, L. Vega, J. Molleda, and F. G. Bulnes. Infrared thermography for temperature measurement and non-destructive testing. *Sensors (Switzerland)*, 14(7) :12305–12348, 2014.
- [5] H. H. Li. Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 9(3) :561–658, 1980.
- [6] David G Cahill. Analysis of heat flow in layered structures for time-domain thermoreflectance. *Review of Scientific Instruments*, 75(12) :5119–5122, 2004.
- [7] S. Dilhaire, S. Grauby, and W. Claeys. Calibration procedure for temperature measurements by thermoreflectance under high magnification conditions. *Applied Physics Letters*, 84(5) :822–824, 2004.
- [8] J. Christofferson and A. Shakouri. Thermoreflectance based thermal microscope. *Review of Scientific Instruments*, 76(2) :024903–1–024903–6, 2005.
- [9] O. Breitenstein, M. Langenkamp, F. Altmann, D. Katzer, A. Lindner, and H. Eggers. Microscopic lock-in thermography investigation of leakage sites in integrated circuits. *Review of Scientific Instruments*, 71(11) :4155–4160, 2000.
- [10] G. Busse, D. Wu, and W. Karpen. Thermal wave imaging with phase sensitive modulated thermography. *Journal of Applied Physics*, 71(8) :3962–3965, 1992.
- [11] C. Bourgès, S. Chevalier, J. Maire, A. Sommier, C. Pradère, and S. Dilhaire. Infrared thermotransmittance-based temperature field measurements in semitransparent media. *Review of Scientific Instruments*, 94(3) :034905, 2023.
- [12] M. Beaudhuin. Mesure de la conductivité thermique par la méthode 3-oméga. *Techniques de l'ingénieur Mesures physiques*, base documentaire : TIP672WEB.(ref. article : r2918), 2019.

Comment mesurer les caractéristiques d'un flux de rayonnement solaire concentré délivré par un réflecteur de Scheffler ?

Gabriel GUILLET^{1*}, Jonathan GASPAR¹, Séverine BARBOSA¹, Thomas Fasquelle¹, Benjamin KADOCH¹

¹Aix Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille, France

*(auteur correspondant : gabriel.guillet@univ-amu.fr)

Résumé - Le réflecteur de Scheffler est un concentrateur solaire ayant la particularité d'être flexible, ce qui lui permet de concentrer le flux solaire au même point tout au long de l'année. Cette communication présente une méthode rarement utilisée dans le domaine de l'énergie solaire pour mesurer l'intensité et la distribution d'un flux de chaleur concentré via un réflecteur de Scheffler de 8 m². Grâce à une caméra infrarouge et à des techniques inverses, une carte détaillée des densités de flux de chaleur a été obtenue. Ces résultats ont montré un excellent accord avec une mesure réalisée par Oehler et Scheffler dans des conditions similaires, confirmant ainsi la pertinence de la méthode.

Nomenclature

A	surface du réflecteur, m ²	λ	conductivité thermique, W · m ⁻¹ · K ⁻¹
f	longueur focale du réflecteur, m	σ	constante de Stefan-Boltzmann, W · m ⁻² · K ⁻⁴
h	coefficient d'échange convectif, W · K ⁻¹ · m ⁻²	φ	flux incident, W · m ⁻²
I	irradiance solaire normale directe, W · m ⁻²	<i>Indices et exposants</i>	
n	normale sortante	ap	ouverture (aperture)
Q	flux de chaleur, W	cov	couverture (coverage)
r	réflectivité, 1	env	environnement
T	température, K	f	fonte
<i>Symboles grecs</i>		in	mesuré en entrée
α	absorptivité, 1	n	n ^{ième} jour de l'année
Γ	frontière du matériau	out	mesuré en sortie
δ	déclinaison solaire, °	p	peinture
ϵ	émissivité, 1	ref	réflecteur
η	taux, proportion, efficacité, 1	tar	cible (target)

1. Introduction

Dans le cadre du projet "Conception de restaurants optimisés pour la cuisson solaire", un banc expérimental similaire au fourneau solaire du restaurant Le Présage a été construit [1]. Ce banc expérimental est constitué d'un réflecteur de Scheffler, d'un miroir secondaire plan et d'une plaque de cuisson faisant office d'absorbeur.

Le réflecteur de Scheffler est un type particulier de concentrateur solaire. Il a la forme d'une portion latérale de paraboloïde, dont l'axe de révolution, qui passe par le point focal du concentrateur, est dirigé vers le Soleil. Ainsi, une simple rotation autour d'un second axe, passant également par le point focal mais parallèlement à l'axe de rotation de la Terre, permet au réflecteur de concentrer le rayonnement solaire au même point tout au long de la journée. Le réflecteur peut bénéficier d'un système de suivi du soleil pour automatiser cette rotation. De plus, l'inclinaison et la courbure du réflecteur peuvent être modifiées manuellement afin de compenser la

variation d'élévation du soleil [2, 3]. Ainsi, le point focal est aussi fixe tout au long de l'année, ce qui constitue un avantage indéniable par rapport aux autres types de concentrateurs pour une application telle que la cuisine solaire.

Bien que le réflecteur de Scheffler ait été diffusé dans le monde entier depuis son invention [4], peu d'études expérimentales se sont attardées sur l'évaluation de l'intensité et de la distribution du flux solaire concentré dans sa zone focale [5], ralentissant ainsi le développement de réflecteurs secondaires et d'absorbeurs optimisés. Ce manque est probablement dû à la complexité de la mesure, car elle requiert un système de mesure à large champ de détection, avec une grande résolution spatiale et résistant aux flux thermiques élevés. La méthode la plus couramment utilisée dans le domaine de l'énergie solaire pour ce type d'étude nécessite un écran Lambertien refroidi, une caméra CCD (Charged-Coupled Device) et un capteur de flux refroidi lui aussi [6].

Dans cette étude, une méthode différente est présentée. Celle-ci repose sur un système de mesure, constitué d'une caméra infrarouge et d'une interface, couplé à un modèle de transfert thermique et à des techniques inverses. La méthode d'estimation de flux a été décrite dans des travaux antérieurs [7] liés au domaine de l'énergie nucléaire et peut être portée dans le domaine de l'énergie solaire. L'objectif est ainsi de quantifier expérimentalement les performances d'un réflecteur de Scheffler, et en particulier d'obtenir les caractéristiques du flux concentré qu'il délivre. Pour cela, le matériel utilisé et les principes de la méthode de mesure sont d'abord présentés. La méthode d'estimation de flux et le modèle thermique sont ensuite décrits. Les résultats sont enfin discutés et confrontés aux données de la littérature.

2. Méthodologie

2.1. Principes généraux

Afin d'estimer l'intensité et la distribution du flux thermique délivré par un réflecteur de Scheffler dans sa zone focale, une interface est nécessaire pour absorber le rayonnement concentré et le convertir en un flux thermique facilement observable avec une caméra infrarouge. La plaque de cuisson en fonte du cuiseur solaire originel a été conservée pour remplir cette fonction, l'idée finale étant d'évaluer les performances globales du cuiseur solaire avec la même méthode. Dans ce qui suit, les expressions "plaque en fonte", "interface de mesure" et "écran récepteur" sont utilisées pour désigner le même objet.

Le banc d'essai résultant est montré dans la figure 1. Le réflecteur de Scheffler collecte d'abord le rayonnement solaire direct et le concentre sur la plaque en fonte placée verticalement dans son plan focal. Ce rayonnement est ensuite absorbé, puis diffusé dans la plaque par conduction. Une partie de la chaleur est stockée dans le matériau et augmente sa température, tandis que l'autre partie est transmise à l'environnement par convection et rayonnement. La caméra infrarouge mesure le rayonnement émis par le dos de la plaque, tandis que l'émissivité de la surface émettrice est utilisée pour en déduire le champ de température. Puis par inversion, le flux thermique initialement absorbé par la plaque est estimé.

2.2. Composants et caractéristiques du banc expérimental

Le réflecteur de Scheffler étudié est caractérisé par une distance focale f de 1,47 m et une surface théorique A de 8 m². Il est couvert de centaines de facettes planes de 8 cm x 10 cm et 2,5 cm x 15 cm, constituées d'une fine feuille réfléchissante protégée par une couche de verre. Comme les miroirs ne couvrent pas la totalité de la surface du réflecteur en raison de leur



Figure 1 : Photographie du banc expérimental. Le réflecteur de Scheffler collecte le rayonnement solaire direct et le concentre sur la plaque en fonte qui observée à l'aide d'une caméra infrarouge.

espacement, de la forme elliptique du réflecteur et du petit module photovoltaïque utilisé pour alimenter le système de suivi du soleil, la surface réfléchissante est estimée à $7,5 \text{ m}^2 \pm 0,3 \text{ m}^2$, soit un taux de couverture en miroirs η_{cov} de la parabole de 94 %. Le réflecteur est également équipé d'un dispositif électronique de suivi du soleil, constitué de deux photodiodes séparées par une paroi et connectées à une carte électronique (Arduino Uno) qui contrôle un petit moteur. Le dispositif assure le suivi du soleil en faisant tourner le réflecteur jusqu'à ce que les deux photodiodes reçoivent une quantité similaire de lumière.

Afin d'évaluer le flux radiatif que peut collecter le réflecteur de Scheffler à l'entrée du système Q_{in} , l'irradiance solaire normale directe (DNI), noté I , est mesurée à l'aide d'un pyréliomètre Kipp & Zonen RaZON+ PH1 avec une incertitude estimée à 1 %.

A la sortie du système, le flux radiatif délivré par le réflecteur Q_{out} est estimé à partir des mesures de flux d'une caméra infrarouge de référence Telops FAST M3K. Cette caméra fonctionne dans le domaine de l'infrarouge de $3,0 \mu\text{m}$ à $5,5 \mu\text{m}$. Elle est équipée d'une roue à filtres contenant un emplacement vide et trois filtres à densité neutre. Par ailleurs, elle peut réaliser simultanément des acquisitions avec plusieurs temps d'intégration. Ainsi, elle est calibrée pour une large gamme de températures allant de 0°C à 1500°C . La caméra fournit une image de 320×256 pixels. Dans la configuration du banc de mesure, la caméra est utilisée avec une lentille de distance focale 13 mm et fournit une taille de pixel projeté sur l'écran récepteur d'environ 3,5 mm, l'écran mesurant lui-même 1 m de long, 0,6 m de haut et 13 mm d'épaisseur.

Lorsqu'on utilise une caméra infrarouge sans mesure complémentaire directe de la température (qui peut être complexe et intrusive), il est nécessaire de connaître l'émissivité de la surface observée dans la bande spectrale de la caméra. De plus, les mesures sont facilitées si cette émissivité est stable dans le temps et homogène sur la surface. Pour cette raison, la surface de la plaque a été peinte avec la peinture spéciale haute température Pyromark 2500 de LA-CO Industries [8]. Dans le cadre de tests préliminaires, la plaque a été soumise à trois cycles de chauffage-refroidissement avant cette étude et la peinture s'est légèrement écaillée près du centre de la plaque pendant le 2nd cycle. Cependant, son état de surface semble s'être stabilisé au cours des cycles suivants.

Comme l'étude est réalisée en milieu extérieur, la température ambiante (température de l'air) et la vitesse du vent sont enregistrées en complément des mesures précédentes.

2.3. Protocole expérimental

Le système est d'abord positionné à un emplacement sans ombrage. Ensuite, le réflecteur de Scheffler est brièvement orienté vers le soleil pour effectuer le réglage saisonnier. Une fois cela fait, le système d'acquisition de données est mis en marche, le réflecteur de Scheffler est à nouveau orienté vers le soleil et le système de suivi du soleil est activé. Lorsque l'état d'équilibre est atteint, une mesure est effectuée avec la caméra infrarouge. Un court film est enregistré avec plusieurs temps d'intégration pour chaque filtre (environ 100 images à 20 Hz). Les conditions sont supposées rester stables pendant la période d'enregistrement, soit un peu moins de 10 min. Une image moyenne combinant toutes celles enregistrées est sauvegardée. Cela permet de réduire le bruit de mesure et de saisir toute la gamme des températures observées. Enfin, le réflecteur est détourné du soleil et les appareils de mesures sont arrêtés. Le flux absorbé peut alors être estimé à partir de l'image obtenue par thermographie, en prenant les hypothèses que i) les conditions environnementales sont stables, ii) les propriétés thermiques (conductivité, émissivité/absorptivité, coefficient d'échange convectif) sont homogènes et isotropes et iii) l'émissivité est indépendante de la température.

2.4. Calcul du flux thermique collecté

La puissance Q_{in} collectée par le réflecteur de Scheffler lors de l'expérience dépend de l'irradiance solaire normale directe (DNI) et de la surface d'interception du réflecteur. Cette dernière, notée $A_{ap,n}$, est plus petite que la surface théorique du réflecteur A et varie avec la déclinaison du soleil δ_n du $n^{\text{ième}}$ jour de l'année [3]. Elle peut être calculée à l'aide de (1). Et une fois que la surface d'interception est définie, la puissance collectée par le réflecteur Q_{in} est décrite par (2).

$$A_{ap,n} = \eta_{cov} \cdot A \cdot \cos\left(43.23 + \frac{\delta_n}{2}\right). \quad (1)$$

$$Q_{in} = A_{ap,n} \cdot I. \quad (2)$$

2.5. Estimation par méthode inverse du flux thermique délivré

Afin d'estimer le flux délivré par le réflecteur de Scheffler, la plaque en fonte est représentée par un modèle thermique tridimensionnel dont la conductivité λ dépend de la température. Ce modèle non linéaire est étudié en régime permanent avec des échanges par rayonnement et convection à ses frontières. Connaissant le flux incident $\varphi_{inc}(x, y)$ et les propriétés thermophysiques de la plaque (tableau 1), il est possible de déterminer la température $T(x, y, z)$ en tout point $M(x, y, z)$ de la plaque Ω : il s'agit du problème direct décrit par les équations ci-dessous. On note Γ_1 la limite de la plaque exposée au flux solaire concentré incident et Γ_2 celle qui ne l'est pas. De plus, on définit \mathbf{n} la normale à la surface au point $M(x, y, z)$. Enfin, pour une meilleure compréhension, on note : $T(x, y, z) = T$, $\lambda(T) = \lambda$, $\varphi_{inc}(x, y) = \varphi_{inc}$.

Alors, pour tout $M \in \Omega$, on a :

$$\nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla T) = 0. \quad (3)$$

Pour tout $M \in \Gamma_1$, la condition à cette limite s'écrit :

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} = -\alpha \cdot \varphi_{inc} + \varepsilon_f \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_{env}^4) + h \cdot (T - T_{env}). \quad (4)$$

Pour tout $M \in \Gamma_2$, la condition à cette limite s'écrit :

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} = \varepsilon_p \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_{env}^4) + h \cdot (T - T_{env}). \quad (5)$$

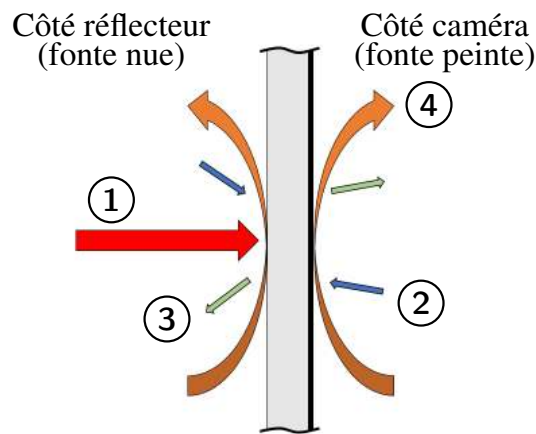


Figure 2 : Schéma représentant les transferts de chaleur aux limites de la plaque en fonte. La limite Γ_1 est exposée au flux solaire concentré (1). Les deux limites Γ_1 et Γ_2 sont les lieux de transferts d'énergie avec l'environnement par rayonnement (2 et 3) et convection (4).

Le problème direct est résolu avec le logiciel CAST3M en utilisant la méthode des éléments finis. Le maillage est constitué de 24 000 éléments quadratiques cubiques avec 8 nœuds : 100 dans la longueur de la plaque (axe x), 60 dans sa hauteur (axe y) et 4 dans son épaisseur (axe z).

Le problème inverse consiste à déterminer l'intensité et la distribution du flux thermique concentré reçu 'côté réflecteur' de la plaque qui provoque la température mesurée 'côté caméra' de la plaque. Le problème inverse est résolu à l'aide d'une minimisation reposant sur la méthode des gradients conjugués couplée à l'état adjoint [7].

Intéressons nous maintenant aux transferts thermiques aux frontières de la plaque en fonte. Pour déterminer le transfert de chaleur par rayonnement, on suppose que la plaque est un corps gris positionné dans un environnement assimilé à un corps noir. La proportion du flux concentré incident qui est absorbée par la plaque est quantifiée par l'absorptivité solaire de la fonte. Des mesures ont montré que l'absorptivité monochromatique de la fonte ne dépend pas de la température de la fonte dans la gamme de températures étudiée (50 °C à 500 °C). De plus, par soucis de simplification, une unique valeur d'absorptivité (absorptivité spectrale) peut être calculée : elle est égale à la moyenne de l'absorptivité monochromatique entre 0,25 μm et 2,5 μm pondérée par le spectre d'émission du Soleil sur le même intervalle. L'échange de chaleur entre la plaque et son environnement est quant-à-lui quantifié par deux émissivités, celle de la fonte et celle de la peinture. Ici encore, l'émissivité monochromatique de la fonte et celle de la peinture ne varient pas avec la température des matériaux respectifs dans la gamme de températures étudiée. De plus, la fonte et la peinture se comportent approximativement comme des corps gris entre 2,5 μm et 25 μm ; c'est pourquoi une émissivité spectrale moyenne a pu être retenue sur cet intervalle pour chacun des deux matériaux. Ces valeurs figurent dans le tableau 1.

Conductivité thermique de la fonte	$\lambda(T) = 49,85 - 0,0106 \cdot T$ [9] (T en °C)
Absorptivité spectrale de la fonte	$\alpha = 0,88$
Émissivité spectrale de la fonte	$\varepsilon_f = 0,77$
Émissivité spectrale de la peinture	$\varepsilon_p = 0,77$
Coefficient d'échange convectif	$h = 7 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$

Tableau 1 : Caractéristiques prises en compte dans le modèle thermique de la plaque en fonte.

La détermination du flux solaire concentré incident sur la plaque en fonte requière également l'estimation du flux convectif aux parois. L'étude des transferts de chaleur par convection en

milieu ouvert sur une paroi verticale de température inhomogène peut être particulièrement complexe. Ainsi, le problème a été simplifié et une unique valeur de coefficient d'échange convectif a été estimée à $7 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ en l'ajustant dans le modèle thermique jusqu'à ce que le flux estimé par les techniques inverses en périphérie de la plaque soit égal à l'irradiance globale du plan vertical. Tous les paramètres du modèle sont maintenant définis.

Avant de poursuivre, il est important de noter qu'une fissure est apparue lors de l'une des expériences précédentes. Cette fissure est probablement la conséquence du gradient de température élevé dans la plaque. Son effet sur la conduction thermique n'est pas pris en compte dans le modèle thermique et sera discuté dans la section 3.

2.6. Calcul de performance du réflecteur

Une fois que le flux collecté par le réflecteur de Scheffler est calculé et que le flux délivré par ce même réflecteur est estimé, il est possible d'obtenir l'efficacité énergétique η_{ref} du réflecteur. Cette dernière s'écrit

$$\eta_{ref} = \frac{Q_{out}}{Q_{in}}. \quad (6)$$

La perte de puissance observable entre l'entrée et la sortie du système peut être symbolisée par la réflectivité des miroirs r (une partie du rayonnement est absorbée) et par la proportion du rayonnement collecté atteignant effectivement la cible η_{tar} . On a alors :

$$\eta_{ref} = r \cdot \eta_{tar}. \quad (7)$$

3. Résultats et discussion

3.1. Premiers résultats et observations

Les résultats présentés ci-dessous sont issus d'une mesure réalisée à Marseille (lon. $5,4374^\circ$, lat. $43,3449^\circ$, alt. 120 m) le 14/06/2022. L'expérience a débuté à 10h30 (heure solaire) et la mesure a été réalisée à 11h14 (heure solaire) alors que le régime permanent était atteint. Tous les horaires indiqués par la suite sont donnés par rapport à l'heure solaire. A cette date, la surface d'interception était de $4,6 \text{ m}^2$ et a été calculée à partir de (1). L'irradiance solaire normale directe moyenne pendant la mesure était égale à $900 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, la température extérieure moyenne de $29,5^\circ\text{C}$ et la vitesse moyenne de vent de $0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

3.2. Champ de températures expérimental

Les graphiques qui suivent sont tracés du point de vue de la caméra infrarouge, l'axe x étant horizontal, l'axe y étant vertical et l'axe z venant de la plaque en fonte vers la caméra. La figure 3 montre la température sur la face 'côté caméra' de la plaque. Comme l'émissivité a été prise en compte, les températures sont exprimées comme des "températures vraies", par opposition aux "températures corps noir". D'un point de vue qualitatif, on observe un point chaud au milieu de la plaque et un gradient de température de ce point chaud vers les bords de la plaque. De plus, la distribution du flux semble être axisymétrique. Un petit défaut est visible en bas de la plaque : il s'agit d'une discontinuité de température due à l'étroite fissure. Nous verrons dans la suite que son influence sur l'estimation du flux est faible. Le fait qu'il n'y ait pas de discontinuité de température à l'endroit où la peinture s'est écaillée confirme l'hypothèse d'une émissivité homogène malgré le changement d'aspect visuel. D'un point de vue quantitatif, la température varie de 52°C sur les bords, à 468°C , température maximale atteinte aux coordonnées $0,52 \text{ m}$ sur l'axe des x et $0,27 \text{ m}$ sur l'axe des y.

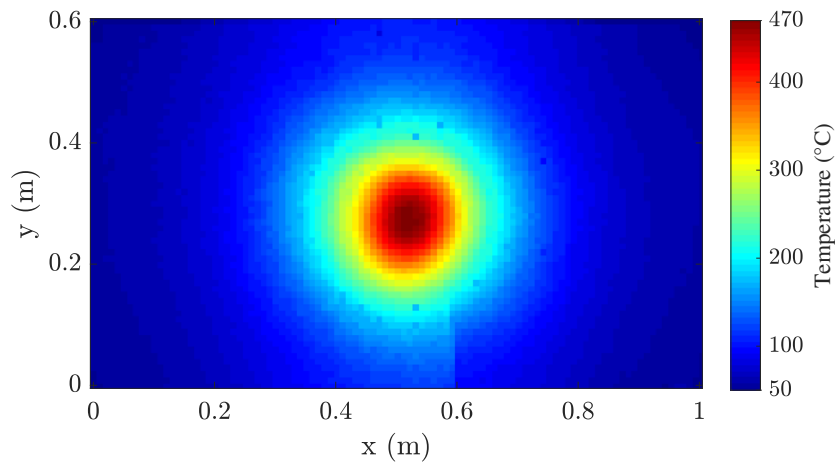


Figure 3 : Champ de température expérimental obtenu au dos de la plaque en fonte (côté du réflecteur).

3.3. Intensité et distribution du flux de chaleur sur la plaque

Comme expliqué dans la section 2, le flux thermique reçu par la plaque en fonte est estimé par inversion à partir des mesures de température et en prenant une absorptivité solaire de 88 % pour la fonte. La figure 4 représente la densité du flux thermique reçu par la plaque.

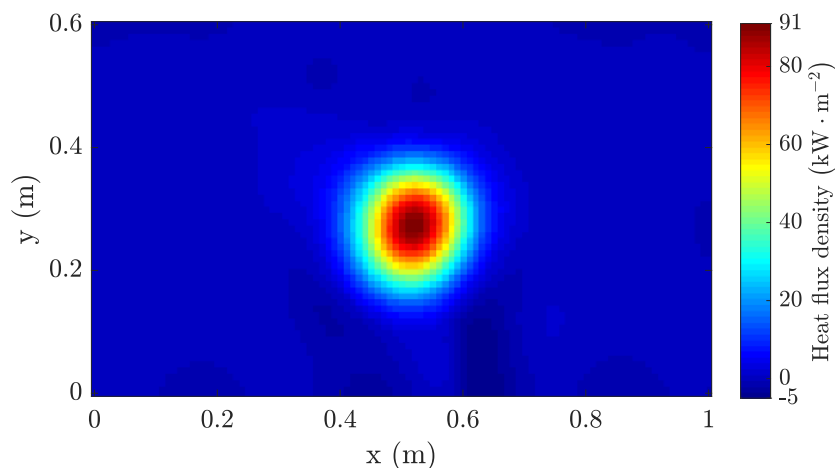


Figure 4 : Distribution du flux solaire concentré reçu par la plaque en fonte.

La forme de la distribution du flux thermique est similaire mais plus étroite que celle de la température. L'estimation de la densité du flux thermique a généré une petite "vague" près de l'emplacement de la fissure. Ce phénomène non physique est dû à notre modèle et aux techniques inverses, qui ne prennent pas en compte la fissure. Mais ce n'est qu'un problème local et les résultats globaux ne sont visuellement pas très affectés. La densité du flux thermique atteint un maximum de $90,8 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$ et le flux thermique total reçu par la plaque est de $2,4 \text{ kW}$. Dans ce flux thermique total, le flux thermique provenant de l'environnement est négligeable par rapport à la puissance délivrée par le réflecteur (moins de 1 %).

Sachant que l'irradiance solaire normale directe était de $900 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ et que l'ouverture du réflecteur Scheffler était de $4,6 \text{ m}^2$, la puissance reçue par le réflecteur de Scheffler était donc de $4,1 \text{ kW}$. Ainsi, l'efficacité du réflecteur de Scheffler pour concentrer et transmettre le rayonnement solaire à la plaque est de 61 %. Ces résultats sont en bon accord avec ceux de Oelher et Scheffler [10]. Ces derniers ont effectué des mesures en avril, en utilisant un réflecteur similaire. Pour une ouverture similaire ($4,7 \text{ m}^2$) et un éclairage énergétique de $730 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (plus faible de 18 %), ils ont obtenu un flux thermique de $2,1 \text{ kW}$ (plus faible de 12 %), soit une efficacité énergétique quasiment égale à celle que nous avons obtenue.

4. Conclusion et perspectives

Cette communication présente une méthode rarement utilisée dans le domaine de l'énergie solaire pour mesurer l'intensité et la distribution du flux de chaleur concentré délivré par un réflecteur de Scheffler de 8 m^2 . Grâce à une caméra infrarouge et à des techniques inverses, une carte détaillée de la densité de flux de chaleur a été obtenue. Cette densité atteint un maximum de $90,8 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$ et le flux thermique total reçu par la plaque est de $2,4 \text{ kW}$, ce qui implique une efficacité énergétique de 61% pour le réflecteur étudié. Ces résultats ont montré un excellent accord avec une mesure réalisée par Oehler et Scheffler dans des conditions similaires, confirmant ainsi la pertinence de la méthode. En plus d'une valeur de flux totale, ces résultats apportent aussi des informations sur la distribution du flux dans la zone focale qui pourront être prises en compte pour la conception d'un réflecteur secondaire ou d'un absorbeur. En l'état actuel, la méthode décrite ici requiert du matériel de mesure spécifique et implique un coût de calcul numérique relativement élevé pour le traitement des données. Néanmoins, elle semble disposer d'un potentiel d'amélioration important en terme de simplification et d'accessibilité.

Références

- [1] G. Guillet, S. Barbosa, T. Fasquelle and B. Kadoch, Towards Professional Kitchen with Scheffler Reflectors, *Proc. CONSOLFOOD 2020 International Conference on Advances in Solar Thermal Food Processing* (Faro, Portugal, 24-26 jan. 2022)
- [2] A. Munir, O. Hensel and W. Scheffler, Design principle and calculations of a Scheffler fixed focus concentrator for medium temperature applications, *Solar Energy*, 84-8 (2010) 1490-1502.
- [3] D. S. Reddy, Mohd. K. Khan, Md. Z. Alam and H. Rashid, Design charts for Scheffler reflector, *Solar Energy*, 163 (2018) 104-112.
- [4] www.solare-bruecke.org (site consulté le 26/02/2023)
- [5] E. A. Dib, Análise da formação de imagem focal do concentrador solar paraboloïdal tipo scheffler, Ph.D. thesis, University of São Paulo, São Paulo, Brazil, (2021)
- [6] M. Röger, P. Herrmann, S. Ulmer, M. Ebert, C. Prah, et F. Göhring, Techniques to Measure Solar Flux Density Distribution on Large-Scale Receivers, *Journal of Solar Energy Engineering*, 136-3 (2014) 031013.
- [7] J. Gaspar et al., First heat flux estimation in the lower divertor of WEST with embedded thermal measurements, *Fusion Engineering and Design*, 146 (2019) 757-760.
- [8] C. K. Ho, A. R. Mahoney, A. Ambrosini, M. Bencomo, A. Hall and T. N. Lambert, Characterization of Pyromark 2500 Paint for High-Temperature Solar Receivers, *Journal of Solar Energy Engineering*, 136-1 (2013)
- [9] D. Holmgren, Review of thermal conductivity of cast iron, *Journal of Cast Metals Research*, 18 (2005) 331-345.
- [10] U. Oehler and W. Scheffler, The use of indigenous materials for solar conversion, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 33-3 (1994) 379-387.

Remerciements

Les auteurs remercient la Région Provence-Alpes-Côte d'Azur et la société Le Présage pour leur intérêt et leur financement de ce projet de recherche dans le cadre du dispositif "Emplois Jeunes Doctorants". Ils remercient également l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie d'Aix-Marseille Université pour son financement dédié aux travaux expérimentaux. Enfin, ils remercient Nathalie Ehret, Yann Anquetin, Christophe Escape et Sadi Noël pour leur support technique.

Caractérisation de résistances thermiques locales liées à des assemblages de câbles et connecteurs électriques de forte puissance

Alexandre Marie^{1*}, Jean-Pierre Fradin¹, Yves Fardel², David Thomasse²

¹Icam Toulouse, Toulouse, France

²IRT Saint-Exupéry, Toulouse, France

*(auteur correspondant : alexandre.marie@icam.fr)

Résumé - La présente étude vise à proposer une démarche de caractérisation thermique d'assemblages de câbles de puissance et connecteurs électriques basée sur des mesures expérimentales et leur comparaison à des modèles thermiques 3D. Les résultats présentés dans ce papier permettent ainsi, pour les connecteurs considérés, de montrer que la résistance thermique liée aux sertissages hexagonaux considérés ici est négligeable et, au contraire, d'identifier une résistance thermique significative induite par le bracelet de connexion électrique d'un connecteur démontable.

Nomenclature

S Section de passage du flux, m^2

D Diamètre, m

Φ Flux de chaleur, W

x Position longitudinale, m

R_{th} Résistance thermique, K/W

T température, K

Symboles grecs

λ Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$

Indices et exposants

serti Sertissage

conn Connecteur

1. Introduction

Dans le contexte actuel d'électrification des moyens de transport aériens, la puissance électrique embarquée à bord d'aéronefs est amenée à augmenter significativement. Pour permettre le transport de cette énergie à bord de l'avion, la mise en oeuvre d'assemblages de câbles et connecteurs électriques adaptés à de fortes puissances, généralement appelés harnais électriques, s'avère de plus en plus nécessaire. Considérant ceci, et dans le cas par exemple de la connexion d'un élément chaud à un élément froid ou bien d'une variation brutale d'ambiance thermique le long du harnais, l'apparition de flux de chaleurs longitudinaux peut éventuellement poser des problèmes de gestion thermique qu'il convient de prévoir correctement lors de la conception du système.

Néanmoins, la problématique de la capacité de transport thermique de tels harnais semble actuellement assez peu étudiée dans la littérature. La majorité des études des phénomènes thermiques sur ces assemblages semble en effet se concentrer sur la détection de résistances électriques liées aux connecteurs [1, 2] ou bien sur la génération de chaleur induite par des contacts électriques imparfaits [3]. Par ailleurs, les études récentes concernant la conduction thermique au sein de câbles sont majoritairement axées sur le transfert thermique radial, c'est à dire depuis le centre du câble vers le milieu ambiant [4, 5].

Dans ce cadre, il est ici présenté le développement d'un banc de caractérisation de contacts thermiques liés à des harnais électriques ainsi que son application à deux assemblages câbles/connecteurs. Par la suite, une démarche de comparaison des résultats expérimentaux avec une modélisation numérique 3D des assemblages étudiés est détaillée dans le but d'identifier les

résistances thermiques locales liées aux connecteurs.

2. Dispositif expérimental

2.1. Connecteurs étudiés et instrumentations associées

Dans le cadre de ces travaux, deux connecteurs de nature différentes ont été étudiés et sont représentés en Fig. 1. Le premier connecteur, représenté en partie haute de cette figure et désigné par la suite "câbles sertis" est une pièce en cuivre usinée de manière à pouvoir relier deux câbles par sertissage hexagonal dans celle-ci. Les câbles utilisés sont des câbles multi-brins en cuivre définis à la norme EN2083. L'objectif est de caractériser la conduction thermique le long de tels câbles et d'évaluer la résistance thermique induite par les sertissages. Le second connecteur, désigné par la suite "barreaux clipsés" est constitué de deux barreaux de cuivre pouvant être connectés par une liaison male/femelle, la connexion électrique étant assurée par un "bracelet" en cuivre. Celui-ci assure le contact électrique par sa déformation élastique lors de l'assemblage des barreaux (voir schéma de la Fig. 1).

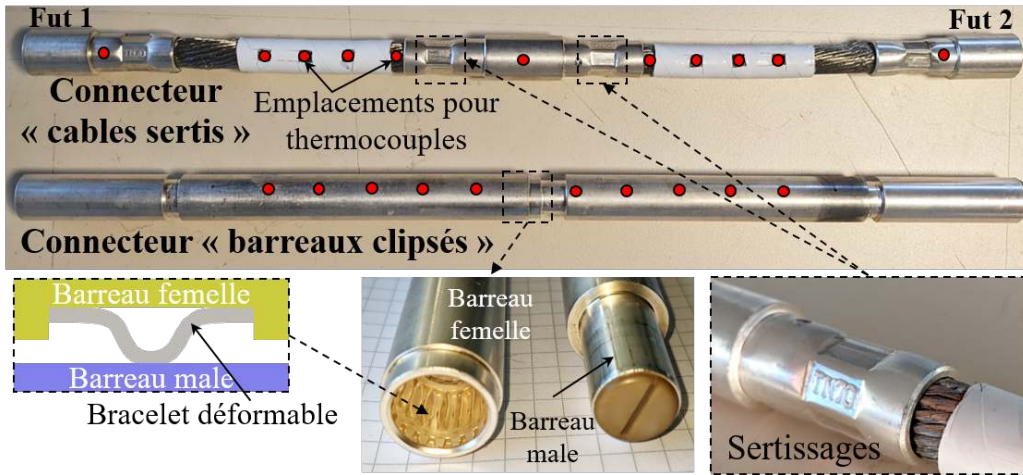


Figure 1 : Connecteurs à câbles sertis et à barreaux clipsables caractérisés dans le cadre de cette étude

Dans le cas des câbles sertis, des thermocouples type T gainés de diamètre 1mm sont insérés à l'intérieur du câble le long de celui-ci avec un espacement Δx_{Tc}^{cable} . Un perçage effectué au centre de la pièce sertie permet d'évaluer la température entre les deux sertissages. Pour le second connecteur, des perçages (régulièrement espacés de $\Delta x_{Tc}^{barreau}$) permettent similairement de mesurer le profil de température le long du connecteur. Il est alors possible d'évaluer le flux de chaleur longitudinal local le long de chacun des connecteurs en fonction des écarts de températures entre thermocouples successifs ΔT selon :

$$\Phi_{cable}(x) = -\lambda_{cable} S_{cable} \frac{\Delta T_{cable}}{\Delta x_{Tc}^{cable}}(x), \quad \Phi_{barreau}(x) = -\lambda_{Cu} S_{barreau} \frac{\Delta T_{barreau}}{\Delta x_{Tc}^{barreau}}(x) \quad (1)$$

La conductivité thermique du barreau est considérée égale à celle du cuivre pur λ_{Cu} . La conductivité thermique longitudinale du câble est considérée égale à celle du cuivre corrigée du taux de vide dans une section de câble $\alpha_{cable} = 0.625$, c'est à dire $\lambda_{cable} = (1 - \alpha_{cable}) \times \lambda_{Cu}$.

Par la suite, l'évaluation de ces flux de chaleurs à proximité immédiate des connecteurs, schématiquement représentée en Fig. 2, permet d'évaluer les résistances thermiques des connecteurs relatives à la moyenne des flux entrants et sortants du connecteur :

$$R_{th}^{serti} = \frac{\Delta T^{serti}}{\Phi^{serti}}, \quad R_{th}^{conn} = \frac{\Delta T^{conn}}{0.5 \times \Phi_1^{conn} + 0.5 \times \Phi_2^{conn}} \quad (2)$$

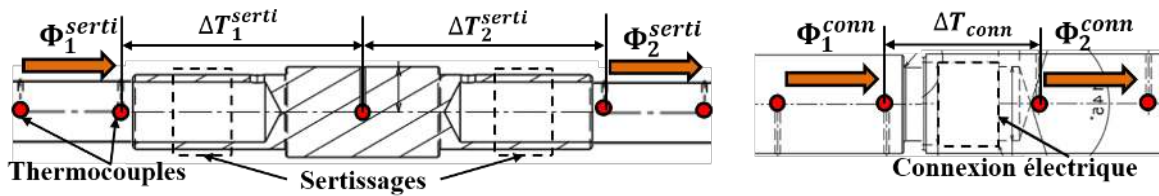


Figure 2 : Vue schématique de la méthode de mesure des résistances thermiques aux connecteurs, connecteurs à câbles sertis (gauche), à barreaux clipsables (droite)

2.2. Banc de caractérisation thermique de connecteurs

Étant donnés ces deux connecteurs, un banc de caractérisation des contacts thermiques associés a été conçu et est représenté schématiquement en Fig. 3 avec une photographie du banc de test assemblé dans le cas d'un connecteur à barreaux clipsés. En partie gauche de celui-ci, un bloc chaud usiné en cuivre dans lequel sont insérées des cartouches chauffantes permet d'appliquer un flux de chaleur à une des extrémités du connecteur. Un bloc froid de géométrie similaire permet d'extraire le flux de chaleur à l'autre extrémité du connecteur. Ce bloc froid est refroidi par une plaque froide dans laquelle un écoulement d'eau à 20°C est imposé par un bain thermostaté.

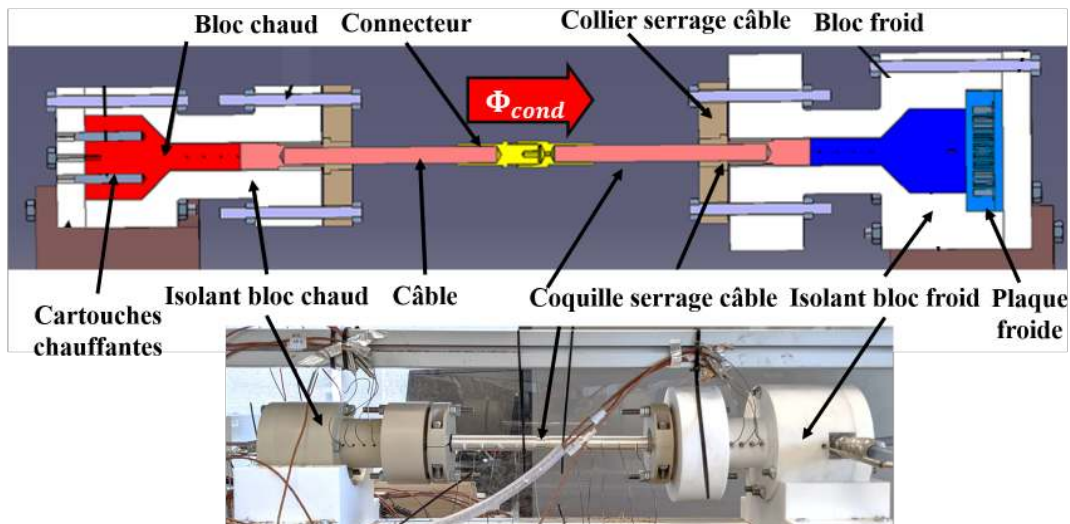


Figure 3 : Vue en coupe du banc utilisé pour la caractérisation thermique d'assemblages câbles/connecteurs

Sur chacun de ces blocs usinés, 4 emplacements pour thermocouples espacés de Δx_{Tc}^{bloc} permettent d'évaluer les flux entrants Φ_{chaud} et sortants Φ_{froid} du connecteur selon :

$$\Phi_{chaud} = -\lambda_{Cu} S_{bloc} \frac{\Delta T_{bloc}^{chaud}}{3\Delta x_{Tc}^{bloc}}, \quad \Phi_{froid} = -\lambda_{Cu} S_{bloc} \frac{\Delta T_{bloc}^{froid}}{3\Delta x_{Tc}^{bloc}} \quad (3)$$

Dans ce cas, le gradient de température $\Delta T_{bloc}^{froid} / (3\Delta x_{Tc}^{bloc})$ est évalué comme étant la meilleure approximation linéaire du gradient mesuré par les 4 thermocouples placés le long de chacun des blocs chaud et froid. Les principales grandeurs thermophysiques et géométriques correspondant à ce dispositif expérimental sont détaillées avec leurs incertitudes de mesure associées en Table 1. A noter que la faible incertitude de mesure liée aux thermocouples a été permise par leur étalonnage préalable dans un bain d'huile thermostaté de l'ensemble des thermocouples et de la chaîne de mesure par rapport à une sonde PT100 elle-même étalonnée dans un laboratoire accrédité COFRAC. L'assemblage est attaché à une structure mécanique en profilés fermée par

des plaques de plexiglas qui est par la suite remplie de copeaux de liège afin de minimiser la déperdition du flux de chaleur traversant le câble vers le milieu ambiant.

Grandeur	Valeur	Incertitude
Température T	20 – 200	$\delta T = 0.2K$
Diamètre câble D_{cable}	–	$\delta D_{cable} = 0.2mm$
Diamètre barreau $D_{barreau}$	–	$\delta D_{barreau} = 0.1mm$
Diamètre barreau D_{bloc}	–	$\delta D_{bloc} = 0.1mm$
Distance thermocouples (câbles) $\Delta x_{T_c}^{cable}$	16 – 20 mm	$\delta x_{cable} = 1mm$
Distance thermocouples (barreau) $\Delta x_{T_c}^{barreau}$	21 mm	$\delta x_{barreau} = 0.2mm$
Distance thermocouples (bloc) $\Delta x_{T_c}^{bloc}$	36 mm	$\delta x_{bloc} = 0.2mm$
Conductivité du câble λ_{cable}	243.8 $W.m^{-1}.K^{-1}$	$\delta \lambda_{cable} = 0.1 \times \lambda_{cable}$

Tableau 1 : Principales grandeurs liées au dispositif expérimental et incertitudes associées

2.3. Protocole expérimental

Dans l'ensemble des résultats présentés par la suite, le protocole expérimental suivi est identique. Le banc d'essai, initialement à température ambiante, est mis en fonctionnement par l'allumage de la dissipation et la mise en circulation de l'écoulement de la plaque froide à $T_{eau} = 20^\circ C$. La variation des températures le long de l'assemblage est enregistrée en continu durant l'essai par une centrale d'acquisition dédiée (Rigol M300 avec bornier thermocouple à compensation de soudure froide). A la fin de l'essai, les données obtenues sont enregistrées puis traitées à l'aide d'un script Matlab. Un exemple de variation temporelle de température obtenue dans le cas d'un connecteur à câbles sertis est représenté en Fig. 4. Bien que le gradient de température le long de l'assemblage soit nettement observable, il apparaît que, malgré une durée de chauffe supérieure à 6 heures, le régime permanent n'est pas atteint. Néanmoins, la variation temporelle des résistances thermiques mesurées au niveau des sertissages, représentée en Fig. 5, montre une stabilisation bien plus rapide de la mesure de R_{th}^{serti} .

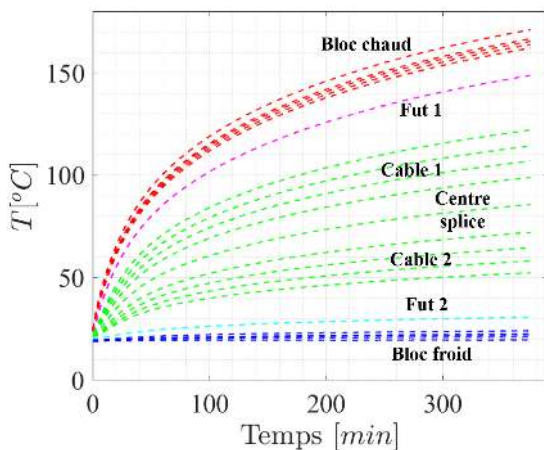


Figure 4 : Evolution des températures mesurées sur le connecteur à câbles sertis, dissipation à la source chaude $\Phi_{dissip} = 30W$

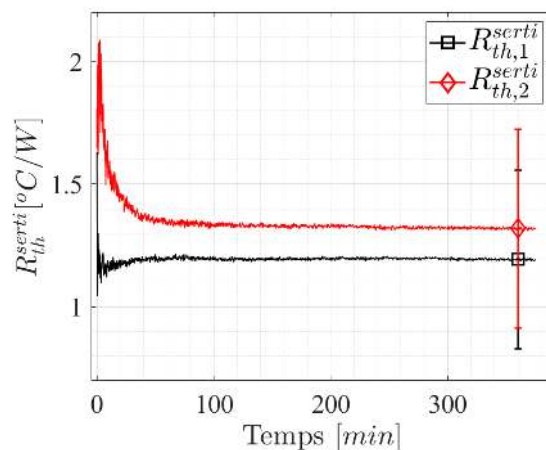


Figure 5 : Evolution des résistances thermiques mesurées sur le connecteur à câbles sertis, dissipation à la source chaude $\Phi_{dissip} = 30W$

Il apparaît donc que les effets thermiques transitoires (principalement liés ici à la lente montée en température de l'isolant autour de l'assemblage) ont un impact négligeable sur la mesure de résistance thermique. On notera que l'incertitude importante sur la mesure de R_{th}^{serti} est notamment induite par l'incertitude considérée sur la conductivité effective du câble $\delta \lambda_{cable}$.

3. Résultats expérimentaux

Dans cette section, les principaux résultats expérimentaux obtenus sur les deux configurations de connecteur considérées sont détaillés. Étant données les observations détaillées en section 2.3, l'ensemble des valeurs expérimentales présentées par la suite correspondent à des points de mesures associés à des températures non stabilisées mais pour lesquels un régime stationnaire des mesures de résistances thermiques est atteint.

3.1. Connecteur serti

Tout d'abord, la variation longitudinale du flux de chaleur traversant l'assemblage, obtenue 6 heures après la mise en marche du banc, est représentée en Fig. 6. Malgré l'isolation de l'assemblage, environ 1/3 du flux de chaleur imposé du côté chaud de l'assemblage apparaît être perdu vers le milieu ambiant durant la traversée du connecteur, la déperdition de flux de chaleur au niveau du connecteur semble toutefois très limitée. Par ailleurs, il est à noter que malgré les fortes incertitudes de mesures du flux traversant le câble, les valeurs de celui-ci mesurées le long du câble semblent tout à fait cohérentes avec les mesures Φ_{chaud} et Φ_{froid} des flux apporté et extrait des harnais. Enfin, la variation longitudinale de température le long de l'assemblage, représentée en Fig. 7, semble montrer que l'impact des deux sertissages sur le profil de température global de l'assemblage est très limité. Autrement dit, les résistances thermiques locales induites par les sertissages apparaissent assez faibles devant les résistances thermiques de conduction longitudinale liées aux câbles eux-mêmes. Par la suite, on considèrera

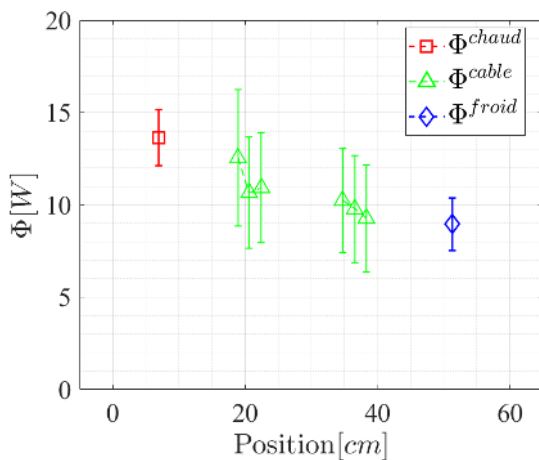


Figure 6 : Variation longitudinale des flux de chaleur mesurés sur le connecteur à câbles sertis

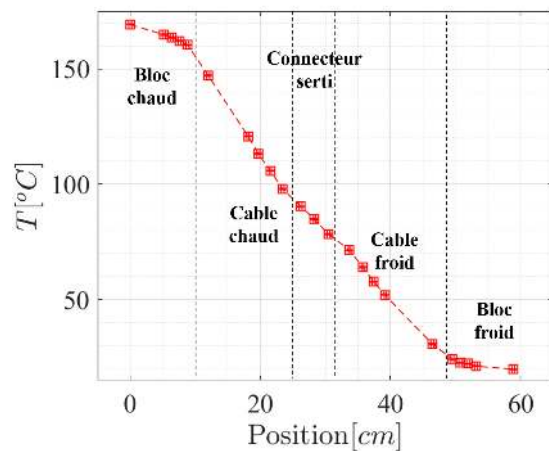


Figure 7 : Variation longitudinale des températures mesurées le long du connecteur à câbles sertis

une valeur moyenne de résistance thermique liée au sertissage correspondant à la moyenne des deux valeurs représentées en Fig. 5 :

$$R_{th}^{serti} = 1.26 \pm 0.38 \text{ K/W} \quad (4)$$

A noter que de nombreux essais réalisés dans cette configuration ainsi que sur un second assemblage connecteur/câble identique pour différentes valeurs de flux dissipés à la source chaude ainsi que des mesures en régime permanent (permises par l'absence d'isolation thermique) ont été réalisés. Les résultats obtenus ont montré une très bonne reproductibilité de la mesure de R_{th}^{serti} , les variations observées restant dans tous les cas inférieures à l'incertitude de mesure.

3.2. Connecteur à barreaux clipsés

De même que pour le connecteur à câbles sertis, la variation longitudinale du flux de chaleur traversant l'assemblage est représentée en Fig. 8. Le flux dissipé à la source chaude est fixé à $\Phi_{dissip} = 55W$. Ici encore, des pertes de l'ordre du tiers du flux imposé par le bloc chaud sont observées le long de l'assemblage mais le flux de chaleur reste approximativement constant autour du connecteur. Au contraire, le tracé de la variation longitudinale de température le long de l'assemblage, représentée en Fig. 9, montre une chute de température significative au niveau du connecteur, de l'ordre de $45^{\circ}C$. On considèrera par la suite une valeur de résistance

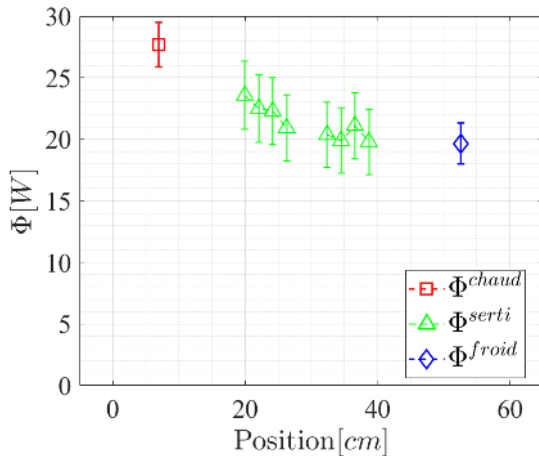


Figure 8 : Variation longitudinale des flux de chaleur mesurés sur le connecteur à barreaux clipsables

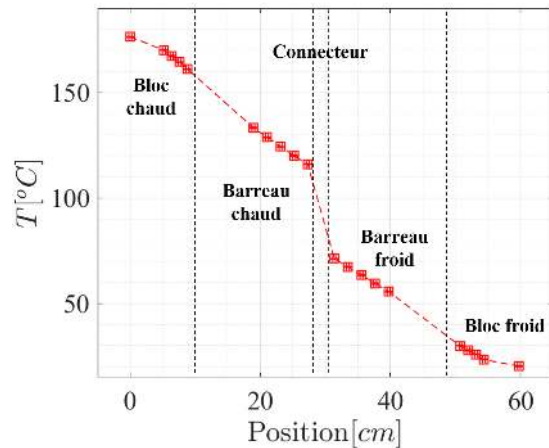


Figure 9 : Variation longitudinale des températures obtenues sur le connecteur à barreaux clipsables

thermique liée à ce saut de température à travers le connecteur égale à :

$$R_{th}^{conn} = 2.17 \pm 0.3 K/W \quad (5)$$

Ici aussi, de nombreux essais complémentaires pour différents flux de chaleur dissipés, avec et sans isolation, ont permis de montrer une bonne reproductibilité des résultats, les variations de résistance thermique mesurées d'un essai à l'autre ne dépassant pas 5%. Il est toutefois à noter que des essais de reproductibilité menés sur d'autres connecteurs à barreaux clipsables de même géométrie ont mis en évidence des résistances thermiques légèrement différentes, de l'ordre de $1.9K/W$ pour le deuxième connecteur et d'environ $2.4K/W$ pour le troisième connecteur. Le connecteur présenté ici correspond ainsi à une valeur médiane de ces trois harnais.

4. Identification des résistances thermiques locales

A ce stade, les valeurs de résistance thermiques mesurées incluent aussi bien les résistances thermiques liées aux sertissages et connexions mécaniques que celles induites par la conduction volumique entre les points de mesure de température. Dans cette section, l'objectif est alors d'identifier les résistances thermiques locales induites par ces connexions en comparant les résistances thermiques mesurées à celle prédites par un modèle thermique 3D de l'assemblage. Dans ce but, les modèles mis en place sont présentés dans un premier temps. Par la suite l'identification des résistances thermiques locales par comparaison à l'expérience sera détaillée.

4.1. Présentation des modèles

Dans chacune des deux configurations, les portions de géométrie 3D des assemblages directement à proximité des connecteurs mis en œuvre sur le banc expérimental sont importés dans le logiciel de simulation thermique 6SigmaET v15. Les modèles thermiques 3D ainsi considérés sont représentés en Fig.10.

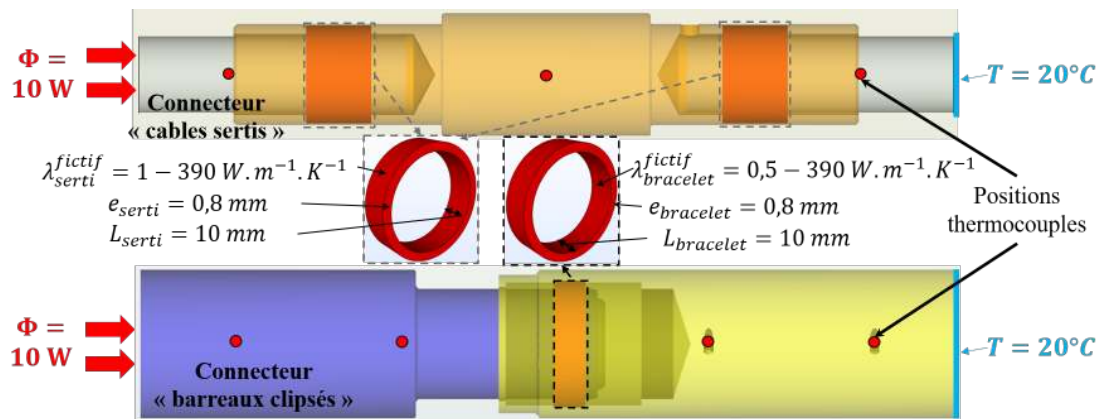


Figure 10 : Approche de modélisation 3D utilisée pour identifier les résistances thermiques locales de sertissage et de connecteur en fonction des résultats expérimentaux macroscopiques

Dans chaque cas, un flux de chaleur $\Phi = 10W$ est imposé de manière homogène sur le côté "chaud" de l'assemblage et une température constante $T = 20^{\circ}C$ est imposée à l'autre extrémité. Des capteurs numériques de température sont placés aux emplacements des thermocouples insérés dans le dispositif expérimental. Dans le cas des sertissages, une géométrie de connecteur non déformée par le sertissage est considérée. L'effet thermique du sertissage est alors pris en compte par l'ajout d'un anneau de conductivité λ_{serti}^{fictif} arbitraire assurant un contact thermique entre le câble et la pièce de connexion. Similairement, pour le connecteur clipsable, la géométrie complexe du bracelet est remplacée par un anneau de conductivité $\lambda_{bracelet}^{fictif}$ assurant le contact entre les deux pièces de cuivre.

4.2. Application aux résultats expérimentaux

Les modèles présentés dans la section précédente sont évalués pour différentes valeurs de conductivités thermiques de bracelet et les valeurs de résistance thermique numériques obtenues sont comparées aux valeurs expérimentales en Figs.11 et 12. Pour chacun des modèles considérés, l'indépendance de la solution au maillage du modèle a été assurée. Dans le cas du sertissage, la comparaison des valeurs numériques à la valeur mesurée fait clairement apparaître qu'il est nécessaire d'atteindre la zone d'insensibilité de la résistance thermique du connecteur à la conductivité thermique fictive du sertissage pour obtenir un bon accord modèle/mesure. Autrement dit, la comparaison au modèle permet de conclure que la résistance thermique de contact liée au sertissage est négligeable devant la résistance liée à la conduction volumique à travers le connecteur. Au contraire, dans le cas du connecteur clipsé, il est nécessaire de prendre en compte une résistance thermique non négligeable au niveau du bracelet pour prédire correctement la mesure expérimentale. Dans ce cas, une conductivité fictive $\lambda_{bracelet}^{fictif} \approx 1.2 W.m^{-1}.K^{-1}$ semble correspondre le mieux à la configuration expérimentale. On notera que pour une conductivité du bracelet égale à celle du cuivre (i.e. une résistance thermique induite par le bracelet négligeable), la résistance thermique prédite par le modèle est $R_{th}^{cond} = 0.8 K/W$. En soustrayant cette valeur à la valeur mesurée sur le connecteur dans la section précédente, il est alors

possible d'identifier la résistance thermique induite par le bracelet seul selon :

$$R_{th}^{bracelet} = R_{th}^{conn} - R_{th}^{cond} = 1.37 \pm 0.3 \text{ K/W} \quad (6)$$

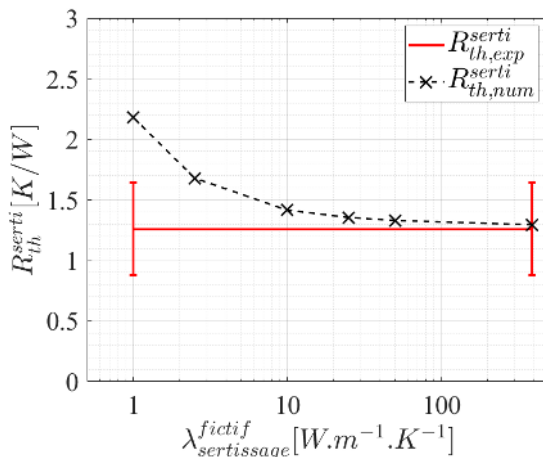


Figure 11 : Comparaison des résistances thermiques liées au sertissage prédites par le modèle aux valeurs expérimentales

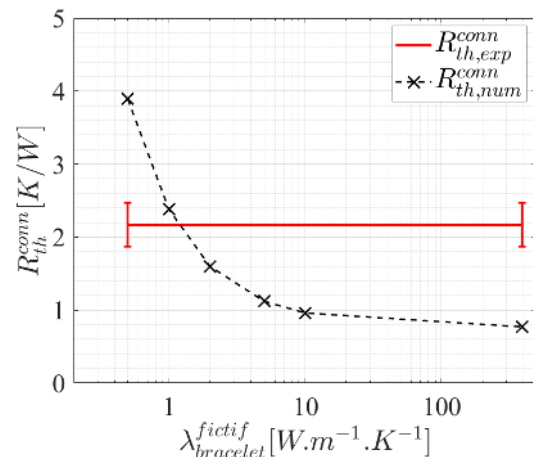


Figure 12 : Comparaison des résistances thermiques liées au connecteur démontable prédites par le modèle aux valeurs expérimentales

5. Conclusion

Dans cette étude, il a été possible d'évaluer expérimentalement les résistances thermiques locales liées à deux types de connecteurs de câbles électriques de fortes puissances. Dans le cas d'un sertissage hexagonal de câbles dans une pièce en cuivre, l'impact de ces sertissages sur le profil de température le long de l'assemblage est apparu négligeable. Au contraire, dans le cas de connecteurs démontables usinés dans des barreaux en cuivre, il a été montré que la connexion induisait un fort saut de température local. Ces conclusions ont pu être confirmées par comparaison à des modèles de conduction 3D dans ces assemblages, avec notamment la nécessité d'ajouter une résistance thermique locale significative au niveau de la connexion des barreaux pour retrouver les résultats expérimentaux.

Dans le futur, le banc développé dans le cadre de cette étude pourrait être facilement réutilisé pour caractériser d'autres types de connecteurs électriques. Cela permettrait de compléter cette étude pour l'instant très spécifique aux connecteurs choisis. A plus long terme, le dispositif expérimental pourrait également être légèrement modifié pour permettre des mesures simultanées des résistances électrique et thermique induites par un connecteur. Un tel banc d'essais permettrait ainsi d'observer un éventuel couplage entre ces deux phénomènes physiques.

Références

- [1] C.Farges, M.Chezvrié, J. Sabatier, L.Pradere, F.Guillemard, Detection of Electric Contact Resistance Variations in Automotive Connectors, *IEEE transactions on industrial electronics*, 64-12 (2017) 9469-9476.
- [2] F.Yang, P.Cheng, H.Luo, Y.Yang, H.Liu, K.Kang, 3-D thermal analysis and contact resistance evaluation of power cable joint, *Applied thermal engineering*, 93 (2016) 1183-1192
- [3] F. P. Loos, *Joule Heating in Connecting Structures of Automotive Electric Devices – Modelling, Simulation and Optimization*, thèse de doctorat, Universität der Bundeswehr München (2014)
- [4] F. Mahiddini, *Modélisation couplée Compatibilité Électromagnétique - Thermique d'architectures de câblages électriques embarquées*, thèse de doctorat, Université de Toulouse (2018)
- [5] C.Holyk, H.-D Liess, S.Grondele, H.Kanbach, F.Loos, Simulation and measurement of the steady-state temperature in multi-core cables, *Electric Power Systems Research*, 116 (2014) 54-66

Mesure de la température par méthodes multi-spectrales de matériaux métalliques à haute température.

Kamal ENNASS^{(1,2,3)*}, Benjamin REMY^(1,2), Vincent SCHICK^(1,2) et Johann MEULEMANS^(2,3)

¹Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliquée, Université de Lorraine, CNRS, 2 Av. de la Forêt de Haye, 54500 Vandœuvre-lès-Nancy, France

²Laboratoire commun Canopée, CNRS, Université de Lorraine, Saint-Gobain

³Saint-Gobain Research Paris, 39 quai Lucien Lefranc, F-93303 Aubervilliers, France

* (auteur correspondant : kamal.ennass@saint-gobain.com)

Résumé - Le contrôle précis de la température lors des procédés de fabrication des matériaux est un point crucial pour l'obtention des propriétés désirées. La mesure de la température est soumise aux nombreux biais et bruits de mesure. 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. Cet article présente la méthode développée et les résultats théoriques et expérimentaux obtenus sur l'estimation de température de surface d'un matériau opaque, en étudiant aussi l'importance de la calibration de l'outil métrologique dans la précision des mesures. Des mesures de flux radiatif émis par un échantillon en nickel oxydé à $T = 985.65 \text{ K}$ ont permis d'estimer la température de surface avec un écart absolu de mesure de $err_T = 7.12 \text{ K}$. La recalibration de l'outil métrologique diminue légèrement l'écart à $err_T = 5.59 \text{ K}$.

Nomenclature

T	température, K	ε	émissivité
C_1	première constante de rayonnement, W.m^2	φ_λ	flux radiatif monochromatique, W.m^{-3}
C_2	deuxième constante de rayonnement, W.K	<i>Indices et exposants</i>	
M_λ	émittance monochromatique, W.m^{-3}	0	corps noir
<i>Symboles grecs</i>		λ	monochromatique
λ	longueur d'onde, m		

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.

Le contrôle précis de la température lors des procédés de fabrication des matériaux est un point crucial pour l'obtention des propriétés désirées. Les mesures sont soumises à des perturbations dues aux nombreux biais et bruits de mesure.

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 méthodes 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]) et la pyrométrie polychromatique (ou multi-spectrale) (Araujo 2017 [2] ; Coates 1981 [3] ; Duvaut 1995 [4] ; Gardner 1981 [5]). Les biais des méthodes multi-spectrales ont aussi été récemment documentés (Krapez 2019 [6]).

Dans le cadre de cette étude, nous nous intéressons à la mesure multi-spectrale de la température de surface des matériaux opaques. Cette étude est la continuité des travaux de thèse de Ch. Rodiet au LEMTA [7,8]. 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.

Un défi majeur est la méconnaissance des propriétés optiques des matériaux et leur évolution en fonction de la température, la longueur d'onde et du temps, ce qui peut détériorer la précision de l'estimation.

Pour contourner ce biais, une méthode multi-spectrale a été développée pour estimer simultanément l'émissivité spectrale et la température de surface.

Dans cet article, nous évoquerons en première partie la méthode multi-spectrale avec le modèle d'émissivité spectrale, La deuxième partie traitera les résultats numériques de la méthode développée et la validation expérimentale dans le cas de correction et non correction du flux. Enfin, la troisième partie soulignera les conclusions majeures et évoquera les prochaines étapes de l'étude.

2. Méthodologie

Nous introduisons dans la loi de Planck un modèle d'émissivité en éléments finis :

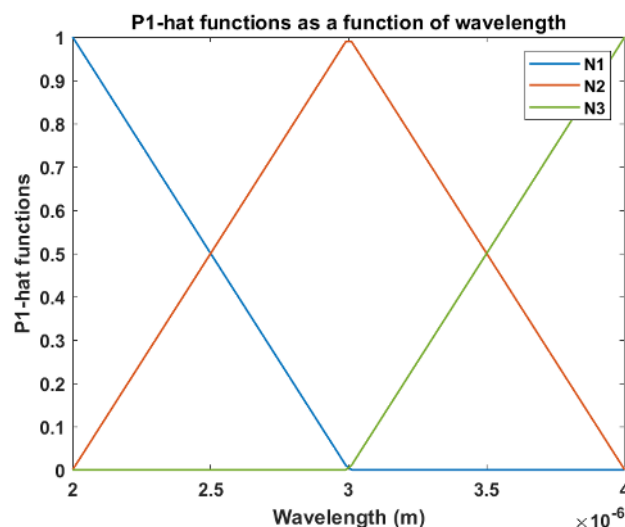


Figure 1 : Les fonctions chapeaux avec $\{\lambda_1 = 2\mu\text{m}; \lambda_2 = 3\mu\text{m}; \lambda_3 = 4\mu\text{m}\}$

$$\varphi(\lambda, T) = \left(\sum_{j=1}^n \varepsilon_{\lambda_j} N_{\lambda_j}(\lambda) \right) \cdot \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} \quad (1)$$

Nous observons dans la figure 1 les fonctions chapeaux du modèle d'émissivité pour $n=3$ dans la bande spectrale entre 2 et 4 μm qui correspond à la bande d'intérêt dans le cas des hautes températures.

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 comme illustrée dans la figure 1, mais également de sa dérivée presque partout (l'intégrale de la dérivée reste finie). La méthode est généralisable avec d'autres polynômes P2 ou P3 (les splines cubiques) pour modéliser des fonctions plus régulières.

Le décalage entre les fonctions chapeau rend les paramètres indépendants les uns des autres. Cela est démontré en calculant la matrice jacobienne contenant les dérivées du modèle (1) par rapport aux paramètres inconnus $\beta = [T, \varepsilon_{\lambda_1}, \varepsilon_{\lambda_2}, \dots, \varepsilon_{\lambda_n}]$:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial T} = \left(\sum_{j=1}^n \varepsilon_{\lambda_j} N_{\lambda_j}(\lambda) \right) \cdot \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5} \left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T^2}\right) \exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right)}{\left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1\right)^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \varepsilon_{\lambda_j}} = N_{\lambda_j}(\lambda) \cdot \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1}, \forall (j) \in [1; n] \quad (3)$$

En utilisant cette méthode, les fonctions par morceaux sont théoriquement capables de décrire plusieurs types de variations d'émissivité. Un autre avantage est que les paramètres estimés ont tous des valeurs physiques définie entre 0 et 1, contrairement aux approches précédemment développées [8].

Pour estimer simultanément les coefficients d'émissivité spectrale avec la température de surface, la fonction coût (4) est minimisée à l'aide de l'algorithme des moindres carrés de Levenberg-Marquardt [9,10] implémenté dans MATLAB [11]. La fonction de coût représente l'écart quadratique entre le flux mesuré et le flux prédit par la loi de Planck :

$$J(T, \varepsilon_{\lambda_1}, \varepsilon_{\lambda_2}, \varepsilon_{\lambda_3}) = \sum_{i=1}^4 \left(\varphi_i^{emitted}(\lambda_i) - \varphi_i(\lambda_i, T, \varepsilon_{\lambda_1}, \varepsilon_{\lambda_2}, \varepsilon_{\lambda_3}) \right)^2 \quad (4)$$

3. Résultats

3.1. Résultats numériques

Les résultats présentés dans cette partie sont issus des simulations numériques, le flux radiatif « mesuré » est simulé à partir de la loi de Planck auquel nous rajoutons un bruit de mesure $\sigma_\varphi = 8.97 * 10^4 W/m^3$ calculé expérimentalement. Le flux synthétique présenté dans la figure 3 est simulé à la température $T = 985.65 K$ et avec l'émissivité spectrale du nickel Ni201 oxydé mesurée avec le spectromètre Vertex 80v FT-IR aux longueurs d'ondes $\lambda_{simul} = \{2.00; 2.35; 2.85; 4.00\} \mu m$ (voir figure 2) et à $T = 300.00 K$ (nous supposons ici que

l'émissivité n'est pas une fonction de la température). Les longueurs d'onde correspondent aux valeurs centrales des filtres monochromatiques installés dans la caméra infrarouge et sont adjacentes aux longueurs d'ondes optimales de mesure de la température $T = 623.00\text{ K}$ utilisées dans [8].

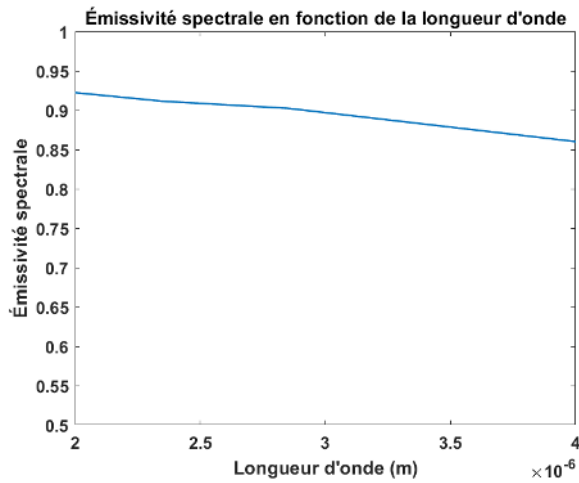


Figure 2 : Émissivité spectrale mesurée avec spectromètre

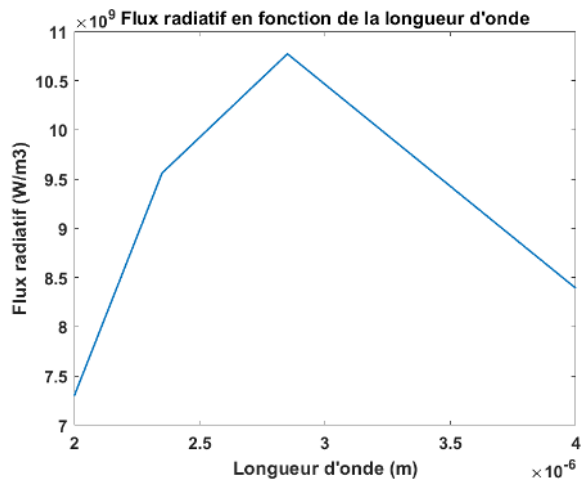


Figure 3 : Flux radiatif simulé

Le tableau 1 et les figures 4 et 5 présentent les résultats d'estimation de la température de surface et des coefficients d'émissivité spectrale du nickel à $\{\lambda_1 = 2.00; \lambda_2 = 2.35; \lambda_3 = 4.00\} \mu\text{m}$ avec les valeurs initiales $\beta^{ini} = [T^{ini}, \varepsilon_{\lambda_1}^{ini}, \varepsilon_{\lambda_2}^{ini}, \varepsilon_{\lambda_3}^{ini}] = [1200.00, 1.00, 1.00, 1.00]$ et les longueurs d'onde d'estimation $\lambda_{simul} = \{2.00; 2.35; 2.85; 4.00\} \mu\text{m}$.

Température simulée (K)	Température estimée (K)	Erreur d'estimation de la température (K)	Coefficients estimés d'émissivité spectrale
985.65	974.83	-10.82	[1.00; 0.97; 0.89]

Tableau 1 : Résultats de l'estimation numérique de la température avec la méthode multi-spectrale

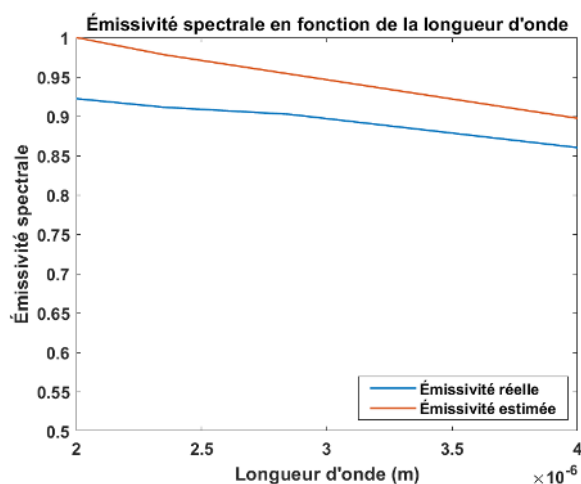


Figure 4 : Résultats de l'estimation numérique de l'émissivité

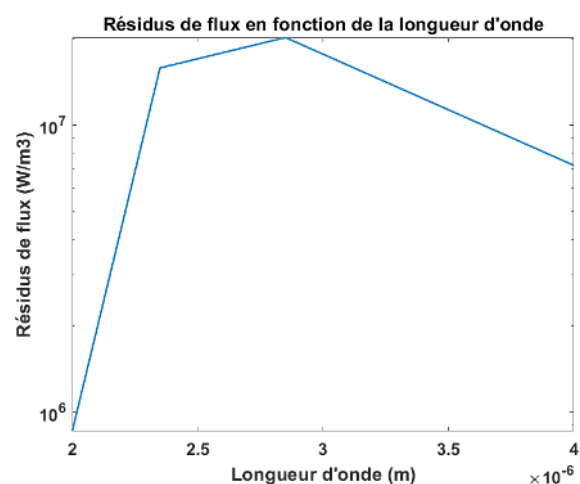


Figure 5 : Résidus de flux issus de l'estimation numérique

L'erreur d'estimation obtenue est négligeable (1.09% en erreur relative) même en présence de bruit de mesure simulé. A partir des résidus non nuls dans la figure 5, nous pouvons conclure que les résultats de l'estimation ne correspondent pas à la solution optimale.

Les méthodes mono et bi-spectrales développées lors de la thèse de Ch. Rodiet [7] estiment la température avec les erreurs $err_{T,mono} = 15.34$ K et $err_{T,bi} = 15.52$ K. Etant donné que les valeurs réelles du nickel oxydé sont proches de l'unité et varient peu sur la bande spectrale, le biais systématique généré par la méthode mono et bi-spectrale dans ce cas est faible en comparaison avec d'autres matériaux où l'erreur d'estimation peut être supérieure à 10^2 K [12]. En revanche, l'erreur d'estimation obtenue avec la méthode multi-spectrale reste relativement faible pour différents types de variation d'émissivité spectrale. La méthode nous permet donc de réduire le biais systématique qui provient de la méconnaissance des propriétés optiques du matériau, ce qui améliore la précision de mesure de la température.

3.2. Résultats expérimentaux

3.2.1. Description du banc expérimental

Un échantillon de nickel oxydé de diamètre $D=2.5$ cm et épaisseur $e=1.8$ cm est chauffé par induction (la puissance maximale du générateur d'induction est $P_{max} = 6$ kW) comme présenté dans les figures 6 et 7. La température réelle de l'échantillon est mesurée avec un thermocouple de type K avec une précision de ± 5 K placé à mi-distance à l'intérieur de l'échantillon. Dans cette partie, le flux radiatif émis par la surface de l'échantillon est mesuré par la caméra infrarouge Cedip/FLIR® Titanium 560M avec une résolution maximale de 640×512 pixels. La caméra est équipée d'un détecteur InSb refroidi avec un moteur Stirling à 77 K et qui permet des mesures entre $1.5\mu\text{m}$ et $5.5\mu\text{m}$. Les filtres monochromatiques utilisés pour la mesure du flux sont $\lambda_{exp} = \{2.00; 2.35; 2.85; 4.00\} \mu\text{m}$.

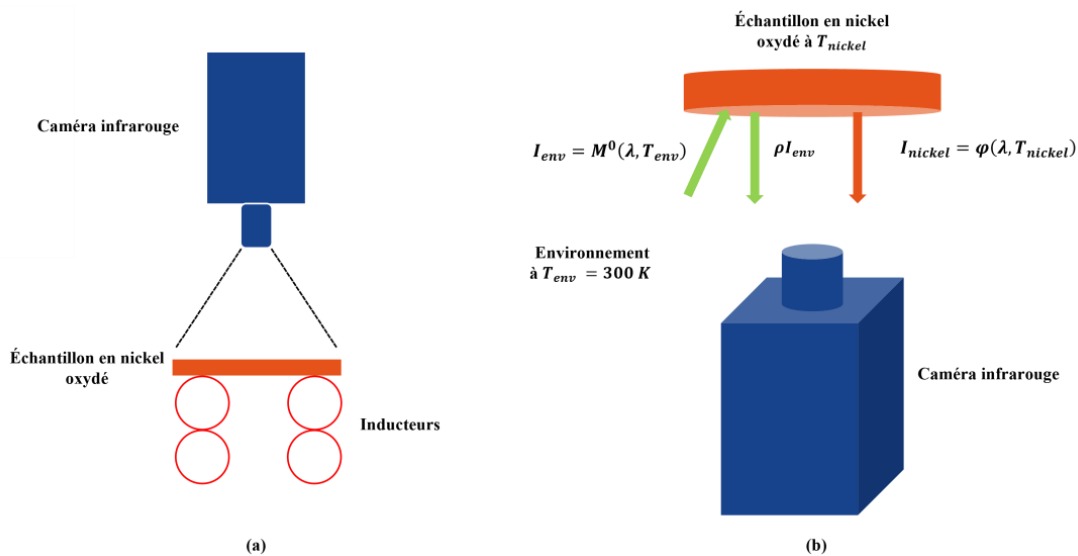


Figure 6 : (a) Illustration du banc expérimental (b) Flux reçu par la caméra infrarouge [13]

3.2.2. Calibration de la caméra

Avant d'estimer la température de surface de l'échantillon, la caméra doit être calibrée avec un corps noir autour des valeurs de température qui nous intéressent. Le flux de chaleur est mesuré sous forme de niveaux numériques (DL), les paramètres associés à la conversion des niveaux numériques doivent être déterminés en premier lieu [14].

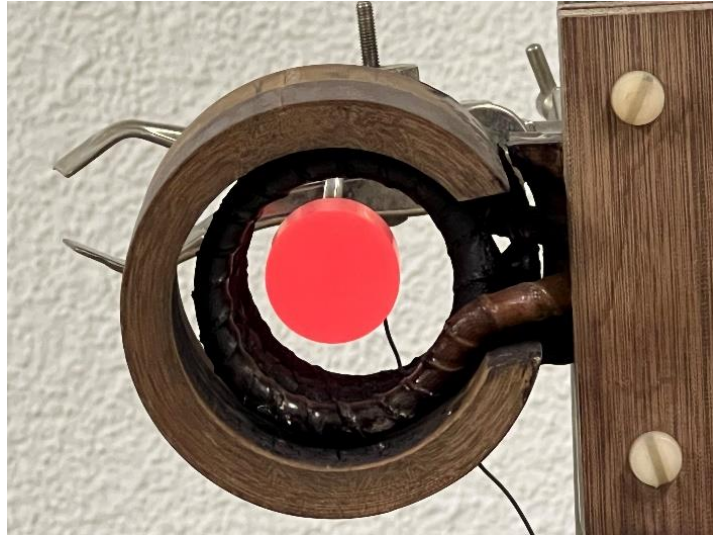


Figure 7 : Echantillon en nickel chauffé par induction

$$DL = \left[\frac{A_\lambda}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} + B_\lambda + C_\lambda(T_{cam} - T_{cam,réf}) \right] (IT) + offset \quad (5)$$

Avec $A_\lambda = OTF_\lambda \cdot \varepsilon_\lambda \cdot C_1 \cdot \lambda^{-5}$ dans lequel nous trouvons la fonction de transfert optique OTF_λ et le numérateur de la loi de Planck, B_λ représente le flux radiatif émis par l'entourage de l'échantillon et de la caméra, C_λ est le coefficient qui corrige la valeur du niveau numérique en fonction de la température interne de la caméra et l'offset est la valeur du DL quand le temps d'intégration IT est nul.

Le corps noir utilisé pour la calibration de la caméra infrarouge est le corps noir à cavité Mikron® M330-EU avec une plage de température de [573.15-1973.15 K].

En modifiant le banc expérimental après l'étalonnage, une erreur de mesure se présente sous forme d'un offset additif au flux mesuré. Pour estimer cet offset, nous chauffons l'échantillon à la température $T = 1068.15$ K :

$$\varphi_i^{mesuré}(\lambda_i, T) = M_i^0(\lambda_i, T) + \varphi_i^{offset}, \forall (i) \in [1; 4] \quad (6)$$

L'offset est estimé à l'aide de l'algorithme de Levenberg-Marquardt, nous obtenons les valeurs présentées dans le tableau 2.

Longueur d'onde (μm)	φ^{offset} (W/m^3)
2.00	$-8.59 * 10^8$
2.35	$-1.30 * 10^9$
2.85	$-7.12 * 10^8$
4.00	$-4.99 * 10^8$

Tableau 2 : Résultats d'estimation de l'offset

Le flux émis utilisé comme paramètre d'entrée dans le problème inverse (4) est calculé avec l'expression suivante :

$$\varphi_i^{émis}(\lambda_i, T) = \varphi_i^{mesuré}(\lambda_i, T) - \varphi_i^{offset}, \forall (i) \in [1; 4] \quad (7)$$

3.2.3. Résultats d'estimation de la température

Nous estimons la température de surface quand l'échantillon est chauffé avec une puissance d'induction de 8.5%. Pour étudier l'importance de la correction du flux dans la précision des mesures, nous allons présenter un premier cas qui correspond à l'estimation sans correction du flux et un deuxième cas qui prend en compte l'offset additif au flux dans l'expression (7). Les tableau 3 et les figures 8 et 9 présentent les résultats d'estimation expérimentaux en multi-spectrale de la température de surface du nickel et les coefficients d'émissivité à $\{\lambda_1 = 2.00; \lambda_2 = 2.35; \lambda_3 = 4.00\} \mu m$ avec les valeurs initiales $\beta^{ini} = [T^{ini}, \varepsilon_{\lambda_1}^{ini}, \varepsilon_{\lambda_2}^{ini}, \varepsilon_{\lambda_3}^{ini}] = [1200.00, 1.00, 1.00, 1.00]$.

Etant donné que l'échantillon de nickel n'est pas un corps noir, une partie du flux émis par l'environnement à $T_{env} = 300.00 K$ est réfléchi par sa surface. Le modèle du flux radiatif (8) en provenance de la surface de l'échantillon utilisé dans la fonction coût (4) prend en compte ce flux additionnel.

$$\varphi(\lambda, T, \varepsilon_{\lambda_1}, \varepsilon_{\lambda_2}, \varepsilon_{\lambda_3}) = \left(\sum_{j=1}^n \varepsilon_{\lambda_j} N_j(\lambda) \right) \cdot \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} + \left(1 - \sum_{j=1}^n \varepsilon_{\lambda_j} N_j(\lambda) \right) \cdot M^0(\lambda, T_{env}) \quad (8)$$

Température réelle (K)	Correction offset	Température estimée (K)	Ecart entre la température réelle et estimée (K)	Coefficients estimés d'émissivité spectrale
985.65	Sans correction	978.53	-7.12	[0.89; 1.00; 0.82]
	Avec correction	991.24	+5.59	[0.94; 1.00; 0.83]

Tableau 3 : Résultats expérimentaux d'estimation de la température avec la méthode multi-spectrale

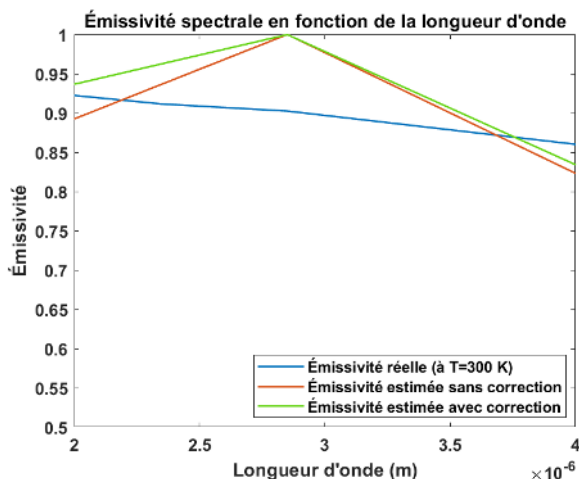


Figure 8 : Résultats de l'estimation expérimentale de l'émissivité

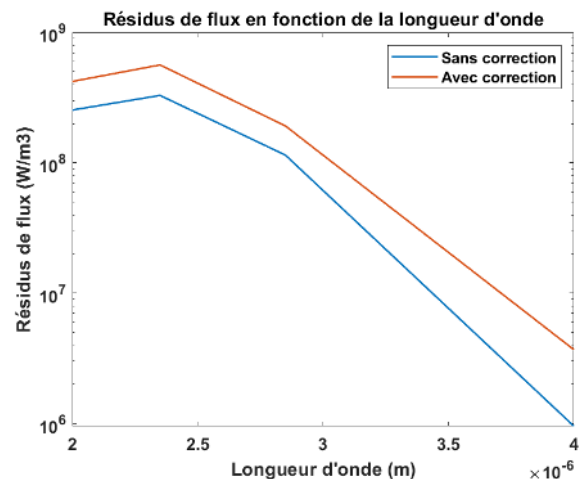


Figure 9 : Résidus de flux issus de l'estimation expérimentale

Nous observons d'après les résultats du tableau 3 que la prise en compte de l'offset peut diminuer légèrement l'écart entre la température réelle mesurée par le thermocouple et la température estimée mais ne représente pas une étape cruciale pour assurer une estimation précise à ce niveau de température.

Vu que l'émissivité réelle varie en fonction de la température, l'émissivité simulée dans la partie numérique (voir figure 2) ne correspond pas aux valeurs réelles à $T = 985.65 K$. Puisque

l'écart de mesure de la température est négligeable dans les deux cas présentés et d'après la figure 8, nous pouvons conclure que les valeurs d'émissivité à cette température restent proches des valeurs mesurées avec le spectromètre à la température ambiante.

Même si l'ordre de grandeur des résidus expérimentaux dans la figure 9 est supérieur à celui des résidus numériques, l'écart expérimentale de mesure de la température est relativement faible. Cela est dû à la compensation entre l'erreur d'estimation de l'émissivité et de la température en minimisant simultanément les résidus de flux même si les paramètres ne sont pas corrélés.

4. Conclusion et perspectives

La méthode multi-spectrale développée consiste à introduire dans la loi de Planck un modèle d'émissivité en éléments finis ce qui permet d'estimer simultanément la température et l'émissivité spectrale et ainsi réduire le biais systématique [12]. Les résultats expérimentaux ont démontré que même dans le cas de modification de conditions expérimentales, la correction de l'offset de la caméra infrarouge n'est pas nécessaire pour assurer une estimation précise sur la plage de température qui nous intéresse. Pour apprécier la robustesse et la précision de la méthode multi-spectrale pour différentes valeurs et variations d'émissivité spectrale, des travaux expérimentaux concernant différents types de matériaux sont en cours de développement. L'estimation expérimentale d'une température dynamique est aussi envisagée.

Références

- [1] Krapez, J.C., "Radiative Measurements of Temperature," In Orlande, H.R.B., Fudym, O., Maillat, D. and Cotta, R.M., *Thermal Measurements and Inverse Techniques*, CRC Press, pp. 185-230, (2011).
- [2] Araujo, A., "Multi-spectral pyrometry - a review," *Measurement Science and Technology*, 28(8), (2017).
- [3] Coates, P.B., "Multi-Wavelength Pyrometry," *Metrologia*, 17(3), pp. 103-109, (1981).
- [4] Duvaut, T., Georgeault, D. and Beaudoin, J. L., "Multiwavelength infrared pyrometry: optimization and computer simulations," *Infrared Physics & Technology*, 36(7), pp. 1089-1103, (1995).
- [5] Gardner, J. L., Jones, T. P. and Davies, M. R., "A six-wavelength pyrometer," *High Temperature - High Pressure*, 13, pp. 459-466, (1981).
- [6] Krapez, J. C., "Measurements without contact in heat transfer: multiwavelength radiation thermometry. Principle, implementation and pitfalls," *Proc. of METTI 7 Advanced School: Thermal Measurements and Inverse Techniques*, (2019).
- [7] Rodiet, Ch., *Mesure de Température par Méthodes Multi-Spectrales et Caractérisation Thermique de Matériaux Anisotropes par Transformations Intégrales : « Aspects Théoriques et Expérimentaux »*, Ph.D. Thesis, University of Lorraine, (2014).
- [8] Rodiet, Ch., Remy, B., Degiovanni, A., and Demeurie, F., "Optimisation of wavelengths selection used for the multi-spectral temperature measurement by ordinary least squares method of surfaces exhibiting non-uniform emissivity," *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, 10(2), pp. 222-236, (2013).
- [9] Levenberg, K., "A method for the solution of certain problems in least squares," *Quarterly of applied mathematics*, 2, pp. 164-168, (1944).
- [10] Marquardt, D. W., "An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters," *Journal of the Society for Industrial & Applied Mathematics*, 11(2), pp. 431-441, (1963).
- [11] Shrager, R. I., Muzic, R., and Jutan, A., *leasqr.m*, version 3. beta, (1994).
- [12] Ennass, K., Remy, B., Schick, V., Meulemans, J., "Mesure de température en régime dynamique sur des matériaux opaques à haute température par méthodes multi-spectrales," *Proc. of 30th congrès annuel de la Société Française de Thermique*, pp. 406-414, (2022).
- [13] Ouattara, A., *Caractérisation du refroidissement par jet liquide impactant une plaque métallique à haute température : « Influence de la composition du fluide sur le flux extrait »*, Ph.D. Thesis, Henri Poincaré University, (2009).
- [14] Souhar, Y., *Caractérisation thermique de matériaux anisotropes à hautes températures*, Ph.D. Thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, (2011).

are based on the fluorescence intensity which varies with the temperature. However, the intensity of the LIF signal is not an absolute quantity, which can be affected by any disturbance, such as variations in size and number density of the droplets in the spray, and the light transmission through the detection optics. In the presence of such perturbations, the detection of the fluorescence light in two spectral bands and the use of their intensity ratio have proved to be a good solution. However, measurement accuracy remains critical in sprays when multiple light scattering by the droplets is strong and the size distribution of the droplets is broad. Small droplets are difficult to take into account even though they are very numerous in the spray. When off-field fluorescence (originating from droplets outside the depth of field of the receiving optics) becomes significant, the fluorescence ratio can be subject to large measurement errors. As an alternative to intensity-based measurements, we recently developed a new measurement technique based on the fluorescence lifetime, which is an intrinsic quantity independent on the measurement system and light transmission across the fluid flow. The fluorescence lifetime only varies with the quenching rate of the fluorescent molecules. Time-Correlated Single-Photon Counting (TCSPC) is the technique that can be utilized in the present technique for measuring the fluorescence lifetime in the time domain. The TCSPC relies on the use of an ultrashort laser beam and a photon-counting photomultiplier to determine the arrival times of fluorescence photons. In addition, two-photon excitation is used to eliminate out-of-field fluorescence due to multiple light scattering from the droplets. The capabilities of the technique are illustrated in the case of mixing between two sprays injected at different temperatures. Characterization of the fluorescence decay in the time domain extends the capability of the technique to measure not only the average temperature of the droplets but also the temperature and mixing fraction of the two sprays separately.

2. Fluorescence Lifetime and two-photon absorption

2.1. Definition of fluorescence lifetime

The fluorescence lifetime is the time that a fluorophore spends in the excited state before emitting a photon and returning to the ground state. This time can vary from picoseconds to nanoseconds. It is an intrinsic property of a fluorophore that is not sensitive to the measurement instrument and the excitation intensity [6]. When a sample containing a fluorophore is excited by a short pulse of light, an initial population n_0 of fluorophores is placed in the excited state. Then, the population of the excited molecule decayed with time due to fluorescence emission and non-radiative deactivation, as follows:

$$\frac{dn(t)}{dt} = -(K_\gamma + K_{nr})n(t) \quad (1)$$

where $n(t)$ is the number of fluorescent molecules in the excited state at time t . K_γ and K_{nr} , units of them are s^{-1} , respectively represent the rate constants of radiative and non-radiative pathways. The result is an exponential decay:

$$n(t) = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2)$$

where τ is the fluorescence lifetime of fluorescent molecules, which can be expressed as the reciprocal of the sum of decay rates:

$$\tau = (K_\gamma + K_{nr})^{-1} \quad (3)$$

for some fluorescent dyes like rhodamine B, the lifetime is strongly sensitive to the temperature. This temperature dependence of the fluorescence lifetime is congruent to an Arrhenius law [7]:

$$\frac{1}{\tau(T)} = \exp\left(\frac{-E_a}{RT}\right) \quad (4)$$

where E_a means the activation energy for the reaction of de-excitation, and R is the universal gas constant ($8.314 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$). For some dyes, it should be noted that the fluorescence decay can be better described by a bi-exponential decay equation (7) instead of equation (2).

2.2. Lifetime measurement and Two-photon absorption (TPA)

To measure the fluorescence lifetime, Time-Correlated Single-Photon Counting (TCSPC) is a preferred technique. TCSPC is based on the principle of detecting single photons and measuring their arrival time relative to a reference signal, typically provided by ultrashort laser pulses in the range of picoseconds and femtoseconds. Single events of a photon emission are detected and the arrival times of the photons can be correlated to the laser pulses, which are used for excitation of the sample. By using a pulsed laser with a high repetition rate (typically a few tens of MHz), measurements can be repeated many times so that the photons distribution over the time can be built up (Figure 1).

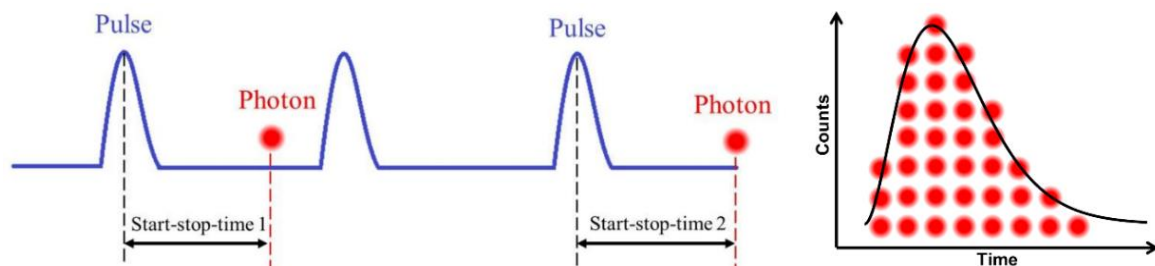


Figure 1: *Principle of TCSPC*

In this study, TCSPC is associated with two-photon absorption (TPA). A fluorescent molecule absorbs two photons simultaneously in TPA. Compared with one-photon absorption, a key benefit of TPA is its ability to restrict the fluorescence excitation to a micro-sized volume around the laser beam waist. The problem of out-of-field fluorescence, encountered when fluorescence is induced by the one-photon absorption of the laser light scattered by the droplets, is mitigated or even completely removed (Figure 2). Photons undergoing multiple scattering processes, spread in space and time with a very low probability of having two-photon simultaneously absorbed. Thus, the combination of lifetime-based LIF and TPA can offer a reliable method for measuring the temperature in the dense regions of sprays.

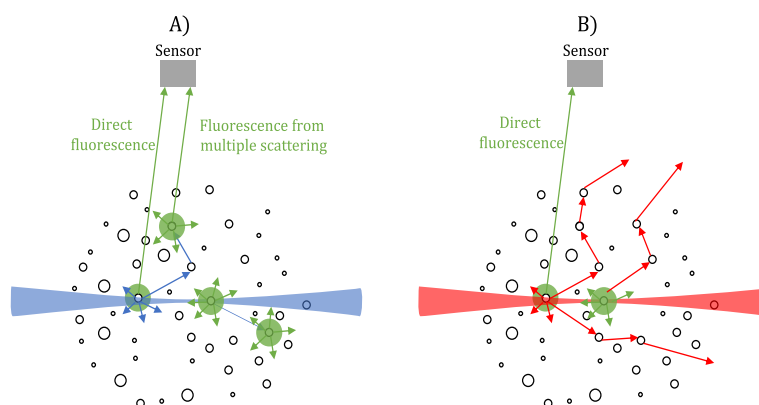


Figure 2: *Scheme of the fluorescence reaching the sensor after A) one-photon absorption and B) two-photon absorption*

3. Implementation of the measurement technique

3.1. Experimental setup

The simultaneous absorption of two photons is used to excite the fluorescent molecules from the ground state energy level to the excited state. Three fluorescent dyes including rhodamine B (RhB), eosin Y (EY) and rhodamine 6G (Rh6G) that can be easily dissolved into water, are considered to conduct the experiments. As shown in Figure 3, the laser beam generated by a femtosecond Ti:Sa laser passes through a polarizer that allows adjusting the power of the laser beam. Several mirrors are used to guide the beam to a microscope objective, which focuses the laser beam into the spray. A dichroic splitter makes it possible to collect the fluorescence light by the same microscope objective. After reflection by this dichroic splitter, a band filter allows the transmission of the fluorescence in the band 590 nm to 610 nm. A hybrid photomultiplier tube with a time jitter not greater than a few picoseconds, allows the event of a single photon to be time-stamped. The information is transferred to an acquisition card which determines the photon arrival times. When several photons reach the surface of the photomultiplier after a laser pulse, only the first one can be detected because the photomultiplier gets saturated and needs a dead time of several tens of nanoseconds to become active again. In practice, this forces us to reduce the laser power to avoid any statistical bias on the distribution of the photons' arrival time (pile-up effect).

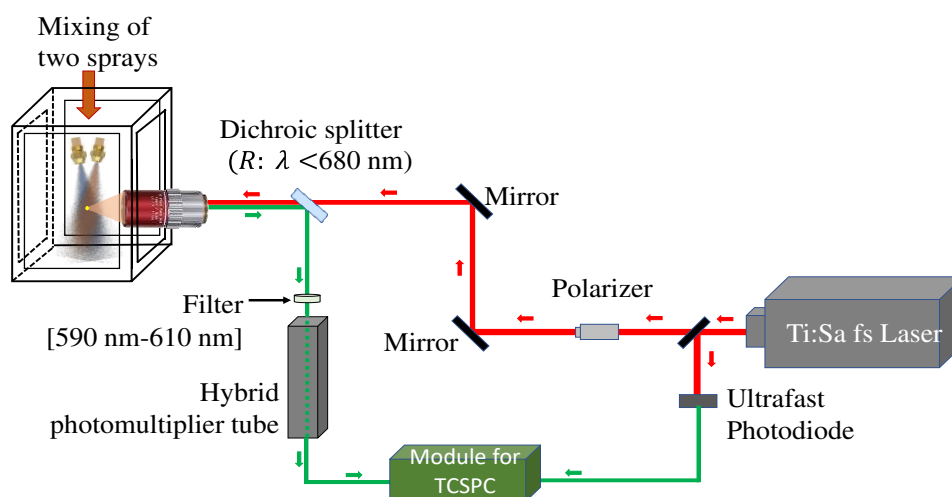


Figure 3: *Experimental setups*

3.2. Temperature calibration

Before measuring the droplet temperature in a spray, it is necessary to perform a preliminary study of the fluorescence lifetime evolution as a function of temperature. The fluorescence lifetime is measured in a cuvette at different temperatures. The liquid is heated by a thermal resistance while it is constantly stirred to ensure a uniform temperature. A thermocouple is placed a few millimeters from the LIF measurement volume to determine the liquid temperature.

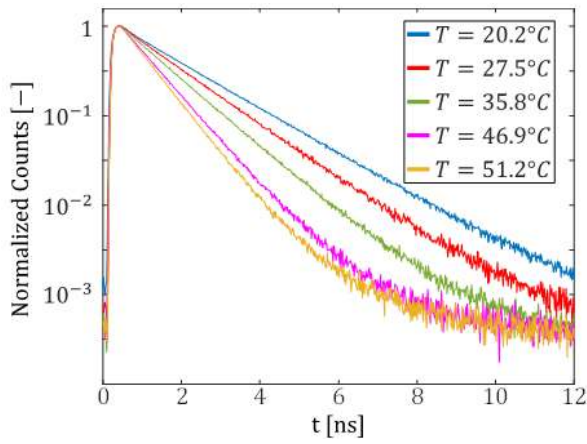


Figure 4: *Fluorescence decay of RhB at different temperatures.*

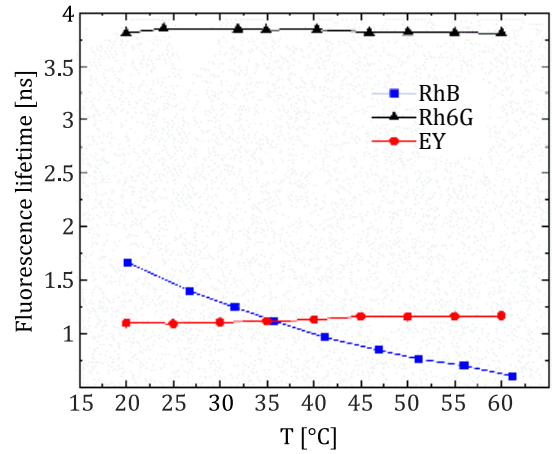


Figure 5: *Effect of the temperature on the fluorescence lifetimes of RhB, EY and Rh6G*

Figure 4 shows the fluorescence decay of RhB at different temperatures within the considered detection band. Based on equation (4), the relationship between the lifetime and temperature can be fitted as follows:

$$\ln(\tau) = \frac{19890}{8.314 \cdot T} - 7.631, \quad (5)$$

where T is expressed in K. Figure 5 shows the evolution of the lifetime τ in function of the temperature for the three fluorescent dyes. As observed, Rh6G has a long lifetime of approximately 3.7 ns, which is not sensitive to temperature while EY has a short lifetime about 1.1 ns whose temperature variation is very weak.

3.3. Characterization of the mixing between two sprays

3.3.1. The fluorescence model for a mixture (Rh6G and Eosin Y)

In general, for most fluorescent dyes, the fluorescence signal follows approximately a mono-exponential evolution:

$$F(t) = \exp^{-t/\tau} \quad (6)$$

hence, for a mixture of two sprays, one seeded by Rh6G (spray 1) and the other by Eosin Y (spray 2), the fluorescence decay can be described as:

$$F(t) = \alpha \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + (1 - \alpha) \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (7)$$

where the average coefficient α is given by:

$$\alpha = \frac{\delta_1 V_1 C_1}{\delta_1 V_1 C_1 + \delta_2 V_2 C_2} \quad (8)$$

the coefficient α is a parameter between 0 and 1, which is the function of the contribution of spray 1 to the signal. δ is the two-photon absorption cross-section of the dye. V_1 is the liquid volume from spray 1 and V_2 from spray 2 in the measurement volume. C_1 and C_2 are the respective concentrations of the dyes. Introducing the mixing fraction $\psi = \frac{V_1}{V_1 + V_2}$, equation (8) can be obtained as follows (9):

$$\alpha = \frac{\psi}{\psi + \beta (1 - \psi)} \quad (9)$$

where $\beta = \delta_2 C_2 / \delta_1 C_1$. Mixtures of different ratios of Rh6G and Eosin Y were prepared by adding solutions of different concentrations of Rh6G and Eosin Y to the cuvette.

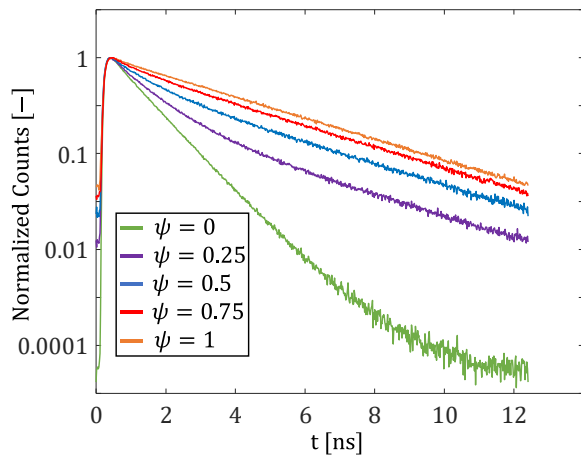


Figure 6: Fluorescence decay of the mixture (Rh6G/EY) in different proportions.

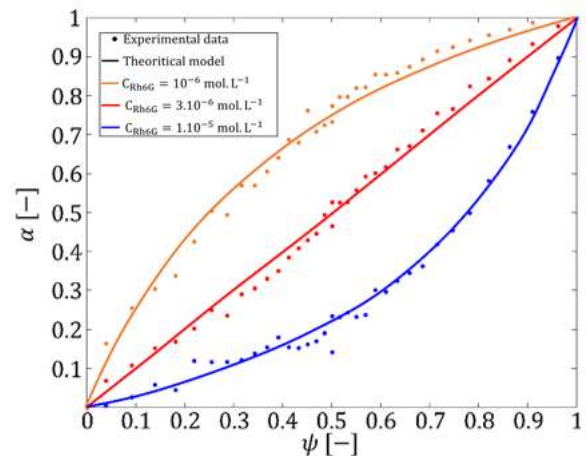


Figure 7: Evolution of the average coefficient α as a function of the mixing fraction ψ for different concentrations of Rh6G and EY.

Figure 6 shows the fluorescence decay for several values of ψ between 0 and 1 (where $C_{Rh6G} = 3 \times 10^{-6} \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1}$ and $C_{EY} = 10^{-5} \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1}$). The fluorescence decay is faster for $\psi=0$ (only EY is present). As the volume fraction of the solution containing Rh6G increases, the fluorescence lifetime of the mixture increases. The fluorescence signal decreases most slowly when it is pure Rh6G, which is in good agreement with the fact that Rh6G has a larger fluorescence lifetime than EY.

Figure 7 shows the evolution of the average coefficient α as a function of the mixing fraction ψ . Calibrations are carried out for these three concentration ratios $C_{Rh6G}/C_{EY}=0.1, 0.3$ and 1.05 . An acceptable agreement with the prediction of the model (Equation 9) is obtained by adjusting the value of β to 0.33, 1.0 and 3.5. From these observations, it can be deduced that the ratio of the two-photon absorption cross sections $\delta_{Rh6G}/\delta_{EY}$ is approximately equal to 3.3 at the laser wavelength of 700 nm. In the special case where $C_{Rh6G} = 3 \times 10^{-6} \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1}$ and $C_{EY} = 10^{-5} \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1}$, β is almost 1 which means that the average coefficient α is equal to the mixing fraction ψ . Fitting the fluorescence decay by a two-exponential curve makes it possible determining the value of α and thus the mixing fraction ψ . This method was first tested in the mixing of two sprays as a groundwork before undertaking temperature measurements.

3.3.2. Experiment A: The mixing of two spray seeded with Rh6G and EY

A hot spray filled with water and Rh6G ($T_1 = 59 \text{ }^\circ\text{C}$) and a cold spray seeded with water and EY at room temperature ($T_2 = 19 \text{ }^\circ\text{C}$) are injected with a slight tilt angle between them. The spraying system is mounted on translation stages, which allow moving the two sprays relatively to the optics. Figure 8 shows these experimental configurations. The white spot is the two-photon fluorescence volume. Since fluorescence is achieved by a two-photon absorption process, the fluorescence signal is locally proportional to the square of the laser light intensity. As a result, two-photon fluorescence is mainly produced near the focal point of the microscope objective, where the laser light is the most intense. The two-photon spot is about $120 \text{ } \mu\text{m}$ long, while the diameter of the laser beam is about $3 \text{ } \mu\text{m}$ at the waist. Extremely localized measurements can be thus achieved.

The yellow rectangle corresponds to the measurement regions covered by the scanning system. As shown in Figure 5, the lifetimes of Eosin Y and RH6G are almost independent on the temperature. Since τ_1 and τ_2 are known, it is possible to use experimental decays to determine the average parameter α in Equation 7 and thus the volume fraction of the mixture

of the two sprays without any ambiguity. Figure 9 shows the distribution of α in the mixing region, obtained by moving the fluorescence spot with a step of 0.5 mm. Field of α has a clear oblique symmetry. The left top and right bottom zones are almost full of the EY solution. Both sprays are identical (same spraying angle and flow rate), and the mixing fraction is found to be around 0.5 near the center of the mixing region, where there is a clear transition.

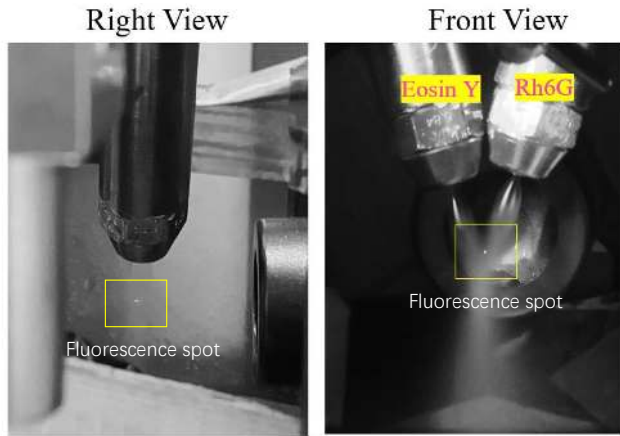


Figure 8: View of mixing spray (Rh6G and Eosin Y)

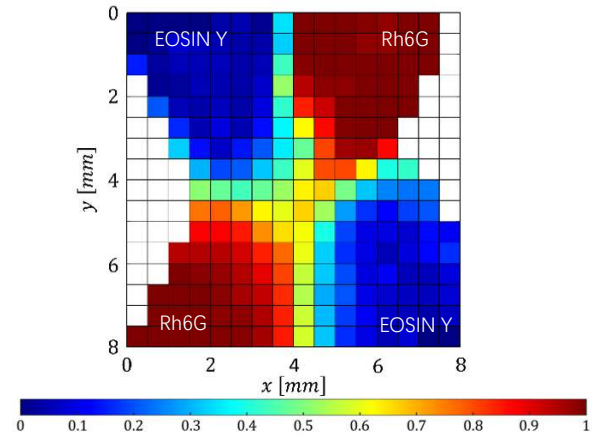


Figure 9: Distribution of average coefficient α in the mixing region (step=0.5mm)

3.3.3. Experiment B: cold and hot RhB

The decay of RhB is relatively more complex than that of EY and Rh6G due to its temperature-dependent lifetime, which naturally has a bi-exponential fluorescence decay that can be described as equation (10):

$$F(t) = \alpha \phi(\tau_1, t) + (1 - \alpha) \phi(\tau_2, t) \quad (10)$$

where F is the combination of two bi-exponentials and α is the average coefficient as before. the functional ϕ is a two-exponential (11) :

$$\phi(\tau, t) = a \exp\left(-\frac{t}{t_1}\right) + (1 - a) \exp\left(-\frac{t}{t_2}\right) \quad (11)$$

parameters a , t_1 and t_2 are temperature dependent, which can be expressed as a function of the average lifetime $\tau = a \tau_1 + (1 - a) \tau_2$, since τ varies monotonically with the temperature according to equation (4). The variations of a , t_1 and t_2 with the temperature could be obtained experimentally in a cuvette (Figure 4). Given that the two-photon absorption coefficient δ of RhB is temperature independent, parameter α can be assimilated to the mixing fraction ψ . The analysis of the fluorescence decay can be used to determine the mixing fraction ψ , as well as the temperature T_1 and T_2 of the two sprays.

Figure 10A) shows the distribution of the mixing temperature $T_m = \psi T_1 + (1 - \psi) T_2$ using a scan step of 0.5 mm. The blank zones in the image are the places where the fluorescence signal was too small to allow the acquisition of a reliable fluorescence decay over a duration of 1 minute. As expected, the temperature distribution displays similarities with the mixing fraction already shown in Figure 9. The mixing temperature T_m does not fully recover its initial value after the mixing region. The hot spray ($T_{inj} = 59^\circ \text{C}$) appears to get slightly cooler after the mixing, while the cold spray ($T_{inj} = 19^\circ \text{C}$) was heated up by a few $^\circ \text{C}$. Figure 10B) shows temperature measurements obtained by scanning with a more refined step of 0.1 mm. The data are in good agreement with A) and allow to observe more precisely the evolution of the mean temperature near the center of the mixing region.

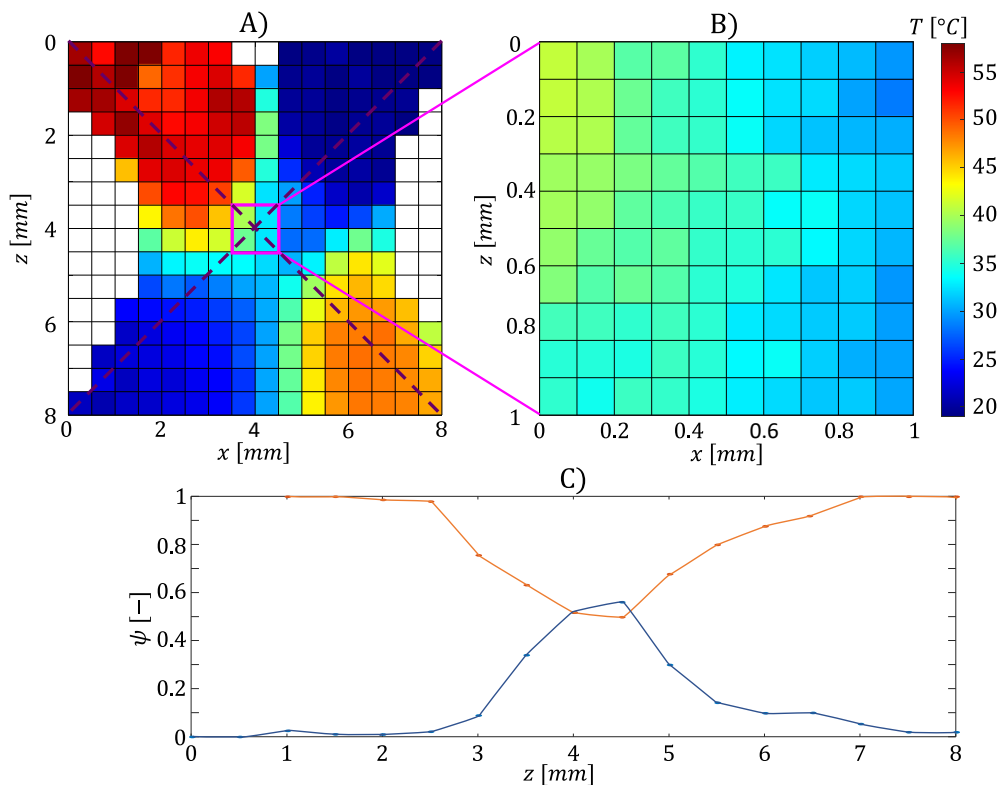


Figure 10: Evolution of the mixing temperature T_m and the mixing fraction ψ of RhB

Figure 10 C) shows the evolution of the volume fraction ψ along the diagonal lines which are drawn as violet dots in A). As expected, the value of ψ approaches 1 in the hot spray region and 0 in the cold spray region but a deviation (about 5%) is sometimes observed. Between $z = 3$ mm and $z = 5$ mm, ψ is varying due to the mixing of the sprays. On the diagonal of the hot spray, it is decreasing until about 0.5 while it increases to about 0.5 in the cold spray. Downstream to the mixing zone ($z > 5$ mm), the mixing fraction ψ returns separately and progressively to its initial value close to 0 and 1.

To evaluate the uncertainty on the measurements, a Monte Carlo method is employed. Fluorescence decays are built up by randomly choosing the arrival times of the photons while taking into account the decay model (Equation 7), the noise and the IRF (Instruments response function). The uncertainty on the average lifetime $\tau = a \tau_1 + (1 - a)\tau_2$ is always smaller than the uncertainty on τ_1 and τ_2 , because estimation errors compensate. All in all, the measurement error is about 1°C -2°C for the average temperature T_m . The uncertainty on the individual spray temperatures T_1 and T_2 depends on the temperature difference between the two sprays and their respective volume fraction. As an indication, it is of the order of 3°C-4°C while the uncertainty on the volume fraction ψ is about 0.04.

4. Conclusion

A new method for measuring the local temperature in sprays using two-photon absorption was developed and tested. The method is based on measuring the fluorescence lifetime of certain dyes for which the quantum yield is sensitive to temperature such as RhB. One of the main advantages of using the fluorescence lifetime (instead of the fluorescence intensity) relates to the fact that it is an intrinsic molecular property, which is not affected by fluctuations in excitation of the laser source or in the transmission of the fluorescence signal across the spray and the optics. Time-correlated single-photon counting (TCSPC) is well suited to carry out such measurements because of a high signal-to-noise ratio and its capability to characterize the

fluorescence decay in the time domain, which is useful to study the mixing of two sprays, when the fluorescence emissions of the two sprays fluoresce have sufficiently different lifetimes. By combining two-photon absorption and photon counting, it is possible to achieve very localized measurements within dense sprays. Photons from the laser that are scattered by the droplets are unlikely to give rise to two-photon absorption. The time decay of the fluorescence makes it possible to retrieve the temperature of the two sprays as well as their mixing fraction. For measuring the mixing fraction alone, the two sprays can be seeded separately with Eosin Y and Rh6G since these dyes have very different fluorescence lifetimes and are both insensitive to temperature. A combined measurement of temperature and mixing fraction is possible using RhB alone, when there is a sufficient temperature contrast between the two sprays. The bi-exponential behavior of the fluorescence decay of RhB must be taken into account to obtain acceptable values of mixing fraction and temperature.

References

- [1] Bachalo, W. D., & Houser, M. J. (1984). Phase/Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distributions. *Optical Engineering*, 23(5), 583-590.
- [2] Domann, R., & Hardalupas, Y. (2003). Quantitative measurement of planar droplet Sauter mean diameter in sprays using planar droplet sizing. *Particle & Particle Systems Characterization: Measurement and Description of Particle Properties and Behavior in Powders and Other Disperse Systems*, 20(3), 209-218.
- [3] Lemoine, F., & Castanet, G. (2013). Temperature and chemical composition of droplets by optical measurement techniques: a state-of-the-art review. *Experiments in fluids*, 54, 1-34.
- [4] Van Beeck, J. P. A. J., Giannoulis, D., Zimmer, L., & Riethmuller, M. L. (1999). Global rainbow thermometry for droplet-temperature measurement. *Optics letters*, 24(23), 1696-1698.
- [5] Mehdi, S., Yangpeng, L., Hadrien, C., Fabrice, L., Xishi, W., & Guillaume, C. (2021). Fluorescence lifetime measurements applied to the characterization of the droplet temperature in sprays. *Experiments in Fluids*, 62, 1-19.
- [6] Berezin, M. Y, & Achilefu, S. (2010). Fluorescence lifetime measurements and biological imaging. *Chemical reviews*, 110(5), 2641-2684.
- [7] Becker, W. (2005). *Advanced time-correlated single photon counting techniques* (Vol. 81). Springer Science & Business Media.

Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge the financial support of the ENERBATIN CPER program and the European FEDER program.

De la thermique vers la rhéologie : caractérisation des matériaux non Newtoniens via des événements thermiques

Qiao LIN^{1*}, Nadine ALLANIC¹, Pierre MOUSSEAU¹, Manuel GIRAULT², Rémi DETERRE¹

¹GEPEA Nantes Université, Oniris, CNRS, GEPEA, UMR 6144, F-44000 Nantes, France

²Institut P' CNRS-ENSMA-Université de Poitiers, UPR 3346, F86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

* (auteur correspondant : qiao.lin@univ-nantes.fr)

Résumé - L'identification de la viscosité en ligne de production des polymères est affectée par le débit du processus. Lorsque le débit est imposé, l'information pouvant être extraite sur la rhéologie de l'écoulement est limitée. Cette étude montre qu'il est possible d'utiliser une démarche thermique pour identifier une zone de fonctionnement (liée à un débit donné) sur une courbe de viscosité complexe, et de décrire cette zone par une loi de puissance locale à deux paramètres. Comparée à la rhéométrie conventionnelle qui identifie une viscosité apparente par débit, cette nouvelle démarche apporte plus d'informations sans demander de modifier le débit de la production.

1. Introduction

Dans le cadre de l'identification de la viscosité en ligne, où le débit d'écoulement est imposé par les paramètres de processus, des études récentes ont proposé différentes approches pour obtenir plus d'informations sur la rhéologie du fluide sans modifier la cadence de production [1–4]. Dans l'approche classique avec un écoulement dans une géométrie connue, le taux de cisaillement est calculé à partir du débit. Une valeur de viscosité est calculée à partir d'une mesure de pression pour le taux de cisaillement correspondant. Une des nouvelles démarches utilise la dissipation visqueuse et la convection [5]. La dissipation visqueuse est provoquée par le cisaillement au sein de l'écoulement. La convection entre l'écoulement et une surface de paroi est aussi corrélée au profil de vitesse de l'écoulement, qui dépend de la courbe de viscosité du fluide. Différente de la méthode conventionnelle qui utilise des capteurs de pression pour identifier une viscosité apparente à la paroi d'un écoulement pour un débit donné dans une géométrie connue [6], la démarche thermique apporte plus d'informations sur une certaine profondeur de l'écoulement par rapport à la paroi. Les premiers travaux réalisés ont permis de mettre au point une cellule de mesure thermo-rhéologique à mettre en ligne dans un procédé de mise en œuvre de type extrusion ou injection des matériaux polymères [7].

Imposant un écoulement annulaire dans ce dispositif instrumenté, il est montré qu'à partir des mesures de température à l'axe central du conduit (l'arbre central de la géométrie annulaire), la variation de la température due à la dissipation visqueuse à un débit constant permet d'indiquer un point critique sur la courbe de viscosité du fluide [5]. De plus, l'échange par convection entre l'écoulement de polymère et l'axe central est sensible à l'indice de pseudo-plasticité du polymère, décrit par une loi de puissance [8]. La loi de puissance en échelle logarithmique est en effet une droite ayant une pente constante définie par l'indice de pseudo-plasticité. Cependant, les polymères ont un comportement pseudo-plastique à taux de cisaillement élevé et un comportement Newtonien à faible taux de cisaillement, c'est-à-dire que la pente de la courbe de viscosité en échelle logarithmique varie et tend vers zéro quand le taux de cisaillement tend vers zéro (figure 1).

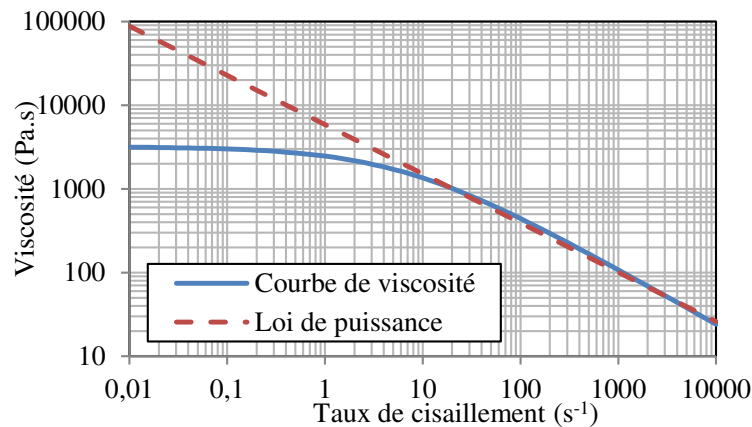


Figure 1 : Illustration de la viscosité d'un polymère

Dans ce papier, des simulations numériques de l'écoulement annulaire d'un polypropylène sont réalisées. Le comportement rhéologique du polymère est modélisé par une loi de Cross [9]. Des identifications inverses à partir des « mesures » simulées sont également effectuées pour vérifier la performance des méthodes thermiques dédiées à l'identification de la viscosité sur un matériau de type loi de Cross.

2. Démarche de l'étude

Les analyses sont effectuées sur un écoulement annulaire de polymère, pour appliquer les méthodes de caractérisation mentionnées dans [5]. Dans la figure 2, le polymère (domaine Ω_f) entre dans le conduit par la gauche et est guidé vers la partie annulaire ($z \geq 0$) par un cône à 45°. Les détails sur le modèle d'éléments finis sont précisés dans [7]. Les quatre thermocouples virtuels sont à la surface de l'axe central, comme dans le dispositif réel, à l'équidistance de $z = 6$ mm à $z = 34$ mm. Dans le dispositif réel et dans le modèle, les sorties (à gauche de la figure 2) sont suffisamment éloignées en aval de la zone instrumentée des thermocouples. C'est-à-dire que la condition thermique à la sortie a peu d'influence sur la zone d'étude. Ici dans le modèle (figure 2), une condition de Neumann est appliquée. La condition de Dirichlet (T_w) aux parois extérieures a également peu d'influence sur la zone d'étude à l'axe central, car ce dernier est immergé dans l'écoulement de polymère (à haute vitesse et peu conducteur thermiquement). L'écoulement de polymère (avec un grand nombre de Graetz [10]) est une barrière thermique qui empêche les éventuelles perturbations externes d'atteindre les mesures de température sur l'axe central [7].

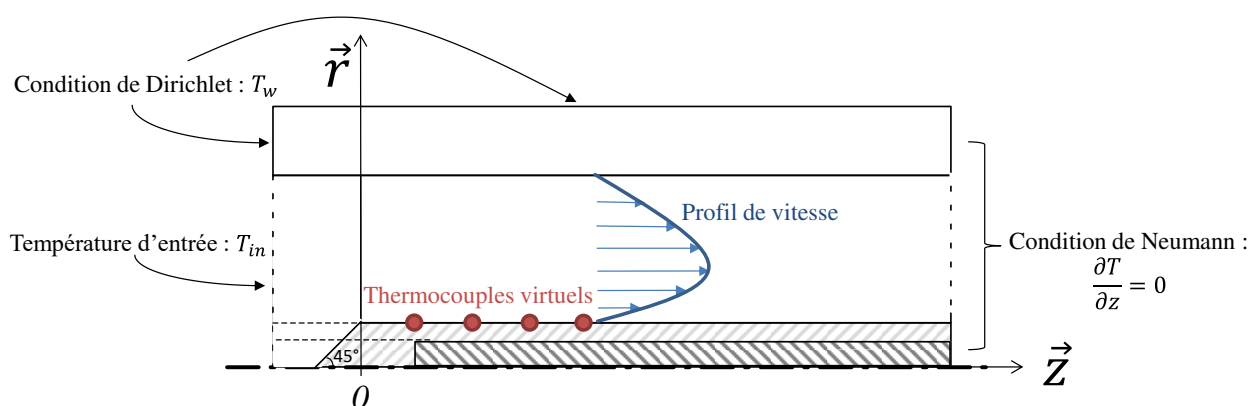


Figure 2 : Schéma de l'écoulement annulaire dans la cellule de mesure thermo-rhéologique

La loi de puissance [11,12] s'écrit comme l'équation 1,

$$\eta = K\dot{\gamma}^{n_p-1} \quad (1)$$

avec η la viscosité dynamique, K le facteur de consistance, $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement généralisé et n_p l'indice de loi de puissance ($0 < n_p < 1$ pour les matériaux rhéo-fluidifiants tels que les polymères). Cette loi de comportement rhéologique est adoptée dans le modèle d'éléments finis utilisé comme modèle direct pour l'identification de la viscosité par méthode inverse :

- Dans [5], le modèle avec une loi de puissance a démontré sa capacité à identifier un point critique (viscosité, taux de cisaillement) en exploitant la variation de température de l'axe central due à la dissipation visqueuse d'un écoulement annulaire à un débit donné. Pour un débit différent, un différent point critique peut être obtenu.
- Dans un écoulement annulaire de type loi de puissance à un débit donné, le profil de vitesse ne dépend que de l'indice n_p [5,13]. Or, l'échange par convection entre l'axe central et l'écoulement est lié au profil de vitesse. L'indice de loi de puissance n_p peut également être identifié par la méthode de convection présentée dans [8]. (Pour provoquer l'échange par convection, [8] utilise une résistance chauffante dans l'axe central pour générer un écart de température entre l'axe central et l'écoulement entrant dans la géométrie annulaire.)

En résumé, il est possible d'identifier un point critique ($\dot{\gamma}_c, \eta_c$) (via la dissipation visqueuse) et l'indice n_p (via la convection) d'une loi de puissance, qui est, en effet, une droite ayant une pente constante ($n_p - 1$) en échelle logarithmique. Il est donc possible de tracer une droite à partir d'un point et d'une pente. Néanmoins, toutes les lois de viscosité ne sont pas des droites en échelle logarithmique.

On rappelle que l'objectif de ce papier est de tester numériquement cette démarche d'identification de la viscosité via des événements thermiques sur un matériau de type loi de Cross [9] (équation 2) :

$$\eta = \eta_0 / \left[1 + \left(\frac{\eta_0}{\tau^*} \dot{\gamma} \right)^{1-n} \right] \quad (2)$$

avec η_0 la viscosité au taux de cisaillement nul, n l'indice de puissance ($0 < n < 1$ pour les matériaux rhéo-fluidifiants) et τ^* le niveau de contrainte critique à la transition vers le régime rhéo-fluidifiant. Ici, $(n - 1)$ est la pente de la loi de Cross en échelle logarithmique quand $\dot{\gamma} \rightarrow +\infty$.

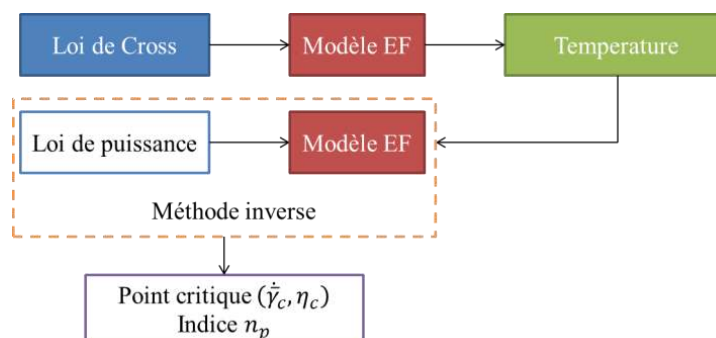


Figure 3 : Protocole de test numérique pour la démarche d'identification de la viscosité via des événements thermiques sur un matériau de type loi de Cross

Le protocole (figure 3) est le suivant :

1. Simulations numériques en utilisant le modèle d'éléments finis avec la loi de Cross
 - pour les paramètres du Polypropylène PPC 9642 à 195 °C : $\eta_0 = 3192,75$ Pa.s, $\tau^* = 19996,2$ Pa et $n = 0,3387$ selon les bases de données de matériaux du logiciel « Autodesk® Moldflow® »
 - à deux débits différents ($0,565$ cc.s⁻¹ pendant 30 s et $56,5$ cc.s⁻¹ pendant 1,3 s)
 - afin d'obtenir des mesures virtuelles de température sur l'axe central du conduit ;
2. Identification de la viscosité (via la dissipation visqueuse et la convection) en utilisant le modèle d'éléments finis avec la loi de puissance comme modèle direct dans la méthode inverse
 - à partir des mesures virtuelles de température simulées dans l'étape précédente.

Un point critique ($\dot{\gamma}_c, \eta_c$) et une valeur de l'indice n_p sont calculés pour chaque débit dans la figure 3. Les démarches pour l'obtention de point critique et de n_p sont détaillées dans [5,8].

3. Résultats et discussion

Deux points critiques ($2332,1$ Pa.s – $1,4$ s⁻¹ et $500,6$ Pa.s – $80,5$ s⁻¹) sont identifiés respectivement pour les deux débits ($0,565$ cc.s⁻¹ et $56,5$ cc.s⁻¹), et présentés dans la figure 4 avec la loi de Cross du PPC 9642. Les valeurs de n_p identifiées sont respectivement $0,787$ et $0,393$ pour les deux débits. Pour chaque débit, une loi de puissance locale est tracée à partir du point critique et de la valeur de n_p correspondant (figure 4).

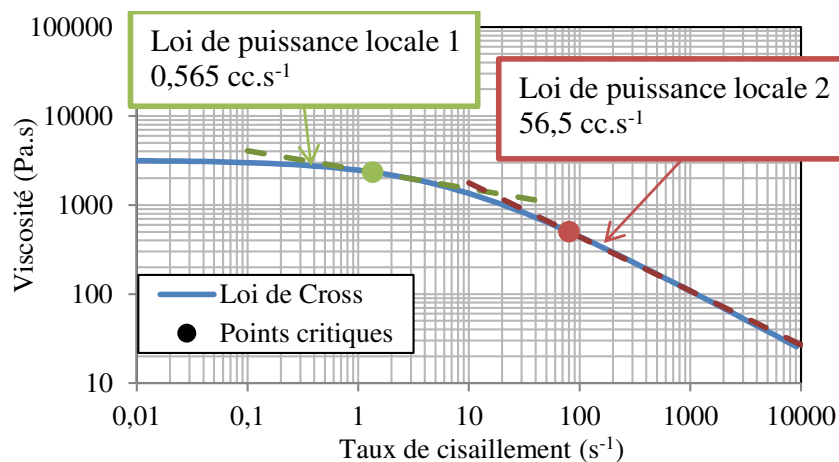


Figure 4 : Comparaison des points critiques et des lois de puissance locales avec la loi de Cross du PPC 9642

La figure 4 montre bien que les points critiques identifiés sont sur la loi de Cross et que les pentes des lois de puissance locales, liées aux valeurs de n_p , sont corrélées à la dérivée $[\partial \ln \eta / \partial \ln \dot{\gamma}]$ de la loi de Cross au niveau des points critiques. La loi de puissance locale pour un débit à $56,5$ cc.s⁻¹ représente bien la loi de Cross en régime de cisaillement élevé. Celle à $0,565$ cc.s⁻¹ se retrouve dans la zone de transition entre le régime Newtonien et le régime rhéo-fluidifiant.

Pour montrer la capacité de ces lois de puissance locales à représenter un écoulement de type loi de Cross, des profils de vitesse sont calculés respectivement avec la loi de Cross du PPC 9642 et la loi de puissance locale au débit correspondant :

- à $0,565 \text{ cc.s}^{-1}$
 - un profil de vitesse calculé avec la loi de Cross ;
 - un profil de vitesse calculé avec la loi de puissance locale 1 (figure 4) ;
- à $56,5 \text{ cc.s}^{-1}$
 - un profil de vitesse calculé avec la loi de Cross ;
 - un profil de vitesse calculé avec la loi de puissance locale 2 (figure 4).

Afin de mieux illustrer et de comparer les profils de vitesse à différents débits, les vitesses sont divisées par la vitesse moyenne pour chaque débit et présentées sur la figure 5. Le rayon de l'axe central est de 4 mm. L'écoulement annulaire se situe entre $r = 4 \text{ mm}$ et $r = 10 \text{ mm}$.

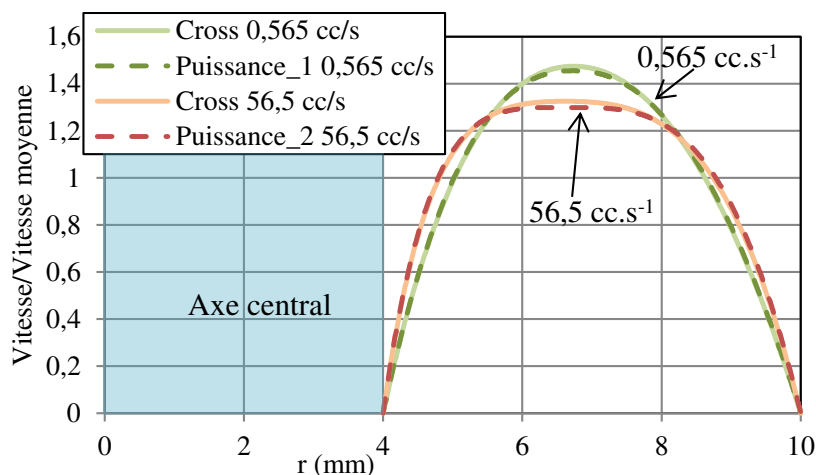


Figure 5 : Profils de « vitesse/vitesse moyenne » calculés avec la loi de Cross et les lois de puissance locales

Les profils de vitesse calculés avec les lois de puissance locales sont proches de ceux calculés avec la loi de Cross (figure 5). Les lois de puissance locales sont efficaces pour représenter le comportement rhéologique du matériau dans les plages d'écoulement correspondantes.

Quand la vitesse d'un écoulement annulaire du type loi de puissance est divisée par la vitesse moyenne, son profil ne dépend que de l'indice n_p [5,13]. Dans la figure 5, le profil de vitesse moins « pointu » pour un débit de $56,5 \text{ cc.s}^{-1}$ correspond à une valeur de n_p plus petite. En effet, en fonction du débit de l'écoulement, un polymère du type loi de Cross peut avoir un profil de vitesse plus proche du cas Newtonien (débit faible) ou plus rhéo-fluidifiant (débit élevé). Grâce à ce phénomène, l'indice n_p d'une loi de puissance locale peut être déterminé avec la méthode de convection pour un débit donné.

La dissipation visqueuse (puissance volumique) peut être calculée à partir du profil de taux de cisaillement – la dérivée de la vitesse. On peut comparer les profils de dissipation visqueuse de la même façon, en divisant la dissipation visqueuse par sa moyenne pour chaque cas. Ces résultats sont présentés dans la figure 6.

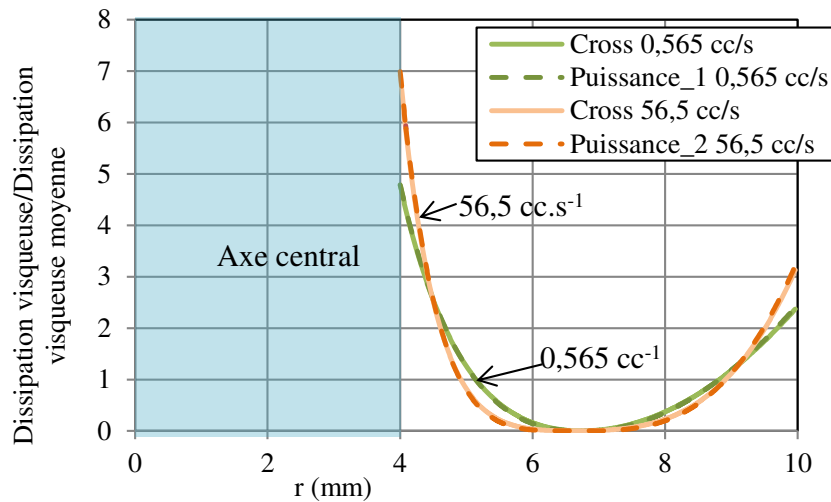


Figure 6 : Profils de « dissipation visqueuse/dissipation visqueuse moyenne » calculés avec la loi de Cross et les lois de puissance locales

Les lois de puissance identifiées permettent de reproduire les mêmes profils de dissipation visqueuse (figure 6).

Quand les profils de dissipation visqueuse et de vitesse calculés par les lois identifiées sont proches de ceux de référence, la chaleur va être générée de même façon au sein de l'écoulement et être apportée de même façon vers l'axe central par convection. Les mesures de température sur l'axe central seront également très proches entre le cas de la loi de Cross et celui d'une loi de puissance identifiée. On enregistre les profils de température le long de l'axe central du conduit pour réaliser une comparaison. Ces profils sont pris à la surface de l'axe central comme les thermocouples virtuels se situent également à la surface de l'axe (figure 2).

Les profils de température obtenus à $56,5 \text{ cc.s}^{-1}$ avec la loi de Cross sont présentés dans la figure 7, sous forme de points de mesures virtuelles à différents instants. Les profils de température reconstruits à l'aide de la loi de puissance locale 2 y sont également tracés. Les conditions de température utilisées sont $T_{in} = T_w = 473,15 \text{ K}$ (figure 2).

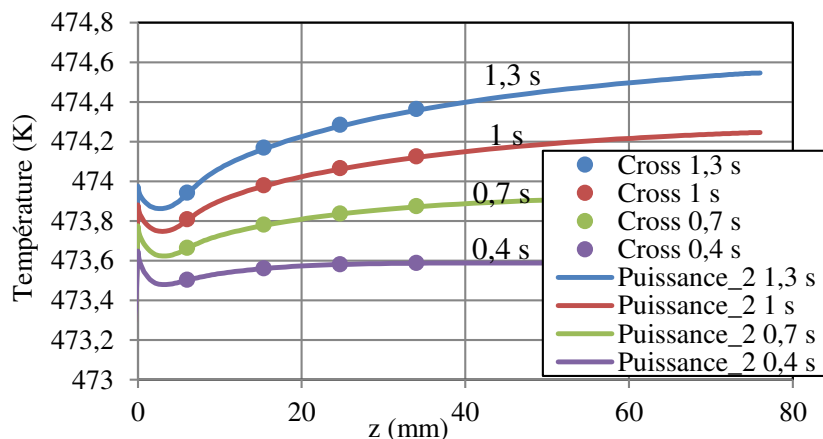


Figure 7 : Profils de température le long de l'axe central à différents instants calculés avec la loi de Cross et la loi de puissance locale 2

On constate dans la figure 7 qu'il y a déjà de l'auto-échauffement ($T > T_{in}$) à la position $z = 0 \text{ mm}$ en raison de la forme conique à l'extrémité de l'axe central pour $z < 0 \text{ mm}$ (figure 2).

Du fait de la dissipation visqueuse, la température augmente le long de l'axe central et atteint son maximum à la sortie de l'écoulement, où une condition de Neumann est imposée (figure 2). La figure 7 montre qu'une loi puissance locale identifiée permet de reconstruire correctement le champ de température utilisé dans la méthode inverse.

Le champ de température à $0,565 \text{ cc.s}^{-1}$ évolue de la même façon que celui sur la figure 7 mais avec moins d'amplitude. En effet, son amplitude est si faible ($< 0,03 \text{ K}$) qu'elle est pratiquement impossible à mesurer. Dans cet article, nous choisissons le cas avec le débit à $0,565 \text{ cc.s}^{-1}$ (quasiment en régime Newtonien) pour bien le différencier du cas pseudo-plastique afin de démontrer le mécanisme de la loi de puissance locale à l'aide d'outils numériques. Pour d'autres gammes de taux de cisaillement, d'autres lois de puissance locales peuvent être déterminées.

Les profils de température adimensionnée en régime stationnaire sont présentés dans la figure 8. Pour faciliter la représentation de différents profils de température sur la même figure, les températures sont adimensionnées par rapport à la température d'entrée ($T_{in} = T_w = 473,15 \text{ K}$, figure 2) du modèle d'éléments finis et à la température maximale de chaque profil : $(T - T_{in}) / \max(T - T_{in})$. La figure 8 montre que les lois de puissance locales sont performantes comme la loi de Cross pour prédire la variation de la température sur l'axe central.

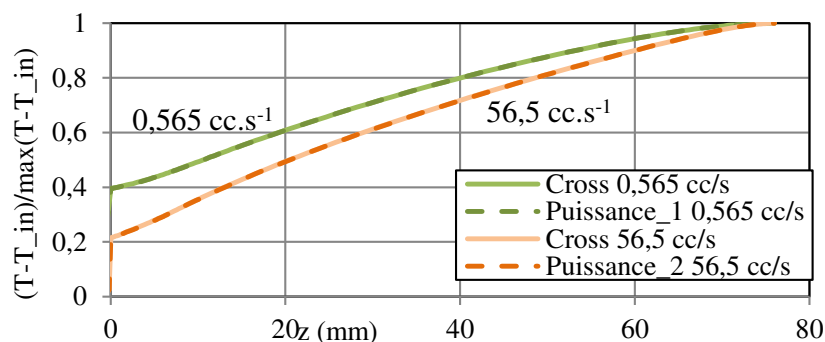


Figure 8 : Profils de température adimensionnés le long de l'axe central en régime stationnaire calculés avec la loi de Cross et les lois de puissance locales

À partir d'une loi de puissance locale pour un débit donné, il est également possible d'identifier un segment dominant (une plage de taux de cisaillement) sur une loi de viscosité complexe. Dans la figure 4, on voit que la loi de puissance locale 1 est proche de la loi de Cross, pour une plage de taux de cisaillement de $0,5$ à 5 s^{-1} . Pour la loi de puissance locale 2, cette plage est de 30 à 3000 s^{-1} .

Selon les simulations, les plages de taux de cisaillement dans l'écoulement sont :

- de 0 à $2,96 \text{ s}^{-1}$ pour le débit à $0,565 \text{ cc.s}^{-1}$,
- de 0 à 452 s^{-1} pour le débit à $56,5 \text{ cc.s}^{-1}$,

avec les valeurs maximales sur la surface de l'axe central.

4. Conclusion

Des études numériques sont menées pour appliquer virtuellement des méthodes d'identification de la viscosité sur un matériau de type loi de Cross. Ces méthodes d'identification sont basées sur des événements thermiques (dissipation visqueuse et convection) et sur un modèle de type loi de puissance [5].

Le résultat montre qu'il est possible, à partir d'un débit constant, d'identifier une loi de puissance locale à deux paramètres pour une plage de taux de cisaillement fonctionnelle d'une

loi de puissance complexe. Par rapport aux démarches rhéométriques conventionnelles, les mesures thermiques offrent d'autres types d'information sur la viscosité. Ces méthodes thermiques sont adaptées pour la métrologie en ligne où le débit de production est imposé.

Actuellement, seule la méthode de dissipation visqueuse est testée expérimentalement pour une gamme limitée de taux de cisaillement [14]. D'autres études sont en cours.

Références

- [1] P. Wappler, T. Horter, R. Kulkarni, T. Guenther, K.-P. Fritz, A. Zimmermann, Development of a nozzle capillary viscometer for inline viscosity measurement of thermoplastics, *Int J Adv Manuf Technol.* (2022). <https://doi.org/10.1007/s00170-021-08394-4>.
- [2] N.H. Abu-Zahra, Real-time viscosity and density measurements of polymer melts using dielectric and ultrasound sensors fusion, *Mechatronics.* 14 (2004) 789–803. <https://doi.org/10.1016/j.mechatronics.2003.11.001>.
- [3] Y. Uludag, M.J. McCarthy, G.A. Barrall, R.L. Powell, Polymer Melt Rheology by Magnetic Resonance Imaging, *Macromolecules.* 34 (2001) 5520–5524. <https://doi.org/10.1021/ma001543w>.
- [4] C. Pujos, Estimation de la rhéologie d'un polymère dans une filière d'extrusion - Simulation d'écoulement avec transferts thermiques et inversion de mesures, *These de doctorat, Bordeaux 1,* 2006.
- [5] Q. Lin, N. Allanic, R. Deterre, P. Mousseau, M. Girault, In-line viscosity identification via thermal-rheological measurements in an annular duct for polymer processing, *International Journal of Heat and Mass Transfer.* 182 (2022) 121988. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121988>.
- [6] B. Rabinowitsch, Über die viskosität und elastizität von solen, *Zeitschrift Für Physikalische Chemie.* 145 (1929) 1–26.
- [7] Q. Lin, N. Allanic, P. Mousseau, Y. Madec, G. Beau, R. Deterre, On-line melt temperature measurements for polymer injection molding through an instrumented annular duct, *Polymer Engineering & Science.* 62 (2022) 3994–4004. <https://doi.org/10.1002/pen.26161>.
- [8] Q. Lin, N. Allanic, M. Girault, R. Deterre, P. Mousseau, A New Solution for Viscosity Identification in a Polymer Production Line via Convection Analysis, *Key Engineering Materials.* 926 (2022) 1914–1920. <https://doi.org/10.4028/p-05ji5t>.
- [9] M.M. Cross, Rheology of non-Newtonian fluids: a new flow equation for pseudoplastic systems, *Journal of Colloid Science.* 20 (1965) 417–437.
- [10] J.-F. Agassant, P. Avenas, *Mise en forme des polymères (4e éd.): Approche thermomécanique de la plasturgie,* Lavoisier, 2014.
- [11] W. Ostwald, About the rate function of the viscosity of dispersed systems, *Kolloid Z.* 36 (1925) 99–117.
- [12] A. de Waele, Viscometry and plastometry, *Journal of Oil and Colour Chemists' Association.* 6 (1923) 33–88.
- [13] R. Deterre, F. Nicoleau, Q. Lin, N. Allanic, P. Mousseau, The flow of power-law fluids in concentric annuli: A full analytical approximate solution, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics.* 285 (2020) 104392. <https://doi.org/10.1016/j.jnnfm.2020.104392>.
- [14] Q. Lin, N. Allanic, P. Mousseau, M. Girault, R. Deterre, Monitoring and viscosity identification via temperature measurement on a polymer injection molding line, *International Journal of Heat and Mass Transfer.* 206 (2023) 123954. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.123954>.

Identification de la transmittance thermique transitoire d'un mur par déconvolution anisochrone

Denis MAILLET^{1*}, Benjamin REMY¹

¹Laboratoire Energies et Mécanique Théorique et Appliquée, Université de Lorraine et CNRS
ENSEM – 2, avenue de la Forêt de Haye - 54505 Vandoeuvre cedex

*(auteur correspondant : denis.maillet@univ-lorraine.fr)

Résumé - Si certaines conditions sont respectées, le modèle le plus simple reliant une excitation thermique à sa réponse en température en un point d'un système matériel, soumis à de la conduction transitoire de la chaleur en 3D est un modèle convolutif. Le problème de l'estimation de la réponse impulsionnelle, ici une transmittance, à partir de mesures bruitées, de l'entrée et de la sortie, est un problème inverse mal-posé, du fait de la présence d'un bruit sur chacun de ces deux signaux. Une nouvelle méthode, basée sur une paramétrisation non isochrone de l'entrée et de la transmittance, est testée ici pour un mur homogène en 1D, la sortie étant la température en face arrière et l'entrée la température en face avant.

1. Introduction

Les modèles convolutifs permettent d'exprimer l'évolution dynamique d'un signal de sortie, une température locale par exemple, en fonction d'une entrée, une puissance thermique par exemple, et d'une réponse impulsionnelle lorsque certaines conditions sont réunies : i) le système thermique est régi par une équation de la chaleur et à des conditions associées qui sont Linéaires avec des coefficients Invariants en Temps (système mathématique LIT), ii) la source transitoire est unique et séparable, c'est-à-dire qu'elle peut s'écrire comme le produit d'une fonction de l'espace (son support) par une fonction du temps (son intensité) et iii) le régime préexistant, avant imposition de la source, est permanent, mais non nécessairement uniforme. En thermique ceci est le cas en diffusion pure, si les propriétés thermophysiques du système, ainsi que les coefficients d'échange, n'évoluent pas en temps, même s'ils peuvent varier dans l'espace. C'est encore le cas en advection-diffusion, par exemple dans un milieu poreux ou un échangeur, si le champ des vitesses du ou des fluides est permanent. Ces modèles convolutifs sont alors des modèles réduits aussi exacts que les modèles numériques permettant de résoudre les équations aux dérivées partielles correspondantes, c'est-à-dire l'équation de la chaleur associée éventuellement à celles de Navier Stokes. Si l'on dispose d'une telle solution numérique pour une forme temporelle donnée de la source, une déconvolution, c'est-à-dire la résolution par moindres carrés d'un système linéaire basé sur une matrice de sensibilité exacte, permet d'identifier la réponse impulsionnelle du système, qui présente alors l'avantage d'être indépendante de l'excitation [1]. Par contre, si entrée et sortie sont mesurées, ce qui est le cas en identification expérimentale, le problème inverse est alors mal-posé, du fait de la présence d'un bruit sur chacun de ces deux signaux. Une régularisation, par exemple par pénalisation de Tikhonov, ou par troncature des valeurs singulières, devient alors obligatoire pour obtenir une estimation stable de la réponse, estimation qui peut être plus ou moins biaisée. Une des origines du mauvais conditionnement de la matrice de sensibilité provient de la méconnaissance du support temporel de la réponse impulsionnelle, ce qui conduit à rechercher sa valeur en des instants où elle est nulle. L'étude est effectuée ici en diffusion pure 1D, sur des réponses exactes en température en face arrière d'une plaque homogène, à des excitations données en face avant et ce, sans ou avec bruit de mesure.

2. Problème direct

On considère une plaque plane homogène (épaisseur e , conductivité λ , chaleur volumique ρc), la diffusivité thermique étant $a = \lambda / (\rho c)$. Sa face avant est soumise à un flux thermique (puissance surfacique thermalisée) en créneau temporel $\phi(t) = \phi_{\max} (H(t) - H(t - t_{door}))$, où $H(\cdot)$ est la fonction de Heaviside, et t_{door} sa durée. La face arrière est soumise à des pertes linéaires, caractérisées par un coefficient d'échange h_r , avec la température de l'environnement égale à T_∞ . Le champ de température initial est supposé uniforme au même niveau T_∞ . L'équation de la chaleur, ainsi que les conditions initiale et limite s'écrivent alors :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} ; -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} = \phi(t) \text{ pour } x = 0 ; -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} = h_r \theta \text{ pour } x = e ; \theta = 0 \text{ pour } t = 0 \quad (1)$$

où $\theta(x, t) = T(x, t) - T(x, 0)$ est l'élévation de température par rapport à l'état initial. La solution de ce problème de diffusion 1D est calculée dans l'espace de Laplace, pour l'échauffement en face avant, en appelant p la variable de Laplace :

$$\bar{u}(p) = \bar{z}_f(p) \bar{\phi}(p) \quad \text{où} \quad u(t) = \theta(0, t) \quad \text{et} \quad \bar{\phi}(p) = \phi_{\max} \frac{1}{p} (1 - \exp(-p t_{door})) \quad (2)$$

où $\bar{z}_f(p)$ est l'impédance d'entrée, qui s'écrit, en utilisant la méthode des quadripôles [1] :

$$\bar{z}_f(p) = \frac{A + h_r B}{C + h_r A} \quad \text{avec} \quad A = \cosh(es) ; B = \frac{1}{\lambda s} \sinh(es) ; C = \lambda s \sinh(es) ; s = \sqrt{p/a} \quad (3)$$

Ici, nous recherchons l'échauffement en face arrière $y(t) = \theta(e, t)$. Dans l'espace de Laplace, ce dernier s'écrit à l'aide de l'impédance opérationnelle en face arrière $\bar{z}_r(p)$:

$$\bar{y}(p) = \bar{z}_r(p) \bar{\phi}(p) \quad \text{où} \quad \bar{z}_r(p) = \frac{1}{C + h_r A} \quad (4)$$

Nous travaillons ici à partir du modèle convolutif où l'entrée est l'échauffement $u(t)$ en face avant

(une « pseudo source », car la vraie source est la puissance surfacique imposée $\phi(t)$) et la sortie celui en face arrière, la réponse impulsionnelle étant alors la transmittance thermique en température $w(t)$ de la plaque [2]. Dans l'espace de Laplace, ce modèle s'écrit:

$$\bar{y}(p) = \bar{w}(p) \bar{u}(p) \quad \text{où} \quad \bar{w}(p) = \frac{\bar{z}_r(p)}{\bar{z}_f(p)} = \frac{1}{A + h_r B} \quad (5)$$

Le retour dans l'espace temporel est effectué en utilisant l'algorithme de den Iseger [3]. Les quatre fonctions sont tracées en figure 1, pour des données figurant en Table 1 et pour un horizon $[0, t_f]$.

grandeur	λ	ρc	e	ϕ_{\max}	h_r	t_f	t_{door}	m
valeur	0,2	$5,0 \cdot 10^5$	5	400	1500	300	60	1000
unité	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$	mm	W.m^{-2}	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	s	s	-

Tableau 1 : Données de la simulation directe

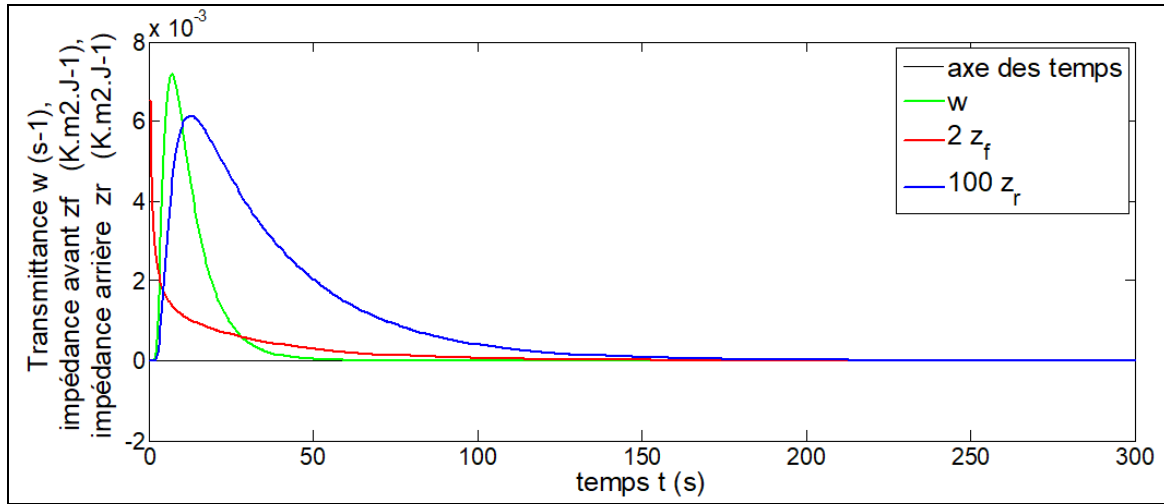


Figure 1 : Réponses impulsionnelles des faces avant et arrière de la plaque

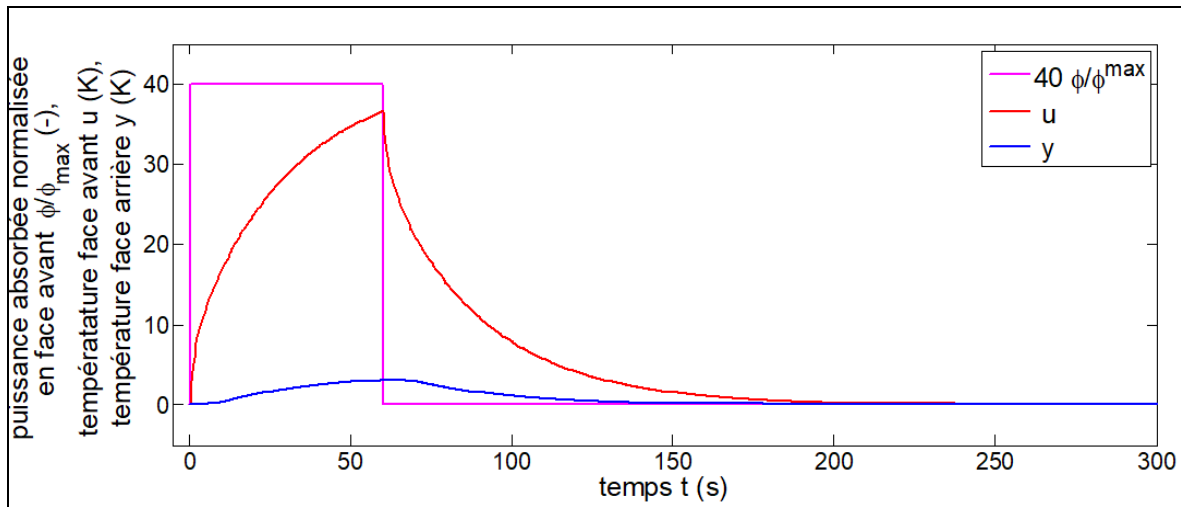


Figure 2 : Puissance absorbée en face avant et réponses en température avant et arrière

3. Echantillonnage ou paramétrisation isochrone des trois fonctions du produit convolutif

Dans l'espace temporel, le modèle (4) s'écrit comme un produit de convolution :

$$y(t) = \int_0^t h(t') u(t-t') dt' \quad (6)$$

En temps discret, après une quadrature, celui-ci devient, à l'instant $t_k = k \Delta t$, $\Delta t = t_f / m$ étant le pas et l'indice k variant de 1 à m :

$$y_k = y(t_k) \approx \Delta t \sum_{j=1}^k \tilde{h}_j \tilde{u}_{k-j+1} \quad \text{où} \quad \tilde{x}_{\leq j} = \frac{1}{\Delta t} \hat{x}_j \quad \text{pour } x = h \text{ ou } u \quad (7)$$

$$\text{et} \quad \hat{x}_j = \int_{t_{j-1}}^{t_j} x(t) dt \approx \frac{\Delta t}{2} (x_j + x_{j-1}) \quad \text{où} \quad x_j = x(t_j)$$

Dans cette notation \hat{x}_j est la dose de toute fonction $x(t)$ sur l'intervalle $]t_{j-1}, t_j]$, tandis que \tilde{x}_j est sa moyenne arithmétique sur le même intervalle. On donne ici une forme vectorielle à ce produit :

$$\mathbf{y} = \mathbf{M}(\mathbf{u}) \quad \mathbf{w} = \mathbf{M}(\mathbf{w}) \mathbf{u} \quad \text{où} \quad \mathbf{y} = [y_1 \quad y_2 \quad y_3 \quad \cdots \quad y_k]^T \quad \text{avec} \quad \mathbf{M}(\mathbf{x}) \equiv \Delta t \mathbf{N}^2(f) \mathbf{N}(\mathbf{x}) \quad (8a)$$

quelques valeurs négatives aux temps très courts, ce n'est plus le cas après son maximum, où des oscillations importantes apparaissent. Comme l'estimation de la transmittance est globale du fait d'une paramétrisation non locale, il n'existe aucun critère objectif pour reconstituer la partie monotone décroissante de cette fonction, avec une asymptote nulle aux temps longs.

5. Paramétrisation de l'entrée et de la transmittance sur une base de fonctions constantes par morceaux non isochrones

En partant du constat précédent, nous avons cherché à changer la paramétrisation de u et w , en utilisant leurs projections sur une base non plus globale, mais au contraire locale, de fonctions. Nous introduisons alors les cumuls U et W de ces deux signaux, qui s'écrivent vectoriellement, en utilisant des lettres capitales pour $x = u$ ou w et en considérant tout le domaine temporel ($k = m$ dans 8a et 8b) :

$$X(t) = \int_0^t x(t) dt \Rightarrow X = \Delta t \mathbf{N}(g) \mathbf{N}(f) x \Leftrightarrow x = \frac{1}{\Delta t} \mathbf{N}(f^+) \mathbf{N}(g^+) X \quad (9)$$

où $g = [1 \ 1 \ 1 \ \dots \ 1]^T$ et $f^+ = 2 [1 \ -1 \ 1 \ -1 \ \dots \ (-1)^{m-1}]^T$; $g^+ = [1 \ -1 \ 0 \ \dots \ 0]^T$

La relation (8b) s'écrit alors :

$$y = \mathbf{B} W \quad \text{où} \quad \mathbf{B} = \frac{1}{\Delta t} \mathbf{N}^2(g^+) \mathbf{N}(U) = \frac{1}{\Delta t} \mathbf{N}(\Delta^2 U) \quad \text{avec} \quad \Delta^2 U = \mathbf{N}^2(g^+) U \quad (10)$$

Le vecteur W , c'est-à-dire l'intégrale de la réponse impulsionnelle w , est ici la réponse indicielle, tandis que la matrice de Toeplitz \mathbf{B} est la matrice de sensibilité de la sortie y à cette dernière. L'équation (10) montre que les vecteurs des sensibilités, c'est-à-dire les colonnes de \mathbf{B} sont, au décalage temporel près, les composantes du Laplacien temporel discret $\Delta^2 U$ de la réponse indicielle. Ceci signifie que les coefficients de sensibilité aux différentes composantes de W sont nuls si la fonction $U(t)$ est linéaire. Donc les intervalles temporels où $U(t)$ est localement linéaire, c'est-à-dire où $u(t)$ est localement constante, n'apportent aucune information sur $W(t)$ et donc sur $w(t)$.

Partant de ce constat, nous utilisons une paramétrisation de u et w en des fonctions constantes par morceaux non isochrones, chacun des n morceaux, défini par ses points de collocation $P_j^c = (t_{c(j)}, U_j^c = U(t_{c(j)}))$ sur leurs graphes, ont donc une durée spécifique. Chaque point de collocation P_j^c est défini par son indice $c(j)$. Nous voulons que dans le $j^{\text{ème}}$ morceau, c'est-à-dire sur l'intervalle $]t_{c(j-1)}, t_{c(j)}]$, l'entrée u_i (bruitée ou non) à chaque instant t_i soit remplacée par une valeur constante u_j^c , avec une erreur de paramétrisation $e_{ui} = u_j^c - u_i$ qui reste inférieure ou égale, en valeur absolue, à un seuil donné th . Pour conserver la dose $\hat{u}_j^c = U_{c(j)} - U_{c(j-1)}$ de l'entrée sur cet intervalle nous travaillons sur son cumul. On remplace alors localement, $U(t)$ par une fonction localement linéaire $U^{\text{lin}}(t)$ entre les points du graphe initial.

Par construction, la moyenne arithmétique des e_{ui} , notée ici e_{uj}^{ave} , est nulle sur le $j^{\text{ème}}$ morceau et nous voulons que la moyenne quadratique de ces erreurs e_{uj}^{RMS} , notée ici s_j^{eu} comme un écart type statistique, soit la même sur chaque morceau, c'est-à-dire $s_j^{\text{eu}} = s_{eu}$. Comme les erreurs e_{ui} sont construites à partir d'entrées différentes sur chaque morceau, leur matrice de variance-covariance statistique est alors diagonale. On montre alors que la moyenne quadratique s_i^{eU} de l'erreur sur ce cumul $e_{ui} = U_j^{\text{lin}} - U_i$ ne doit plus être constante sur chaque intervalle mais être égale à $s_{eu} \Delta t \sqrt{i-3/4}$. On impose donc que cette erreur e_{ui} reste inférieure ou égale, en valeur absolue, sur le $j^{\text{ème}}$ intervalle, à un seuil $Th_j = th \Delta t \sqrt{i-3/4}$ en tout instant t_i de celui-ci. Comme

$s_{e_{U_i}} \leq \max(|e_{U_i}|)$, ceci garantit l'inégalité $s_{e_{U_i}} \leq Th_j$. Le seuil $th = \nu s_u$ est déterminé par le choix d'une fraction constante ν de l'écart type statistique s_u des m valeurs u_i de l'entrée sur tout l'horizon temporel. On a donc construit un code qui, pour un vecteur seuil Th et un cumul d'entrée U donnés, calcule les 5 grandeurs suivantes: le vecteur c des indices des temps de collocation, le nombre n d'intervalles, le vecteur des nombres n^{mult} de pas de temps initiaux dans chaque intervalle, la matrice rectangulaire Q (taille $m \times n$) permettant une interpolation linéaire du vecteur des n entrées cumulées aux temps de collocation U^c sur la grille isochrone ($U^{lin} = Q U^c$) et, enfin, une matrice de duplication D (taille $m \times n$) permettant de répartir les n entrées non cumulées sur la grille isochrone ($u^{pc} = D u^c$). La figure 4 montre la paramétrisation du cumul de l'entrée en une fonction $U_{lin}(t)$ linéaire par morceaux, pour $\nu = 0,3$, tandis que la figure 5 montre la paramétrisation de l'entrée en la fonction constante par morceaux correspondante $u^{pc}(t)$. Ici, ce choix pour ν implique l'existence de $n = 15$ morceaux pour ces deux graphes.

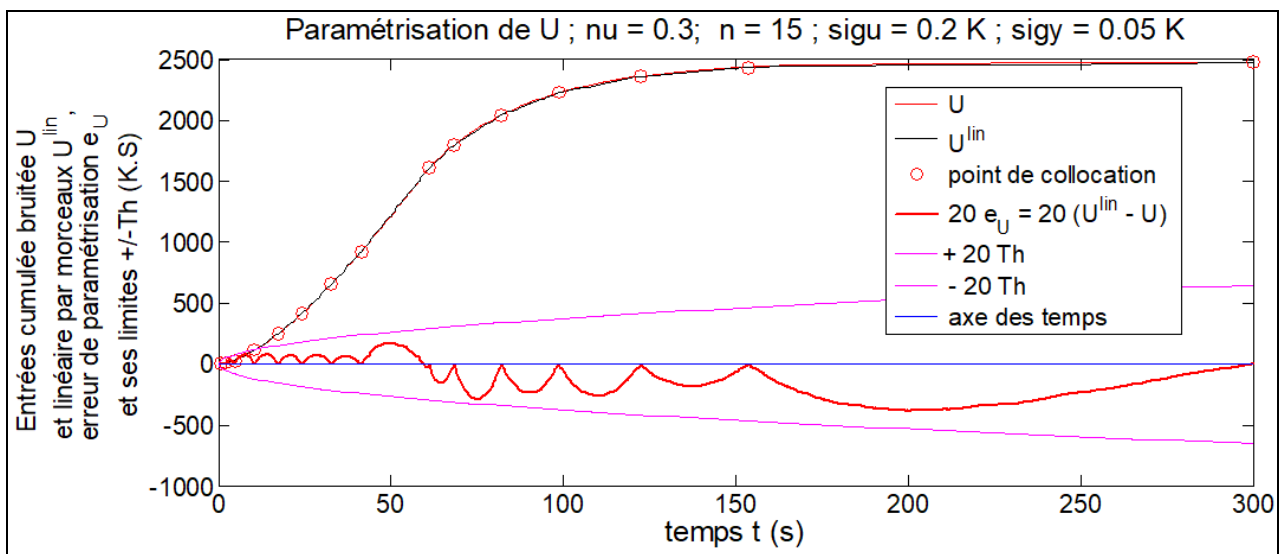


Figure 4 : Paramétrisation du cumul de l'entrée en fonction linéaire par morceaux

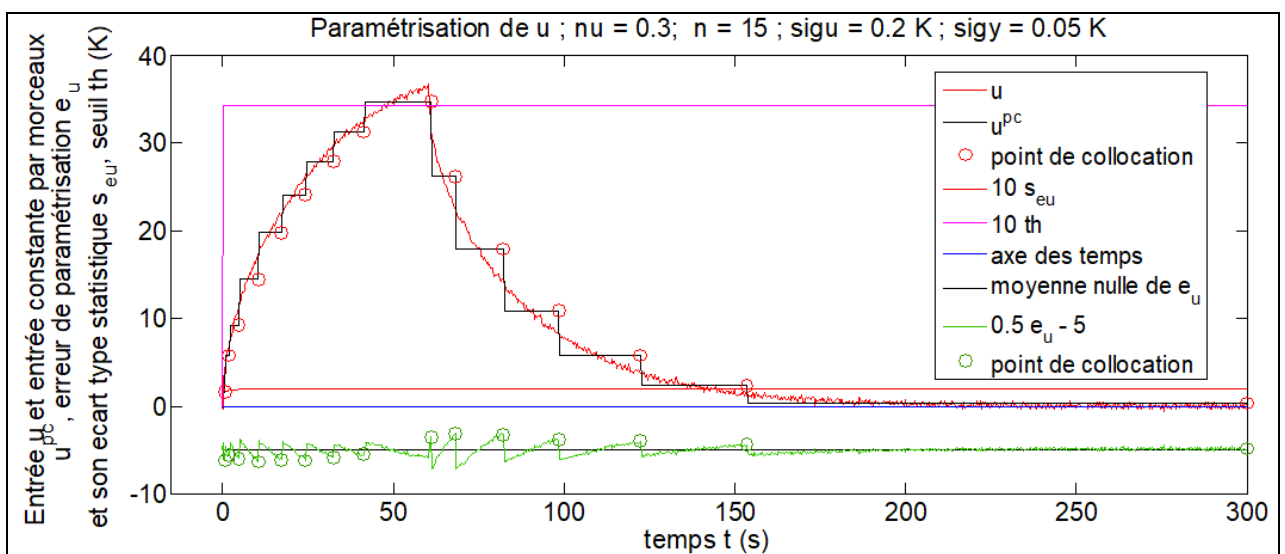


Figure 5 : Paramétrisation de l'entrée en fonction constante par morceaux

Le modèle réduit s'écrit alors, pour l'estimation de la transmittance cumulée linéaire par morceaux :

$$\mathbf{y}^{red} = \mathbf{B}^c \mathbf{W}^c \quad \text{où} \quad \mathbf{B}^c = \frac{1}{\Delta t} \mathbf{N}^2(\mathbf{g}^+) \mathbf{N}(\mathbf{Q}U^c) \mathbf{Q} \quad \text{et} \quad \mathbf{W}^c = \Delta t \mathbf{N}(\mathbf{g}_c) \text{diag}(\mathbf{n}^{mult}) \mathbf{w}^c \quad (11a)$$

On en déduit le modèle réduit exprimant le vecteur de sortie \mathbf{y}^{red} (longueur m) en fonction du vecteur \mathbf{w}^c des n morceaux de la transmittance, où \mathbf{g}_c (longueur n) est construit comme \mathbf{g} , voir (9):

$$\mathbf{y}^{red} = \mathbf{S}_{wc} \mathbf{w}^c \quad \text{où} \quad \mathbf{S}_{wc} = \mathbf{N}^2(\mathbf{g}^+) \mathbf{N}(\mathbf{Q}U^c) \mathbf{Q} \mathbf{N}(\mathbf{g}_c) \text{diag}(\mathbf{n}^{mult}) \quad (11b)$$

6. Identification de la transmittance

L'inversion du modèle (11b) est faite par la méthode des moindres carrés ordinaires, avec une transmittance estimée $\hat{\mathbf{w}}^c$ et un vecteur σ_{wc} des écarts types de ses composantes :

$$\hat{\mathbf{w}}^c = (\mathbf{S}_{wc}^T \mathbf{S}_{wc})^{-1} \mathbf{S}_{wc}^T \mathbf{y} ; \quad \sigma_{wc} = \sigma_y \left(\text{diag} \left((\mathbf{S}_{wc}^T \mathbf{S}_{wc})^{-1} \right) \right)^{1/2} \quad (12)$$

Le résultat de cette identification est présenté en figure 6 :

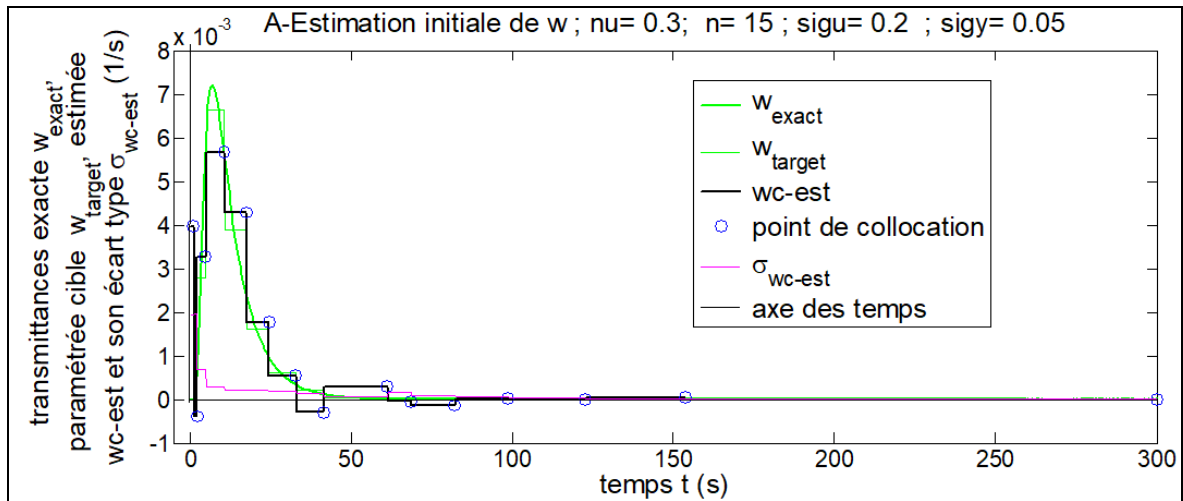


Figure 6 : Identification de la transmittance sur les mêmes morceaux que l'entrée

Le résidu quadratique moyen est ici égal à 0.0570 K, c'est à dire supérieur de 14 % à celui de la sortie (le « non discrepancy principle » de Morozov est ici respecté). Il reste cependant des oscillations faibles de la transmittance aux temps longs, mais fortes aux temps courts. Leur niveau aux temps courts est confirmé par des écarts types σ_{wc} assez importants. Le nombre de conditionnement de \mathbf{S}_{wc} est ici de 2080. On a également représenté en figure 6 les 15 valeurs w_{target} de la transmittance exacte paramétrisée sur les 15 morceaux. Pour obtenir des résultats plus satisfaisants, nous avons cherché à définir les points de collocation correspondant au seul support de la transmittance. Les points de collocation à garder sont ceux qui respectent d'abord simultanément les 2 critères suivants :

- i) La sortie paramétrée sur les mêmes morceaux y_j^c (ici une fonctions constante sur $n = 15$ morceaux) doit être strictement supérieure à son écart type,
- ii) La valeur estimée \hat{w}_j^c de la transmittance de l'estimation précédente doit être strictement supérieure à son écart type σ_{wc_j} .

On impose ensuite à l'ensemble des points de collocation sélectionnés de former un ensemble connexe de points d'effectif égal à $n_{support}$. L'estimation ne se fait alors que sur ces seuls

points, les transmittances des n_{lag} points amont (retard aux temps courts) et des n_{tail} points aval (queue) étant mises à zéro. Dans le cas présent, il ne reste plus que $n_{support} = 4$ points de collocation et donc uniquement 4 morceaux de transmittance à estimer, avec une matrice à inverser (taille 1000×4) ayant un nombre de conditionnement de 33. Les résultats correspondants sont présentés en figure 7. Le résidu quadratique moyen (0,0578 K) est pratiquement le même que dans l'inversion précédente et on constate que l'écart type des paramètres estimés (4 valeurs de la transmittance sur le support) sont très faibles. Ces 4 paramètres, sauf le maximum, sont en outre très proches de leurs valeurs cibles.

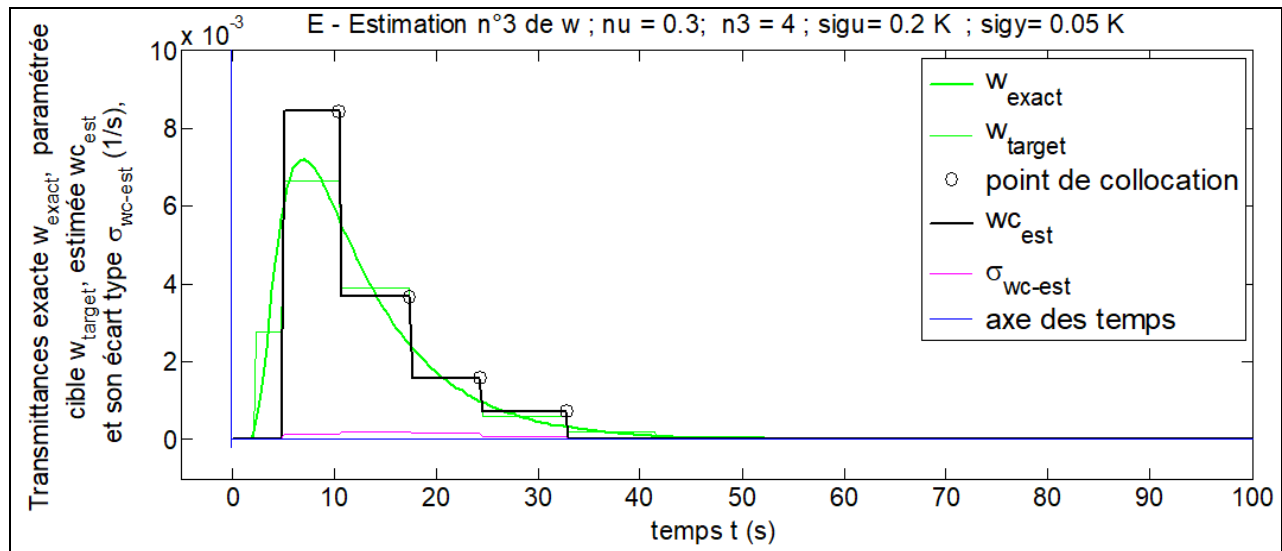


Figure 7 : Identification de la transmittance sur son support strict

7. Conclusions et perspectives

Dans le cadre d'un transfert de chaleur linéaire transitoire respectant les hypothèses précisées dans l'introduction, nous avons montré de façon générale, que le modèle convolutif continu liant de façon causale deux évolutions de température à des endroits différents d'un même milieu pouvait se mettre sous une forme discrète matricielle où les 3 fonctions impliquées (sortie, entrée et transmittance transitoire) correspondent à des vecteurs colonne regroupant leurs valeurs échantillonnées de façon isochrone. En présence d'un bruit de mesure à la fois sur l'entrée et la sortie, l'inversion de ce modèle discret est mal-posée et nécessite une régularisation qui, effectuée sur une base non locale entraîne des fluctuations ou des biais sur les transmittances estimées. Nous avons construit et testé ici, dans un cas 1D extrêmement mal posé, une nouvelle méthode d'estimation parcimonieuse de la transmittance où la régularisation s'effectue par une paramétrisation des m valeurs de l'entrée en fonction d'une base de $n \ll m$ fonctions constantes par morceaux de durées non égales. On paramétrise également la transmittance sur cette base non isochrone, ce qui permet une estimation par moindres carrés ordinaires où la matrice de sensibilité est rectangulaire et très bien conditionnée. Les résultats obtenus sur ce cas test permettent d'accéder au support temporel de la transmittance. Ils sont prometteurs, même si la recherche de l'hyperparamètre de régularisation ν reste à être optimisée. L'application future visée consistera à utiliser cette transmittance identifiée pour réaliser un capteur virtuel de température, en utilisant un modèle réduit de structure analogue.

Références

- [1] D. Maillet, S. André, J.C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, *Thermal Quadrupoles – Solving the Heat Equation through Integral transforms*, Wiley, Chichester, 2000.
- [2] W. Al Hadad, D. Maillet, Y. Jannot, *Modeling unsteady diffusive and advective heat transfer for linear dynamical systems: A transfer function approach*, Int. J. Heat Mass Transfer (2017) vol. 115, 304-313.
- [3] P. den Iseger, Numerical transform inversion using gaussian quadrature, *Probability in the Engineering and Informational Sciences* (Jan. 2006) vol. 20, issue 1, 1-44.
- [4] H. Dogan_, K. A. Khalil, L. R. Suarez, *Some Results on the Ideals of Real-Valued Lower Triangular Toeplitz Matrices*, Turk. J. Math. Comput. Sci., (2018) vol. 9, 50-54.

Thème 5

Thermique appliquée

Réfrigération solide par effet élastocalorique du caoutchouc naturel, développement d'une preuve de concept	485
Caractérisation thermique de mémoires à changement de phase : vers une optimisation énergétique du fonctionnement.	493
Valorisation énergétique des effluents de station d'épuration par cycle ORC	501
Development of a Two-Stage Radial Inflow Turbine for a Mini-ORC	509
Modélisation d'une serre couplée à un système de stockage thermique : développement d'un modèle et étude de validité	517
Optimisation géométrique pour la réhabilitation thermique des enveloppes des bâtiments	525
Analyse de sensibilité d'un système de production d'eau chaude sanitaire avec des capteurs solaires thermiques, une pompe à chaleur et d'un stockage	533
Comparaison des performances de machines à absorption mettant en œuvre des solutions salines.	541
Etude de la combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro turbine à gaz classique : Impact de la répartition de combustibles entre flamme pilote/principale sur les émissions de NOx	549
Moteur Ericsson à piston liquide libre : premiers résultats expérimentaux	559
Optimisation d'un système de stockage d'énergie thermique intégré à un dispositif de séchoir solaire indirect	567
Ébullition en film de l'eau salée sous flux solaire concentré	575
Analyse expérimentale du processus de solidification de l'eau pure autour du point d'inversion de sa masse volumique dans un échangeur tube-calandre : Application au stockage latent de froid	583
Modélisation et simulation d'une installation solaire dédiée à la production intermittente d'eau chaude	593
Influence de la concentration de l'oxygène sur la combustion du PMMA au cône calorimètre à atmosphère contrôlée.	603
Effect of human hair on thermal conductivity of mortars	611
Condensation sur des surfaces nano-texturées : application à la collecte d'eau de rosée	619

Solid state cooling by elastocaloric effect of natural rubber, development of a proof of concept

Marianne SION^{1,2,4}, Gaël SEBALD¹, Gildas COATIVY³, Giulia LOMBARDI^{1,2}, Jacques JAY^{4*}, Atsuki KOMIYA^{1,2}

¹ ELyTMaX IRL3757, CNRS, Univ. Lyon, INSA Lyon, Centrale Lyon, Univ. Claude Bernard Lyon 1, Tohoku University, Sendai (Japan)

² Institute of Fluid Science, Tohoku University, Sendai (Japan)

³ Univ. Lyon, INSA Lyon, LGEF, EA682, Villeurbanne (France)

⁴ Univ. Lyon, CNRS, INSA-Lyon, Univ. Claude Bernard Lyon 1, CETHIL UMR5008, Villeurbanne, (France)

*(Corresponding author: jacques.jay@insa-lyon.fr)

Abstract - There are various alternatives to cold production by vapor compression. Among these possibilities, solid-state refrigeration based on the elastocaloric effect of materials with a low environmental footprint such as natural rubber. After a state of the art on refrigeration systems using caloric materials, the principle of regenerative systems for cold production is presented. The device presented in this article comprises a generator consisting of 55 natural rubber tubes and with a diameter of each tube of 3.2 mm. The water, the heat transfer fluid, was in alternating motion as well as the stretching of the natural rubber tubes. The performance of the device was characterized under various operating conditions. We found a frequency of 0.1 Hz and a V^* value of 0.9 as optimal operating conditions, with maximum achieved heating capacity of 1.9 W (200 W.kg⁻¹), temperature range of 6.7 K and a $COP > 6$.

Key words: solid refrigeration, elastocaloric effect, heat pump, regenerative system

1. Introduction

Currently, vapor compression refrigeration remains the most common technology, raising questions about its toxicity, efficiency and environmental impact. More environmentally friendly alternatives are therefore needed. The implementation of alternative technologies that are not only more efficient but also more environmentally friendly and cheap enough to be used on a global scale is therefore essential to achieve carbon neutrality in our operations. Alternatives could rely on the use of caloric materials: magnetocaloric, electrocaloric, barocaloric and elastocaloric. Caloric materials have temporal temperature variations, generated by the caloric effect. The general principle is a reversible and alternative organisation at the microscopic level that causes an exothermic and endothermic effect. This organisation, an alignment of molecules, groups of molecules or macromolecules, is caused by a magnetic field, an electric field or mechanical stress induced by deformations or pressures. When the source is alternately applied and removed, these thermal materials exhibit self-heating and self-cooling, resulting in temporal variations in their temperature.

Studies have shown the interest of these types of materials in cold production prototypes using elastocaloric shape memory alloys [1], electrocaloric ceramics [2] and magnetocaloric metal alloys [3]. This work has generally focused on characterisation techniques, improving the effect by developing new materials or new strategies for driving them (i.e. their use near a phase transition). The elastocaloric effect is a phenomenon that occurs when an elastocaloric material, such as shape memory alloys (SMA) or polymers (such as natural rubber), is stretched and released. When an elastocaloric material is stretched, it changes the entropy of the material and

produces isothermal heat. This is largely due to solid-solid phase transition (SMA) or strain-induced crystallisation (SIC). When the material is released, the phase transition occurs in the opposite direction, with the material absorbing heat from the surrounding environment. In adiabatic mode, the temperature variation, ΔT_{ad} , between the two states (stretched and relaxed) is related to the entropy variation, ΔS , the temperature of the medium and the heat capacity of the material, i.e. $\Delta T_{ad} = -T/C_p \Delta S$ [4]. There is therefore a relationship between the temperature change and the level of material stretch hence the tensile or compressive force (figure 1-a-).

Figure (1-b-) shows the stretch/release cycle with heat generation and absorption. Also, in a cooling device, a system is needed to transform these temporal variations of the temperature of the heat material into a spatial gradient. For some elastomers, such as natural rubber or polyurethane, only large deformation (up to 600%) results in significant elastocaloric activity. However, pre-stretched natural rubber subjected to uniaxial deformation shows moderate activity [7][8] and excellent fatigue resistance [9] (> 100,000 cycles). Breakthroughs in materials and prototypes were achieved on elastocaloric shape memory alloys. Bruederlin et al. [10] has proposed a system with a power output of $18 W.g^{-1}$, a temperature difference of $12 K$ and a material COP (COP_{MAT}) of 6 with a $T_i N_i$ based alloy (material COP is defined by rational thermal power and mechanical power). Schmidt [11] proposed, with a similar alloy, a temperature difference of $18 K$ and a COP_{MAT} of 7.9 for a frequency of $0.05 Hz$ and an elongation of 4.65%. Other authors have presented similar results [12] [13]. Recovery systems based on electrocaloric ceramics have been tested by Torello et al. [2] with the following performances: electric field of $3.75 V.\mu m^{-1}$ an adiabatic temperature variation of $1.3 K$, for a fluid flow rate of $10.5 mL.min^{-1}$ and a frequency of $0.08 Hz$. On the material side, Ren et al. [14] proposed a barocaloric material based on NH_4I , with an entropy change of $71 J.K^{-1}.kg^{-1}$, an adiabatic temperature change of $41 K$ under $80 MPa$.

Compared to other heat transfer materials, polymers have a small environmental footprint for

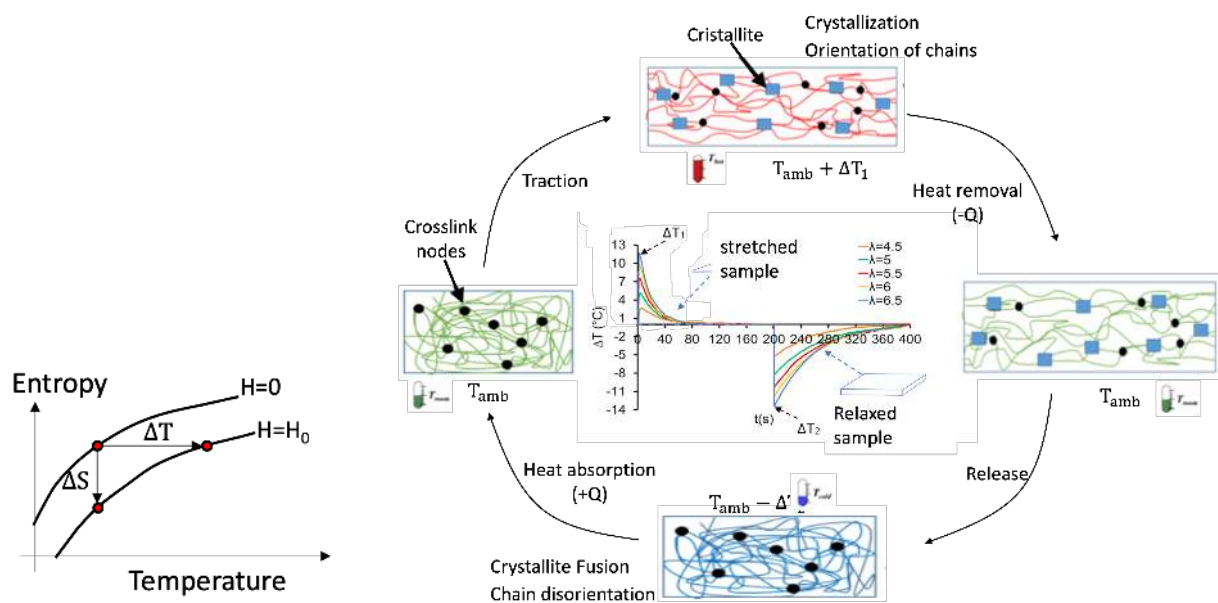


Figure 1 : -a- Entropy / temperature relationship [5] -b- Stretch/Release Cycle [6]

their manufacture and are inexpensive. In addition, polymers have low thermal conductivities (1/5th that of ceramics and 1/100th that of metals), which limits the heat exchange between the heat transfer fluid and the rubber but also facilitates a thermal gradient within the material in the longitudinal direction. Furthermore, when the thickness of the active material is low (less

than a millimeter), which is the most common case, the thermal resistance remains low and therefore does not limit the heat transfer with the heat transfer fluid. Two main methods are used to transfer heat from the caloric material to a carrier fluid. One is a regenerative system where a fluid is used in synchronous reciprocating motion so as to present the correct portion of fluid to the caloric material either on stretching or on release (figure 2). The other method is to use direct contact between the caloric material and the heat tank (hot exchanger -HEX-) and the cold tank (cold exchanger -CEX-)(figure 2).

In this article, we will present one regenerative system using rubber, tested by a consortium of

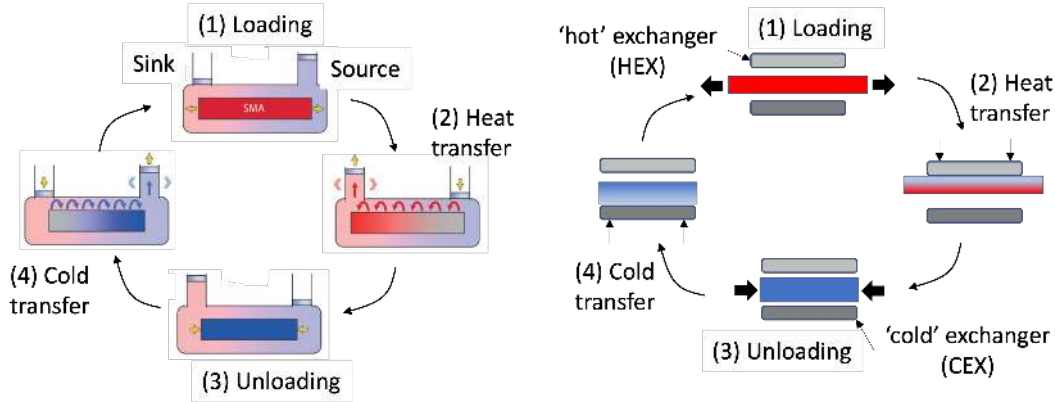


Figure 2 : Principle of regenerative system Principle of recovery system

laboratories in Lyon (France) and Tohoku University (Japan). In this configuration [15], a set of natural rubber tubes with an internal diameter of 3.18 mm , purchased from Omega Engineering (Norwalk, Connecticut, USA), with the reference TYGR-18116-100 is used [16]. The stretch of the natural rubber (NR) in the studied device was fixed between the values $\lambda = 3.5$ and $\lambda = 5.5$, with $\lambda = \frac{l(t)}{l_0}$, $l(t)$, the length of the tube at time t and l_0 the length without stretch. The speed of this stretching is fixed by the actuator: $20\text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. On a sample of the NR used, a adiabatic temperature variation ΔT_{ad} of 3.5 K and a maximum stress of 1.7 MPa were recorded at $\lambda = 5.5$, which corresponds to hysteresis losses of $W_{hyst} = 0.27\text{ M}\cdot\text{J}\cdot\text{m}^{-3}$ (figure 3).

The coefficient of material performance COP_{MAT} , defined as the potential heat absorbed

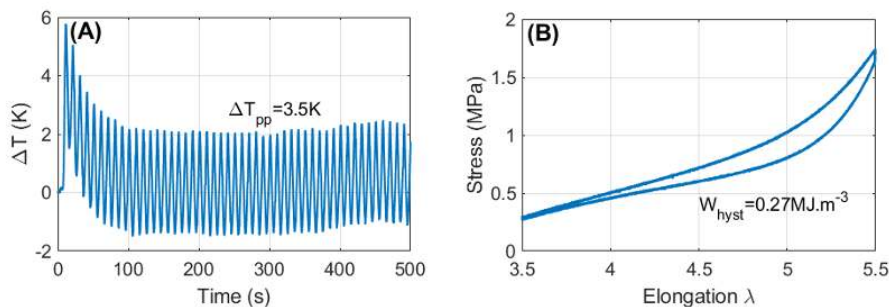


Figure 3 : Cyclic elastocaloric properties for the natural rubber (NR) tube, for cyclic elongations at 0.1 Hz between $\lambda = 3.5$ and $\lambda = 5.5$. (A) ΔT_{ad} as a function of time. (B) Stress–elongation curve vs. cyclic elongations.

during material shrinkage divided by the W_{hyst} hysteresis loss [17], was calculated as follows:

$$COP_{MAT} = \frac{\rho C_p \Delta T_{ad}}{W_{hyst}} \quad (1)$$

Where ρ and C_p are the density (950 kg.m^{-3}) and specific heat capacity ($1800 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) of NR, respectively. A value up to $COP_{MAT} = 22$ was recorded.

2. Regenerative system

2.1. Experimental set-up

The NR tubes, each 50 mm long, were mounted in a printed plate with holes to facilitate the passage of the tube inwards at both ends for approximately 1 cm . The ends of the tubes were then mechanically fixed to each plate, and the tubes were stretched to an elongation of 4. Epoxy resin was poured onto the plate at both ends to fix the outer position of the rubber tubes and leave the inner part empty for future water flow between the tubes and the tanks. The epoxy seal solved the problem of rubber tube adhesion, resulting in an all-polymer cooling device. Figure (4-a-) shows photos of the final tube assembly for the device. The device (55 tubes; the inner diameter of each tube was 1.6 mm . The wall thicknesses of the fully extended tubes are approximately $300 - 450 \mu\text{m}$.

An actuator for stretching the regenerative device (MISUMI RSDG306, Tokyo, Japan) and a

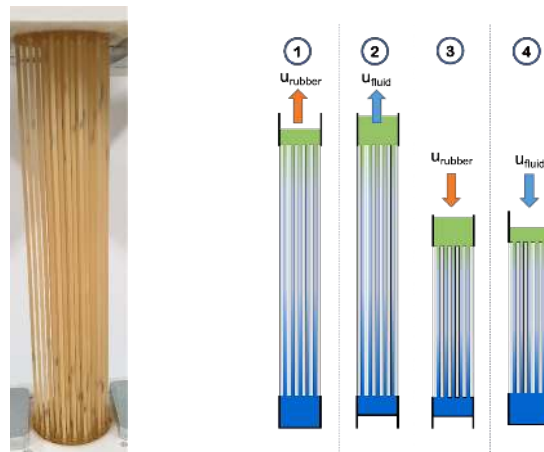


Figure 4 : -a- Photograph of the 55 tubes -b- Operating principle of a regenerative system

piston pump with its actuator (MISUMI RSD112, Tokyo, Japan) were used. The control of both actuators was carried out with the MATLAB Instrument Control Toolbox to ensure synchronisation of the movement of the heat transfer fluid, in this case water, with the stretching of the NR tubes. Figure (4-b-) illustrates the 4 stages of the system, as described in the introduction. The displacements of both actuators were measured with laser displacement sensors (Panasonic HG-C1400 and HG-C1100-P displacement sensors, Kadoma, Japan). Small tanks (6.4 ml each) were placed at both ends of the regenerator. The lower tank was thermally insulated and incorporated a heating resistor to add a heat source to the lower (cold) tank. Short conical diffusers were added inside each tank to homogenise the fluid flow and limit dead volumes [18]. The top tank was left open to ensure that the pressure remained constant within the regenerator. A load cell (Vishay Tedeia Huntleigh load cell #615, Malvern, PA, USA) was mounted at the bottom of the entire system. The total static force of the regenerator, fluid movement actuator and tank were 40 N , which was subtracted from the measurement.

To characterise the elastocaloric effect, the surface temperature of the rubber tubes constituting the regenerators was measured with an infrared camera (Optris Xi400, Berlin, Germany). To test the elastocaloric refrigeration system, the temperature was measured at several locations using thermocouples: inside the hot heat exchanger, inside the cold heat exchanger, at the inlet

and outlet of the hot heat exchanger fluid circulation, and outside the system as a measure of the ambient temperature. All thermocouples were calibrated using a temperature controlled water bath to subtract the static error of each thermocouple. All measured quantities were collected with a digital acquisition module (Dewesoft Krypton, Trbovlje, Slovenia).

Figure (5-a-) shows a photograph of the experimental set-up, showing the different elements

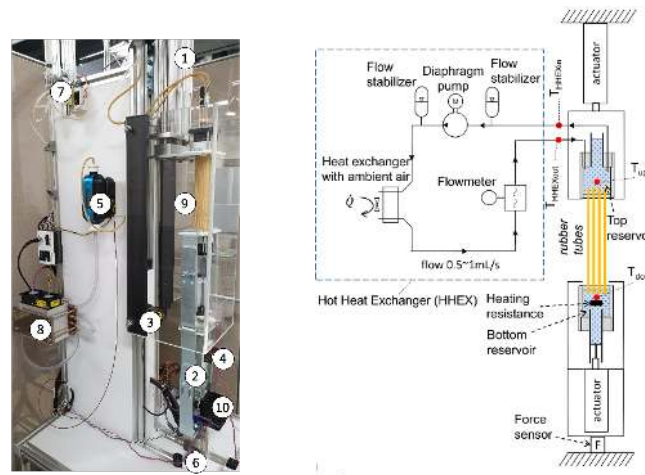


Figure 5 : -a- Device photography -b- scheme of the device

by numbers. This gives: 1: Main actuator, 2: Pump actuator, 3: Optical displacement sensor for the main actuator, 4: Optical displacement sensor for the pump actuator, 5: Flowmeter, 6: Force sensor, 7: Diaphragm pump for 'hot' exchanger, 8: Heat exchanger, 9: Rubber tubes, 10: Fans for cooling the actuators motors. The schematic representation in figure (5-b-) helps to clarify the role of each component.

2.2. Results

To estimate the cooling capacity of the regenerators, we connected the upper tank of the devices to a heat exchanger via a fluid circulation system in order to maintain the temperature of the tank close to the ambient temperature. The temperature of the upper tank remained constant, while the temperature of the lower tank decreased until stabilisation was reached. Once the temperature was stabilised, a heating resistor placed in the lower (cold) tank was energised by varying the value of the heating resistor current. With the increase of the imposed power, the temperature difference between the ambient temperature and the cold tank decreased linearly. This measurement corresponded to thermal load conditions, as the heating power was introduced into the system through the resistor placed in the lower tank.

Figure (6) shows the temperature range and cooling capacity of the device for cyclic elongations of about 3.5 to 5.5 at 0.1 Hz with a V^* value of 0.9 (previously defined as the ratio of the volume of fluid in motion to the total volume of fluid inside the regenerator tubes). Under these operating conditions and with no thermal load (no heat exchanger at the top), the final temperature difference between the hot and cold tank was 6.7 K (figure (6)(A)). Figure (6)(B) shows a photograph of the regenerator, and figures (6)(C) and (D) show the temperature measured with an infrared camera. These results confirmed that the temperature along the regenerator changed linearly with the location along the vertical axis. Under thermal load conditions (figure (6)(E)), a maximum heating power of 1.9 W (200 W.kg^{-1}) was achieved, with a maximum temperature range of 6.7 K and a $COP_{MAT} > 6$. Figure (6)(E) clearly shows the variation of the temperature range between the ambient temperature and the cold tank: a maximum temperature span

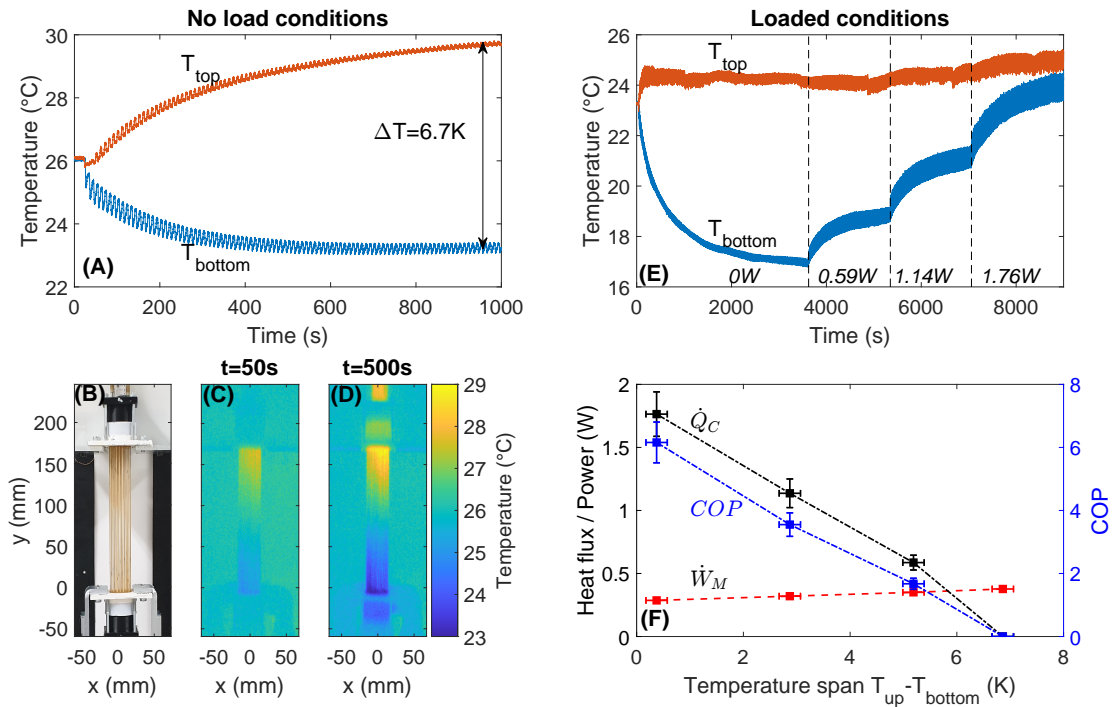


Figure 6 : Elastocaloric rubber heat pump performances (A) No load temperature span of insulated tanks. (B) Photograph of the regenerator and (C) and (D) its corresponding surface temperature at two different times. (E) Temperature span under loaded conditions: the temperature of the top tank T_{top} , represented by the red curve, was maintained at approximately room temperature T_{amb} , whereas the temperature at the bottom tank T_{bottom} , represented by the blue curve, included the heating source. At 3 800, 5 500, and 7 000 s, the heating power was modified as indicated in italics. (F) Change of the cooling power (\dot{Q}_C), mechanical work (\dot{W}_M), and COP_{MAT} of with the temperature.

was reached when no power was applied to the heater in the cold tank. As the heating power produced by the resistor increased, the temperature span decreased linearly. Maximum power was achieved when the temperature of the cold tank reached room temperature. Figure (6)(F) shows the cooling capacity and COP_{MAT} as a function of the temperature range, as well as the mechanical capacity of the actuator. The error bars show the ranges given by the uncertainty of the cooling capacity and temperature measurements. The linear relationship between cooling capacity (and hence COP_{MAT}) and temperature interval is evident, with cooling capacity and COP_{MAT} decreasing linearly with increasing temperature interval.

The results shown in figure (7) represent the optimal operating conditions (in terms of frequency and V^*) to balance the trade-off between temperature range, cooling capacity and COP_{MAT} . To study the performance of the devices, we subjected them to different operating conditions. To study the influence of the volume of the fluid inside the regenerators, we varied the amplitude of the fluid displacement; we therefore changed the ratio between the volume of the moving fluid and the total volume of the fluid inside the regenerator tubes (V^*). We considered three different values of V^* (i.e. 0.5, 0.9 and 1.4). We set the operating frequency to 0.1 Hz. Thermal loading conditions were applied for each value of V^* by varying the current imposed on the heating resistor (placed in the lower tank) while keeping the upper tank at room temperature. The change in temperature difference between the lower and upper tank was measured throughout the characterization and the cooling power at each imposed current was determined.

Then, to study the influence of the operating frequency, we repeated the same characterization

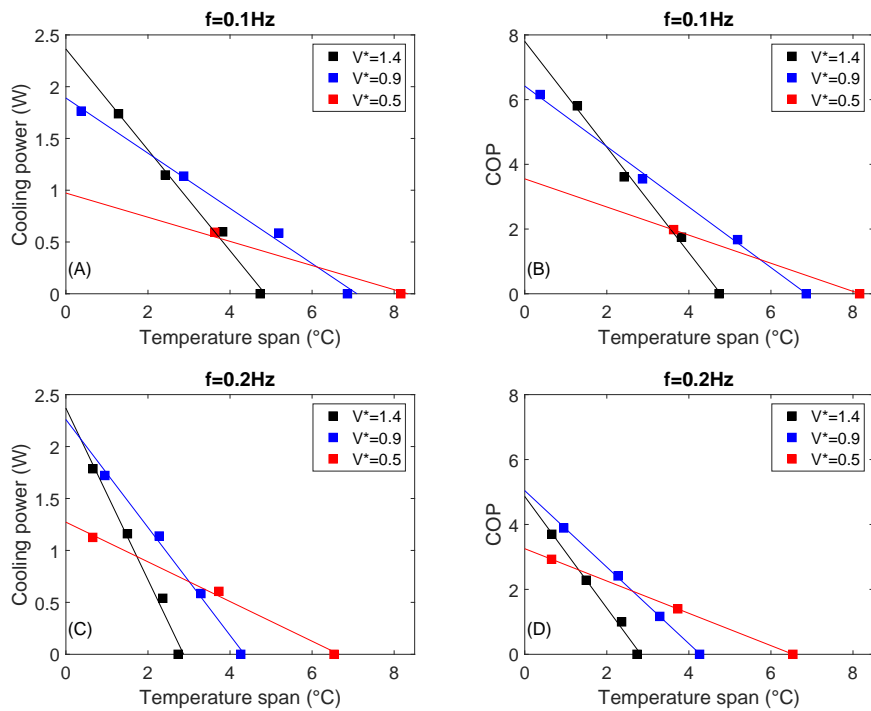


Figure 7 : Heat pump characteristics (Cooling power vs. ΔT_{span} (measured) and COP_{MAT} vs. ΔT_{span}) under various operating conditions. (A) Cooling power vs. temperature span at 0.1 Hz for different values of V^* . (B) COP_{MAT} vs. T_{span} at 0.1 Hz for different values of V^* . (C) Cooling power vs. T_{span} at 0.2 Hz for different values of V^* . (D) COP_{MAT} vs. T_{span} at 0.2 Hz for different values of V^* .

(i.e. the study of the variation of the volume of the fluid as a function of the thermal load conditions), fixing the frequency of the cyclic elongations at 0.2 Hz. Once again, the linear relationship between temperature range and cooling power was confirmed. The heat pump characteristic curves were then obtained by plotting the cooling capacities and the resulting COP_{MAT} as a function of the temperature ranges. Figure (7)(A) and figure (7)(B) show the heat pump characteristic curves at 0.1 Hz, while figure (7)(C) and figure (7)(D) show the heat pump characteristic curves at 0.2 Hz. Furthermore, the slope of the curve increases as the operating frequency and V^* increase. At 0.1 Hz, a maximum COP_{MAT} of 7.8 was reached for $V^* = 1.4$. Once again, the linear behaviour between temperature range and cooling capacity (and COP_{MAT}) has been confirmed.

3. Conclusion

In this work, we presented an experimental heat pump in which NR tubes were chosen as the elastocaloric material. The material was subjected to adiabatic and cyclic elongations to examine the elastocaloric properties of NR tubes. Cyclic elongations between $\lambda = 3.5$ and $\lambda = 5.5$ were found to be a suitable compromise between temperature variations and mechanical losses, with adiabatic temperature variation ranging from 3.3 K to 3.7 K and mechanical losses limited to 0.27 MJ.m^{-3} . The device consists of 55 parallel tubes, each with an internal diameter of 1.6 mm. The performance of the device was characterised under various operating conditions, depending on the values of applied frequency and fluid displacement. Higher frequencies and larger values of fluid displacement resulted in higher cooling capacity and COP, but lower thermal amplitude. We found a frequency of 0.1 Hz and a V^* value of 0.9 as optimal operating conditions. Under these operating conditions, a maximum heating capacity of 1.9 W

(200 W.kg^{-1}) was achieved, with a temperature range of 6.7 K and a $COP > 6$. We found that the temperature range and cooling power showed a monotonic dependence on the volume of fluid displaced, in contrast to the case of metallic heat transfer materials, for which an optimum is usually found.

Optimisation of these systems is still possible, on the heat exchanges in order to extract the maximum heat created within the rubber. Parametric studies are underway to obtain suitable values for travel times, rubber ribbon thickness, exchange surfaces, loss reduction, etc. In the literature, some authors propose interesting ideas to increase the power and efficiency, Qian et al., [19] uses elastocaloric elements subjected to temperature variations to induce large forces in order to replace the actuators. Czernuszewicz et al. [20] mixed N_iT_i wires in a polymer to increase entropy variations.

References

- [1] Z. Ahcin, S. Dall'Olio, A. Zerovnik, U.Z. Baskovic, L. Porenta, P. Kabirifar, J. Cerar, S. Zupan, M. Brojan, J. Klemenc, J. Tusek, High-performance cooling and heat pumping based on fatigue-resistant elastocaloric effect in compression, *Joule* 6, October 19, (2022), 2338-2357, <https://doi.org/10.1016/j.joule.2022.08.011>
- [2] A. Torelló, P. Lheritier, T. Usui, Y. Nouchokgwe, M. Gérard, O. Bouton, S. Hirose, E. Defay, Giant temperature span in electrocaloric regenerator, *Science* 370, 125–129, (2020), <https://doi.org/10.1126/science.abb8045>
- [3] B. Yu, M. Liu, P.W. Egolf, A. Kitanovski, (2010). A review of magnetic refrigerator and heat pump prototypes built before the year 2010, *Int. J. Refrig.* 33, 1029–1060, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2010.04.002>.
- [4] Y. Wu, E. Ertekin, H. Sehitoglu, Elastocaloric cooling capacity of shape memory alloys – Role of deformation temperatures, mechanical cycling, stress hysteresis and inhomogeneity of transformation. *Acta Materialia* 135, 158–176, (2017), <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2017.06.012>
- [5] B. Neese, B. Chu, S.G. Lu, Y. Wang, E. Furman, Q.M. Zhang, Large Electrocaloric Effect in Ferroelectric Polymers Near Room Temperature. *Science*, Vol 321, Issue 5890, pp. 821-823, (2008), <http://dx.doi.org/10.1126/science.1159655>
- [6] H. Haissoune, Etude de l'effet élastocalorique dans le caoutchouc naturel pour les systèmes de réfrigération solide, PHD, (2022) INSA Lyon, France
- [7] Z. Xie, G. Sebald, D. Guyomar, Elastocaloric effect dependence on pre-elongation in natural rubber. *Appl. Phys. Lett.* 107, 081905. (2015), <https://doi.org/10.1063/1.4929395>
- [8] N. Candau, R. Laghmach, L. Chazeau, J.M. Chenal, C. Gauthier, T. Biben, E., Munch, Influence of strain rate and temperature on the onset of strain induced crystallization in natural rubber. *European Polymer Journal* 64, 244–252, (2015), <https://doi.org/10.1016/j.eurpolymj.2015.01.008>
- [9] G. Sebald, Z. Xie, D. Guyomar, Fatigue effect of elastocaloric properties in natural rubber, *Philos. Trans. R. Soc. London A Math. Phys. Eng. Sci.* 374, 439–450, (2016), <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2015.0302>
- [10] F. Bruederlin, L. Bumke, C. Chluba, H. Ossmer, E. Quandt, M. Kohl, Elastocaloric Cooling on the Miniature Scale: A Review on Materials and Device Engineering, (2018)
- [11] M. Schmidt, A. Schütze, S. Seelecke, Elastocaloric cooling processes: The influence of material strain and strain rate on efficiency and temperature span. *APL Materials* 4, 064107, (2016), <https://doi.org/10.1063/1.4953433>
- [12] H. Ossmer, F. Wendler, M. Gueltig, F. Lambrecht, S. Miyazaki, M. Kohl, Energy-efficient miniature-scale heat pumping based on shape memory alloys. *Smart Mater. Struct.* 25, 085037, (2016), <https://doi.org/10.1088/0964-1726/25/8/085037>
- [13] J. Tušek, K. Engelbrecht, D. Eriksen, S. Dall'Olio, N. Pryds, A regenerative elastocaloric heat pump. *Nat. Energy*. 1, 16134, (2016)
- [14] Ren, Q., Qi, J., Yu, D., Zhang, Zhe, Song, R., Song, W., Yuan, B., Wang, T., Ren, W., Zhang, Zhidong, Tong, X., Li, B., 2022. Ultrasensitive barocaloric material for room-temperature solid-state refrigeration. *Nat Commun* 13, 2293. <https://doi.org/10.1038/s41467-022-29997-9>
- [15] G. Sebald, G. Lombardi, G. Coativy, J. Jay, L. Lebrun, A. Komiya, High-Performance Polymer-Based Regenerative Elastocaloric Cooler, *Applied Thermal Engineering* 223: 120016 (2023), <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2023.120016>
- [16] <https://www.omega.co.uk/pptst/TYGR.html>
- [17] T. Ichiro, S. Karl, Solid-state cooling with caloric materials, *Physics today*, 68,12,48, (2015), American Institute of Physics
- [18] Trevizoli P V., Peixer GF, Nakashima AT, Capovilla MS, Lozano JA, Barbosa JR. Influence of inlet flow maldistribution and carryover losses on the performance of thermal regenerators. *Appl Therm Eng* 2018;133:472–82. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2018.01.055>
- [19] Qian, S., Wang, Y., Xu, S., Chen, Y., Yuan, L., Yu, J., 2021. Cascade utilization of low-grade thermal energy by coupled elastocaloric power and cooling cycle. *Applied Energy* 298, 117269. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2021.117269>
- [20] A. Czernuszewicz, L. Griffith, J. Slaughter, V. Pecharsky, Low-force compressive and tensile actuation for elastocaloric heat pumps., *Applied Materials Today* 19, 100557, (2020). <https://doi.org/10.1016/j.apmt.2020.100557>

Caractérisation thermique de matériaux chalcogénides à changement de phase multicouches

Clément CHASSAIN^{1*}, Andrzej KUSIAK¹, Marie-Claire CYRILLE², Nguyet-Phuong TRAN², Chiara SABBIONE², Claudia WIEMER³, Alessio LAMPERTI³, Jean-Luc BATTAGLIA¹

¹Laboratoire I2M, Université de Bordeaux, 351 Cr de la Libération, Bât. A11, 33400 Talence, France

²CEA LETI, 17 avenue de Martyrs, 38054 Grenoble

³IMM-CNR, 20864 - Agrate Brianza (MB), Italy - via C. Olivetti, 2

*(auteur correspondant : clement.chassain@u-bordeaux.fr)

Résumé - Les mémoires à changement de phase sont souvent réalisées à partir d'alliages de chalcogénures sous forme de systèmes multicouches. Depuis plusieurs années, l'optimisation énergétique des mémoires à changement de phase est un point crucial dans leur développement. En effet, l'opération RESET des mémoires, permettant de passer la structure cristalline à amorphe, est très énergivore. C'est pourquoi une recherche intensive sur la chauffe des multicouches ainsi que leur dissipation de la chaleur est menée. Généralement, le matériau à changement de phase est chauffé par effet Joule par une pointe en TiN, ce qui rend par conséquent la caractérisation du contact entre élément chauffant et matériaux à changement de phase cruciale pour la problématique d'optimisation énergétique. Il en va de même pour la caractérisation des couches internes à un échantillon multicouche. Dans ce travail nous avons pu caractériser, de 50 °C à 400 °C, la résistance thermique d'interface TiN/Ge rich-Ge₂Sb₂Te₅ ainsi que la dynamique des résistances thermiques d'interface Ge rich-Ge₂Sb₂Te₅/Ge₂Sb₂Te₅.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, m ² /s	Z	impédance, m ² K/W
C_p	capacité thermique massique, J/kg/K	<i>Symboles grecs</i>	
e	épaisseur, m	ρ	masse volumique, kg/m ³
E	effusivité, W s ^{1/2} /K/m ²	ϕ	déphasage, °
f	fréquence, Hz	φ	flux d'excitation, W/m ²
k	conductivité thermique, W/m/K	ω	pulsation, rad/s
N	Nombre de cellule unitaire		
T	température, °C		

Acronymes

RTC Résistance thermique de contact, m².K/W

RTH Résistance thermique totale, m².K/W

TCR Somme des résistances thermiques de contact, m².K/W

1. Introduction

Les mémoires à changement de phase (PCRAM) sont une des technologies les plus prometteuses pour la prochaine génération de mémoires non volatiles pour le "Storage Class Memory" (SCM) ou les calculs neuromorphiques [1]. Au sein des matériaux à changement de phase (PCM), l'information est stockée à l'échelle nanométrique par le biais de la phase cristalline. L'état amorphe est un état de haute résistance électrique (état RESET) tandis que l'état polycristallin est un état de haute conductivité électrique (état SET). La mémoire est programmée (changement de phase du PCM) en chauffant localement par effet Joule avec différentes intensités selon l'opération souhaitée. Une des plus grandes limitations des PCM est la grande

quantité d'énergie nécessaire pour l'opération RESET. Après la cristallisation, pour passer la structure dans l'état amorphe, il faut faire fondre la structure et la suivre d'une trempe. Ainsi, réduire le coût énergétique nécessaire pour liquéfier la cellule est un des aspects cruciaux du développement technologique [2, 3]. Une des approches pour réduire la consommation en énergie est d'augmenter la résistance thermique du PCM dans l'état cristallin, amenant à une chauffe localisée, permettant ainsi une montée en température plus efficace. Afin de satisfaire ce cahier des charges, des alliages de chalcogénures tels que le GeTe et le $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST) ont été étudiés car ils possèdent une conductivité thermique faible même dans l'état cristallin. De plus, les optimisations technologiques ont mené à l'implémentation des PCM sous la forme du volume de programmation 'mushroom' [4, 5] et l'utilisation de systèmes multicouches (MLS) [6] permettant une plus grande résistance thermique du fait des interfaces. Dans le cas de la configuration 'mushroom', l'élément chauffant est généralement du TiN et est directement placé sur la zone de programmation du PCM.

Dans ce travail nous nous sommes intéressés à la caractérisation thermique d'échantillons multicouches composés de $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ dopé en Ge (Ge-rich GST ou GeGST) et de GST, et plus précisément à leurs résistances thermiques d'interface. En effet la connaissance de ces résistances permet une meilleure maîtrise du budget thermique nécessaire pour l'opération RESET. En effet, un meilleur confinement permet une montée en température plus efficace. De plus, le contact entre l'élément chauffant en TiN et le MLS a également été caractérisé. Ce contact se doit d'être le meilleur possible, c'est à dire d'avoir la résistance thermique d'interface la plus faible possible afin que la chaleur produite par effet Joule soit transmise le plus efficacement possible. La caractérisation thermique des résistances thermiques d'interface a été réalisée à l'aide d'échantillons multicouches permettant de répliquer les interfaces présentes dans la PCRAM. Cette caractérisation a été faite par radiométrie photothermique modulée (MPTR) de la température ambiante à 400 °C. Il a été possible de déterminer, en fonction que de la température, les valeurs des résistances thermiques de contact (RTC) pour le GeGST/GST ($RTC_{\text{GeGST}/\text{GST}}$) et pour le GeGST/TiN ($RTC_{\text{GeGST}/\text{TiN}}$), ainsi que de donner une idée de la potentielle dégradation de ces interfaces pendant la chauffe.

2. Conditions expérimentales

2.1. Dispositif expérimental

Le schéma du dispositif est illustré Fig. 1 et a été explicité en détail dans la littérature [7]. La température de l'échantillon est pilotée par un four commercial travaillant sous atmosphère contrôlée avec de l'argon comme gaz inerte. La perturbation thermique perçue par l'échantillon est issue d'un laser de longueur d'onde 1064 nm et de 1,7 W de puissance. Le rayon de la tache laser est 0,8 mm. Un modulateur acousto-optique permet de moduler le laser en utilisant un signal carré provenant d'un générateur de fonction. La réponse thermique de l'échantillon (émission propre) est mesurée par un détecteur infrarouge MCT de 0,5 mm de diamètre. Une détection synchrone est utilisée pour mesurer le déphasage ϕ entre l'excitation laser et la réponse pour fréquence f donnée. Le signal de référence pour la détection synchrone est la sortie TTL du générateur de fonction. La chaîne de mesure a été étalonnée à partir d'un échantillon semi-infini connu de la littérature. La fonction d'étalonnage s'exprime telle que : $\phi_{reel} = \phi_{exp} + 7,49e^{-4}f - 0,14$ pour des fréquences allant de 100 Hz à 10 kHz. De plus, la température réelle de l'échantillon en fonction de la consigne du four a été elle aussi caractérisée à l'aide d'une caméra thermique. La température T de l'échantillon en fonction de la consigne du four (en °C) s'exprime telle que : $T = 0,8685T_{four} + 12,24$ où T_{four} . La fonction

d'étalonnage en fréquence permet de corriger le déphasage induit par le modulateur acousto-optique tandis que la fonction d'étalonnage en température corrige la différence de température entre le creuset et la surface supérieure de l'échantillon.

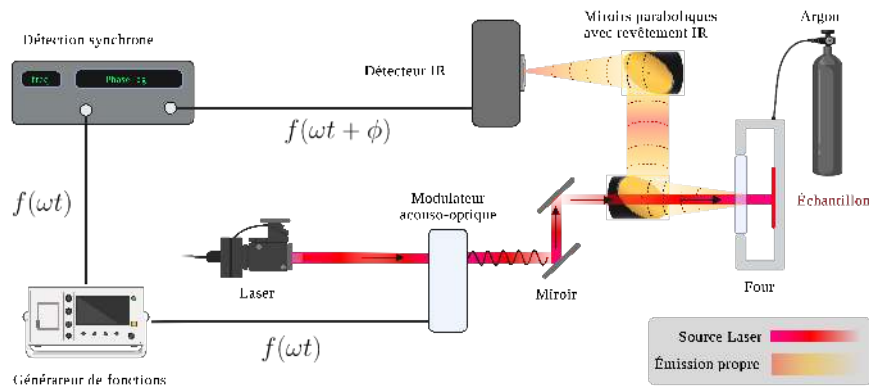


Figure 1 : Dispositif expérimental de la radiométrie photothermique modulée en face avant.

Número de config.	Cellule unitaire	Nombre de répétitions N	Épaisseur totale
1.1	(GST 10nm/GeGST 10nm)	5	100 nm
1.2	(GST 5nm/GeGST 5nm)	10	100 nm
1.3	(GST 3nm/GeGST 3nm)	17	102 nm
1.4	(GST 1,5nm/GeGST 1,5nm)	33	99 nm
2.1	(GeGST 10nm/TiN 10nm)	5	100 nm
2.2	(GeGST 10nm/TiN 10nm)	10	200 nm

Tableau 1 : Configurations des différents dépôts de MLS. Les cellules unitaires sont répétées N fois afin de former le MLS. .

2.2. Préparation des échantillons

Les MLS GeGST/GST (lot 1) et GeGST/TiN (lot 2) ont été fabriqués par pulvérisation magnétron, en utilisant un mélange d'argon et d'azote comme gaz de pulvérisation. Les différentes déclinaisons de chaque échantillon sont reportées Tab. 1. Ces derniers sont composés de deux couches d'épaisseur X formant une cellule unitaire avec répétée N fois. Une illustration de la composition des échantillons de GeGST/GST est présentée Fig. 2, la composition est similaire pour le lot 2 outre le MLS. La composition de GeGST est obtenue en faisant de la co-pulvérisation de Ge et $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Le GeGST est aussi appelé "GST+Ge45%" où 45% est la fraction nominale de germanium ajoutée au $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ [8]. Les MLS ont été déposés sur des substrats en silicium de 200 mm de diamètre pour $750 \mu\text{m}$ d'épaisseur, et recouverts d'une couche de passivation de Si_3N_4 de 300 nm d'épaisseur. Le mélange d'argon et d'azote en tant que gaz de pulvérisation a été choisi pour assurer un dopage nominal de 7% en azote du GeGST. L'ajout d'azote permet de réduire la taille des grains lors de la cristallisation et augmenter la température de cristallisation [9]. Les échantillons ont ensuite été recouverts d'une couche de platine jouant le rôle de transducteur optique-à-thermique pour la source laser et d'une couche de TiN permettant une meilleure adhésion du platine.

3. Détails mathématiques et modèle

La variation de température périodique $\Delta T(\omega)$ à la surface de l'échantillon étant assez faible, il est possible de considérer que l'émission propre mesurée par le détecteur IR est directement proportionnelle à $\Delta T(\omega)$. Considérons la diffusion thermique 1D dans l'épaisseur de

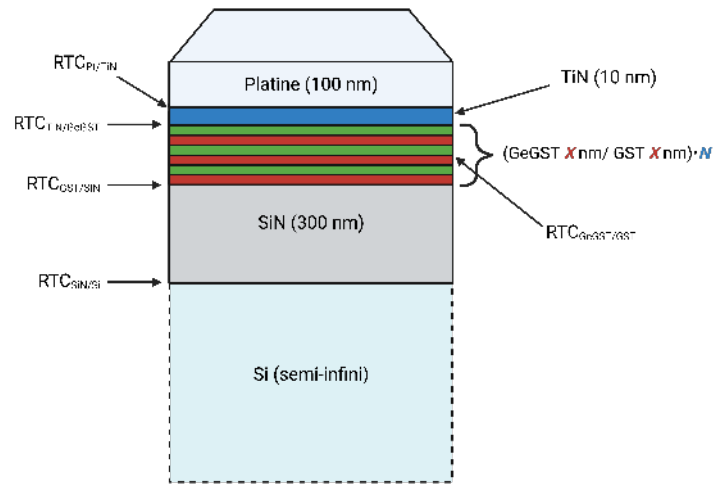


Figure 2 : Vue schématique des échantillons. Les configurations sont reportées Tab. 1. X représente l'épaisseur des couches composant une cellule unitaire du MLS et N représente le nombre de répétitions de cette cellule unitaire.

l'échantillon, sans pertes et avec un substrat semi-infini. Il est alors possible, à l'aide de la méthode des quadripôles thermiques [10, 11], d'exprimer $\Delta T(\omega)$ en fonction du flux d'excitation $\varphi_0(\omega)$. Ce qui donne :

$$\frac{\Delta T(\omega)}{\varphi_0(\omega)} = Z_{Si}(\omega) + RTH \quad (1)$$

où $\omega = 2\pi f$ et $Z_{Si}(\omega) = 1/E_{Si}\sqrt{j\omega}$ (avec $E_{Si} = \sqrt{(\rho C_p)_{Si}k_{Si}}$ et $j^2 = -1$) est l'impédance thermique du substrat et RTH est la résistance thermique totale du reste l'échantillon. La conductivité thermique du substrat est reportée Tab. 2 et $(\rho C_p)_{Si} = -2,64T^2 + 2,11.10^3T + 1,57.10^6$ J/m³/K. Le déphasage $\phi(\omega)$ est calculé à partir de (1) :

$$\phi(\omega) = \tan^{-1} \left(\frac{-\sqrt{\frac{a_{Si}}{2\omega k_{Si}}}}{\sqrt{\frac{a_{Si}}{2\omega k_{Si}} + RTH}} \right) \quad (2)$$

où $a_{Si} = k_{Si}/(\rho C_p)_{Si}$ est la diffusivité thermique du substrat de silicium.

L'algorithme d'optimisation de Levenberg-Mardquardt [12] est utilisé pour minimiser l'écart entre les données expérimentales et le modèle afin d'identifier la résistance thermique RTH . Si l'on considère que, pour chaque pulsation ω , les couches de Pt et de TiN sont isothermes, alors la résistance RTH peut s'exprimer telle que :

$$RTH = N \left(\frac{e_1}{k_1} + \frac{e_2}{k_2} \right) + (2N - 1)RTC_{1/2} + \frac{e_{SiN}}{k_{SiN}} + TCR \quad (3)$$

avec :

$$TCR = RTC_{Pt/TiN} + RTC_{TiN/1} + RTC_{2/SiN} + RTC_{SiN/Si} \quad (4)$$

où e_i et k_i représentent les épaisseurs et les conductivités thermiques des deux couches du MLS, N est le nombre de répétitions de la cellule élémentaire du MLS et $RTC_{i/j}$ représentent les résistances thermiques d'interface entre les couches. Pour le lot 1, la couche 1 est le GeGST et la couche 2 est le GST. Pour le lot 2, la couche 1 est le GeGST et la couche 2 est le TiN. Les paramètres utilisés pour le calcul de la relation (3) sont reportés dans le Tab. 2.

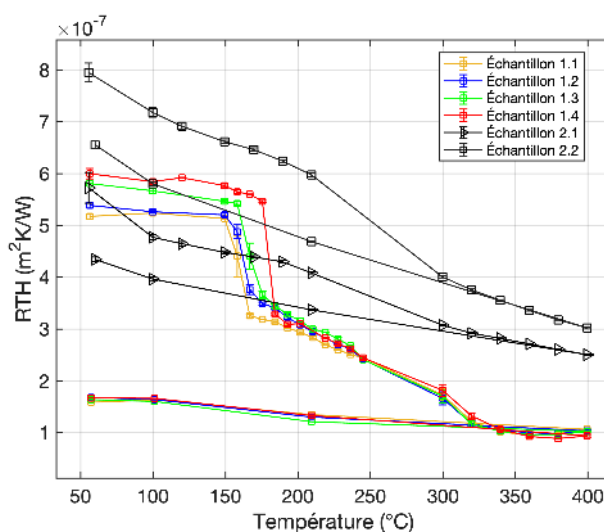
Matériau	$k(T(^{\circ}C))$	ref
$k_{SiN}(T)$	$4,66.10^{-9}T^3 - 5,8.10^{-6}T^2 + 2,84.10^{-3}T + 1,15$	[13]
$k_{Si}(T)$	$5,23.10^{-4}T^2 - 0,451T + 144,3$	[non publi.]
$k_{GeGST}(T)$	0.29	[14]
$k_{GST}(T)$	0.18	[14]
$k_{TiN}(T)$	$4T^{0,29}$	[15]

 Tableau 2 : Paramètres nécessaires au calcul de RTH en phase amorphe à partir de la relation (3).

4. Résultats et discussion

4.1. Résistances thermiques RTH des dépôts

Concernant les échantillons du lot 1, ils ont été chauffés de 50 °C à 400 °C avec une pente de 100 °C/min. Chaque mesure en température a été réalisée à 2551 Hz et 3182 Hz. Un point en température nécessite environ 5 minutes de temps d'acquisition. Ces deux fréquences ont été choisies afin d'avoir une pénétration de la chaleur plus épaisse que l'épaisseur du dépôt tout en conservant le caractère semi-infini du substrat. Les échantillons du lot 2 ont eux été chauffés de 50°C à 400°C avec une pente de 100 °C/min. Cette fois ci, 12 mesures en fréquence ont été réalisées pour chaque point en température, allant de 750 Hz à 6 kHz. Le temps d'acquisition pour une température est d'environ 15 minutes. La valeur de RTH est identifiée et les résultats, après soustraction de la contribution du SiN, sont reportés dans la Fig. 3.


 Figure 3 : Résistances thermiques RTH des différents échantillons listés Tab. 1. La contribution du SiN a été retirée.

Comme illustré sur la Fig. 3, le premier changement de phase (amorphe à cristallin FCC) est observé entre 150 °C (lot 1) et 250 °C (lot 2). Cette différence en température de cristallisation peut être expliquée à par une contrainte de compression appliquée par le TiN sur le GeGST dans le cas des échantillons du lot 2. Cette contrainte de compression décale le changement de phase vers de plus hautes températures. Le second changement de phase (FCC à HCP) apparaît lui autour de 300°C pour le lot 1 mais n'est pas visible sur le lot 2 car la température de cristallisation n'a pas été atteinte. Un décalage des températures de cristallisation pour le lot 1 en fonction du nombre de couches est également observable. Plus les couches sont fines, plus le décalage est

important. Finalement, à l'aide du lot 1, il est mis en avant qu'augmenter le nombre d'interfaces tout en conservant une même épaisseur totale permet d'augmenter la valeur de RTH . Dans un souci d'économies d'énergie, augmenter le nombre d'interfaces semble donc être une solution viable.

Il est également possible de noter pour le lot 1 qu'après 250°C, les RTH se confondent pour atteindre une seule valeur commune. Ce comportement s'explique par la diffusion du Ge dans toute l'épaisseur du MLS couplée à une dégradation des interfaces en interphases [16]. Cette tendance n'est pas observable sur le lot 2 car le TiN reste stable en température et empêche la diffusion du germanium dans l'épaisseur du MLS. C'est ce qui est à l'origine de la contrainte de compression exercée sur le GeGST. Cette stabilité permet également d'expliquer pourquoi la résistance thermique de l'échantillon 2.1 est supérieure à celles des échantillons du lot 1 pour la phase cristalline mais pas dans la phase amorphe. Le GST étant moins conducteur que le TiN et les échantillons ayant plus de résistances d'interfaces pour le lot 1, la seule façon pour que l'échantillon 2.1 ait une RTH supérieure est une dégradation des interfaces dans les MLS du lot 1. Des mesures de Spectrométrie de masse des ions secondaires par temps de vol (ToF-SIMS), de spectroscopie de rayons X à dispersion d'énergie (EDX) et de la spectroscopie Raman in-situ ont été réalisées afin d'obtenir des informations sur la structure interne des échantillons. Ces dernières ont confirmé une dégradation des interfaces en interphases pour le lot 1 et une stabilité des MLS pour le lot 2.

4.2. Caractérisation des résistances thermiques d'interface

En se reportant à l'équation (3), il vient :

$$RT = RTH - N(e_1/k_1 + e_2/k_2) - e_{SiN}/k_{SiN} \quad (5)$$

Ce qui donne finalement :

$$RT = (2N - 1)RTC_{1/2} + TCR \quad (6)$$

A l'aide d'une régression linéaire sur $RT = f(2N - 1)$, il est possible d'obtenir les valeurs de $RTC_{1/2}$ et de TCR pour les différentes températures. Concernant les échantillons du lot 1, la régression linéaire n'a été réalisée que sur la partie amorphe car dès que la cristallisation les interfaces se dégradent. Les résultats pour les échantillons du lot 1 et du lot 2 sont respectivement reportés Fig. 4 et 5 et Fig. 6 et 7. Les résultats ont été comparés pour la phase amorphe avec des calculs issus du modèle théorique "Diffuse Mismatch Model" (DMM) [17] et se trouvent en adéquation avec ceux ci. Les résultats sont également en adéquation avec la littérature [14]. Les Fig. 3 et 4 montrent qu'une augmentation du nombre d'interfaces pour une même épaisseur permet d'augmenter RTH . Ce qui permet un meilleur confinement de la chaleur pour l'opération RESET. Il a été aussi mis en avant que la diffusion du Ge réduit l'impact de l'augmentation du nombre de couches dès que la cristallisation commence. La Fig. 6 montre que les valeurs de $RTC_{GeGST/TiN}$ sont proches de la valeur théorique tout au long du cycle en température. Ceci témoigne d'un excellent contact entre les deux couches étant donné que la valeur théorique suppose un contact parfait. Ainsi, afin d'améliorer la performance énergétique des PCRAM il faudrait réussir à déposer une couche "transducteur" entre le GeGST et le TiN car la marge de progression sur la qualité du dépôt est faible.

5. Conclusion

Il a été montré qu'augmenter le nombre de résistances d'interface au sein d'un MLS permettrait un meilleur confinement de la chaleur dans un souci d'optimisation énergétique des

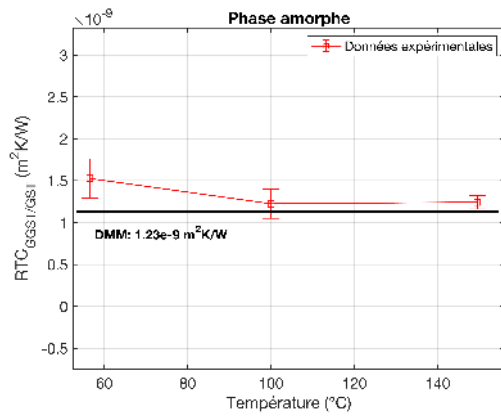


Figure 4 : Résistances thermiques d'interface $RTC_{GeGST/GST}$ pour l'état amorphe.

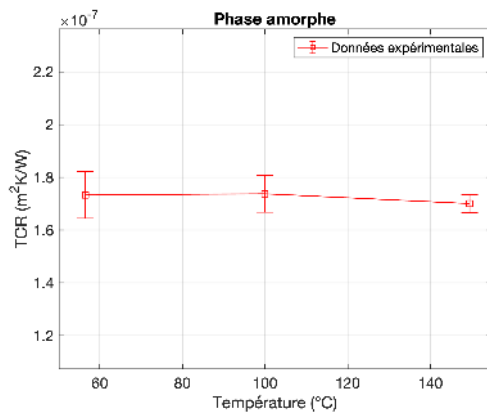


Figure 5 : Somme des résistances thermiques d'interface TCR pour l'état amorphe.

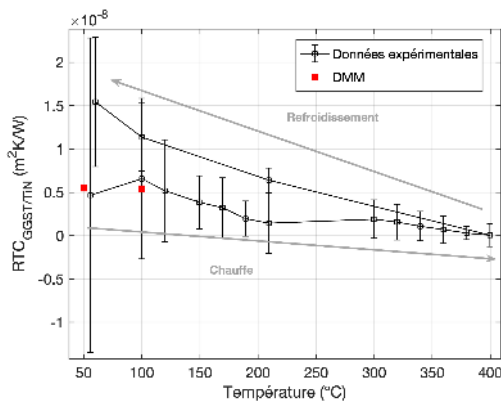


Figure 6 : Résistances thermiques d'interface $RTC_{GeGST/TiN}$.

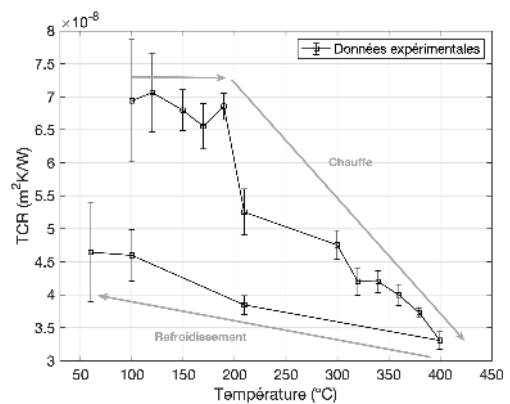


Figure 7 : Somme des résistances thermiques d'interface TCR .

PCRAM. Cependant, il arrive que lors de la chauffe ces interfaces se transforment en interfaces. Par conséquent, l'augmentation du nombre d'interfaces est rendue négligeable.

De plus, le dépôt entre l'élément chauffant (TiN) et le MLS (GeGST) est très proche d'un dépôt idéal et se maintient en bonne condition tout au long de la montée en température. Ainsi dans un souci d'économie d'énergie, se concentrer sur le développement d'une couche transducteur facilitant la diffusion de la chaleur (à l'instar du TiN sous le Pt) pourrait être une des pistes d'amélioration technologique.

Finalement, des valeurs expérimentales ont été données concernant les résistances thermiques d'interface entre le GeGST/GST et le GeGST/TiN pour une large gamme de température.

Références

- [1] A Redaelli, and Lekhwani. Phase Change Memory. Springer, 2017.
- [2] S W Fong, C M Neumann, and H-S P Wong. Phase-change memory. towards a storage-class memory. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 64(11) :4374-4385, 2017.
- [3] A L Lacaita and A Redaelli. The race of phase change memories to nanoscale storage and applications. *Microelectronic engineering*, 109 :351-356, 2013.
- [4] S Tyson, G Wicker, T Lowrey, S Hudgens, and K Hunt. Nonvolatile, high density, high performance phase-change memory. In 2000 *IEEE Aerospace Conference. Proceedings (Cat.*

No. 00TH8484), volume 5, pages 385-390. IEEE, 2000.

- [5] F Pellizzer, A Pirovano, Fe Ottogalli, M Magistretti, M Scaravaggi, P Zuliani, M Tosi, A Benvenuti, P Besana, S Cadeo, et al. Novel/splmu/trench phase-change memory cell for embedded and stand-alone non-volatile memory applications. In *Digest of Technical Papers. 2004 Symposium on VLSI Technology, 2004.*, pages 18-19. IEEE, 2004.
- [6] RE Simpson, P Fons, AV Kolobov, T Fukaya, M Krbal, T Yagi, and J Tominaga. Interfacial phase-change memory. *Nature nanotechnology*, 6(8) :501-505, 2011.
- [7] J-L Battaglia, A Kusiak, V Schick, A Cappella, C Wiemer, M Longo, and E Varesi. Thermal characterization of the SiO₂-Ge₂Sb₂Te₅ interface from room temperature up to 400°C. *Journal of Applied Physics* , 107(4) :044314, 2010.
- [8] V. Sousa, G. Navarro, N. Castellani, M. Coue, O. Cueto, C. Sabbione, P. Noe, L. Perniola, S. Blonkowski, P. Zuliani, et al. Operation fundamentals in 12Mb phase change memory based on innovative Ge rich GST materials featuring high reliability performance. In *2015 Symposium on VLSI Technology (VLSI Technology)* , pages T98-T99. IEEE, 2015.
- [9] G. Navarro, V. Sousa, P. Noé, N. Castellani, M. Coué, J. Kluge, A. Kiouseloglou, C. Sabbione, A. Persico, A. Roule, et al. N-doping impact in optimized Ge-rich materials based phase-change memory. In *2016 IEEE 8th International Memory Workshop (IMW)* , pages 1-4. IEEE, 2016.
- [10] A Degiovanni, C Pradere, E Ruffio, and J-L Battaglia. Advanced thermal impedance network for the heat diffusion with sources. *International Journal of Thermal Sciences* , 130 :518-524, 2018.
- [11] D Maillet and S Andre. J. Batsale, A. Degiovanni, and C. Moyne, thermal quadrupoles, 2000.
- [12] Gill, Philip E., and W Murray. "Algorithms for the solution of the nonlinear least-squares problem." *SIAM Journal on Numerical Analysis* 15, no. 5 (1978) : 977-992.
- [13] AJ Griffin Jr, FR Brotzen, and PJ Loos. The effective transverse thermal conductivity of amorphous Si₃N₄ thin films. *Journal of applied physics* , 76(7) :4007-4011, 1994.
- [14] A Kusiak, C Chassain, A Mateos Canseco, K Ghosh, M-C Cyrille, A L Serra, G Navarro, M Bernard, N-P Tran, and J-L Battaglia. Temperature-dependent thermal conductivity and interfacial resistance of Ge-Rich Ge₂Sb₂Te₅ films and multilayers. *physica status solidi (RRL) Rapid Research Letters* , 16(4) :2100507, 2022.
- [15] Barsoum, M. W., C. J. Rawn, T. El-Raghy, A. T. Procopio, W. D. Porter, H. Wang, and C. R. Hubbard. "Thermal properties of Ti₄AlN₃." *Journal of Applied Physics* 87, no. 12 (2000) : 8407-8414.
- [16] D Térébénec, N Bernier, N Castellani, M Bernard, J-BJager, Martina Tomelleri, J Paterson et al. "Innovative Nanocomposites for Low Power Phase-Change Memory : GeTe/C Multilayers." *physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters* 16, no. 9 (2022) : 2200054
- [17] E T Swartz and R O Pohl. Thermal boundary resistance. *Reviews of modern physics*, 61(3) :605, 1989.

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").

Valorisation énergétique des effluents de station d'épuration par cycle ORC

Luca ZANATTA^{1,2*}, Fabien DELALEUX¹, Jean-Félix DURASTANTI¹

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

²Syndicat 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 ses stations d'épuration. Une solution novatrice considérée est l'installation d'un cycle de Rankine organique (ORC) sur site, en utilisant l'énergie solaire thermique comme source chaude et les effluents en sortie de station d'épuration comme source froide. La réglementation imposant une température maximale de rejet dans le milieu naturel de 25°C, le cycle est donc contraint par la puissance disponible au condenseur. La sélection du fluide de travail et les conditions opératoires ont été adaptées à cette contrainte dans le but de maximiser la puissance fournie par la turbine. Des puissances de l'ordre de 70 kW sont réalisables et il est possible de doubler cette valeur lorsque la température des effluents diminue de 5 °C.

Nomenclature

C_p	Capacité calorifique, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	Δ	Différence
h	Enthalpie, kJ/kg	<i>Indices et exposants</i>	
\dot{m}	Débit volumique, kg.s ⁻¹	<i>cond</i>	condenseur
Q	Puissance thermique, kW	<i>eva</i>	évaporateur
T	Température, °C	<i>opt</i>	optimal
<i>Symboles grecs</i>		<i>tur</i>	turbine

1. Introduction

La France a adopté en aout 2015 la loi de transition énergétique pour la croissance verte (loi n°2015-992 du 17 aout 2015) afin d'énoncer les grands objectifs nationaux en termes d'énergie 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 maitre 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'inscrit 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) 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]. En termes de pistes de valorisation énergétique pour les stations d'épuration, les solutions sont encore limitées. La principale solution est la méthanisation des boues afin de produire du biogaz [3], qui a déjà fait ses preuves sur de nombreux sites 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 énergétique des stations mais elles sont encore peu implantées en France.

Un cycle de Rankine organique (ORC) utilise un fluide organique comme fluide de travail. Ce cycle permet de produire de l'électricité à partir de sources de chaleur à basse température – entre 90 °C et 370 °C – telles que la chaleur résiduelle, le solaire thermique, la biomasse ou la géothermie [4]. Ce procédé est en plein essor en Europe depuis le début des années 2000, notamment dans le cas de la valorisation de la chaleur fatale issue des industries métallurgiques ou des verreries. De nombreux fluides de travail sont envisageables suivant leur type et leurs propriétés thermiques. La recherche d'un optimum de performance du cycle passe donc par la recherche du fluide de travail et des conditions opératoires les mieux adaptées à notre système.

Ce projet consiste à adapter l'ORC dans le cas particulier des stations d'épuration de petite capacité, typiquement entre 2 500 EH et 15 000 EH, afin d'apporter une solution novatrice dans les procédés de valorisation des ressources des stations d'épuration. L'objectif est d'évaluer le potentiel de production d'électricité en utilisant des concentrateurs solaires de type miroirs de Fresnel comme source chaude et les effluents en sortie de STEP comme source froide. La particularité des STEP est que le rejet des effluents est fortement contraint et réglementé. Le débit est régi par la capacité épuratoire du site et la température est réglementée par des arrêtés environnementaux lors du rejet des eaux épurées dans le milieu naturel. De ce fait, l'optimum ne peut se calculer qu'en prenant en considération la puissance de condensation du cycle. La STEP de Lardy-Janville, d'une capacité de 12 680 EH et traitant une charge hydraulique de l'ordre de 2 370 m³/j, est prise comme site pilote.

2. Caractérisation des effluents en sortie de station d'épuration

La fonction première d'une station d'épuration est d'éliminer les polluants chimiques et organiques présents dans les eaux résiduaires afin de rejeter dans le milieu naturel une eau sans danger pour la biodiversité. Néanmoins, du fait des grandes quantités d'eau transitant en leur sein, les STEP peuvent aussi être considérées comme des sources d'énergie renouvelable non négligeable. C'est pourquoi il est intéressant d'étudier le potentiel énergétique des eaux épurées, présentant la plus faible concentration en matières chimique et organique.

2.1. Débit des effluents en sortie de STEP

Le débit est considéré comme le paramètre clé lorsqu'on veut connaître le potentiel de récupération de chaleur car il est directement proportionnel à la quantité de chaleur récupérable [5]. Dans le cas des STEP de petites capacités, il est important de caractériser ce paramètre puisqu'il est variable suivant l'heure de la journée ou la saison.

Le débit est mesuré de façon continue à l'aide d'une sonde placée au niveau du canal de sortie de l'eau épurée. La figure 1 montre l'évolution du débit des effluents en sortie de STEP au cours d'une année. La moyenne de débit est de $70 \text{ m}^3/\text{h}$ et est plutôt stable au cours du temps, les écarts ponctuels représentent les périodes de fortes pluies ou d'étiages.

Outre l'évolution des débits au cours de l'année, il est également important de prendre en compte la variation du débit au cours d'une journée. A partir de la figure 2, 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.

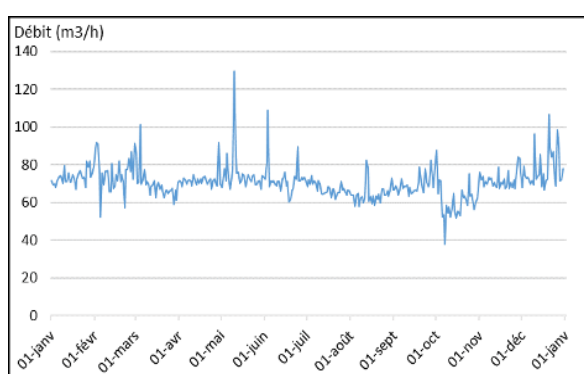


Figure 1 : Evolution du débit journalier de la STEP de Lardy au cours d'une année

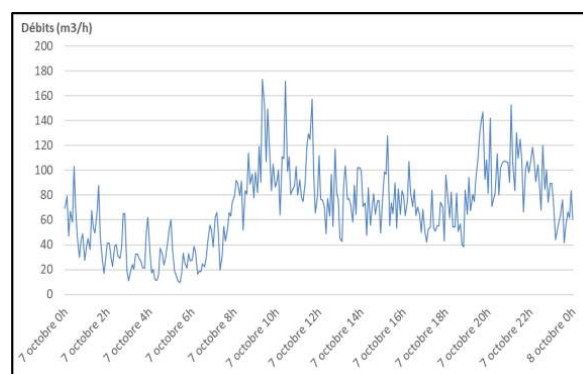


Figure 2 : Evolution du débit horaire de la STEP de Lardy au cours d'une journée

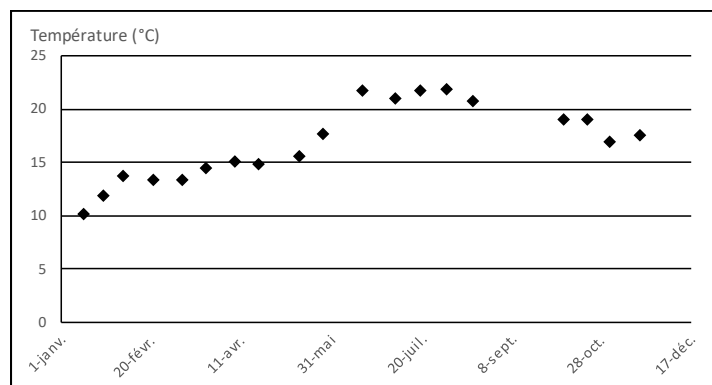


Figure 3 : Evolution de la température des effluents de la STEP de Lardy-Janville au cours de l'année

2.2. Température des effluents en sortie de STEP

Le second paramètre important dans l'analyse des effluents est la température de rejet. Sa mesure est effectuée de manière ponctuelle, deux fois par mois, à l'aide d'échantillons prélevés dans le canal de rejet des eaux épurées.

Peu soumise aux variations annuelles, la température des effluents en sortie de STEP reste stable au cours de l'année, comme le montre la figure 3. Deux comportements peuvent se distinguer : pendant la période hivernale, la température des effluents oscille autour de 15 °C alors que pendant la période estivale, les valeurs se situent plutôt autour de 20 °C.

2.3. Contrainte liée aux effluents

Dans le cas du traitement des eaux résiduaires, la température de rejet dans le milieu naturel est soumise à une réglementation stricte. D'après l'article 31 de l'arrêté du 2 février 1998, la température des effluents rejetés ne doit pas dépasser 30 °C [6]. Pour s'assurer du bon respect de cette règle, les contrats de délégation de service public abaissent cette limite à 25 °C.

Ce phénomène induit alors une contrainte pour notre projet. En ayant un débit fixé par la capacité de traitement journalière de la STEP et une température régulée par la réglementation, la puissance de condensation est donc limitée par l'équation (1).

$$Q_{cond} = \dot{m} \times C_p \times \Delta T \quad (1)$$

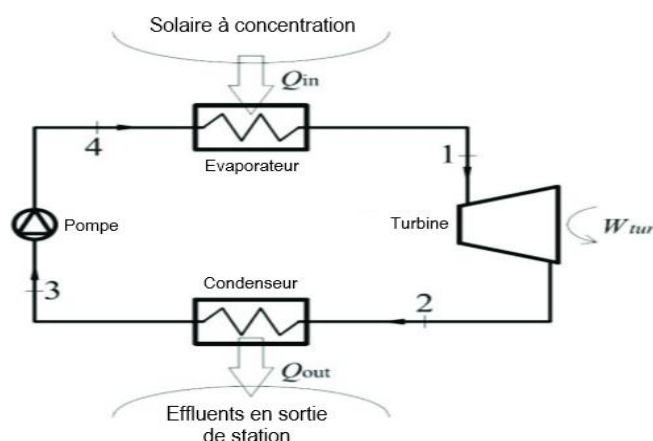
Dans la suite du travail, cette puissance de condensation est définie comme limite du système ORC. La valeur maximale que peut atteindre ce paramètre est de 416 kW, représentant le cas où la température des effluents est de 20 °C et le débit est de 70 m³/h.

3. Production d'énergie par cycle de Rankine organique

3.1. Modélisation du cycle

Le cycle de Rankine organique utilisé pour les simulations numériques de ce projet est composé de 4 éléments principaux : une pompe, une turbine, un évaporateur et un condenseur, comme représenté sur la figure 4. Ce procédé est développé dans de nombreuses applications, notamment à petite échelle [7].

Les simulations sont réalisées sous Python, avec l'utilisation de la base de données CoolProp afin de récupérer les données thermodynamiques des fluides de travail et du cycle. Les équations (2), (3) et (4) permettent de connaître l'état du système et ainsi de mettre en évidence la puissance disponible au niveau de la turbine, qui est le paramètre qui nous intéresse ici.



$$Q_{cond} = \dot{m} \times (h_3 - h_2) \quad (2)$$

$$Q_{tur} = \dot{m} \times (h_1 - h_2) \quad (3)$$

$$Q_{eva} = \dot{m} \times (h_1 - h_4) \quad (4)$$

Figure 4 : Représentation schématique d'un cycle ORC

Dans cette première approche, la source chaude est modélisée par un thermostat fixé à 150 °C qui fournit toujours la quantité d'énergie suffisante pour assurer le bon fonctionnement du système. Quant à la source froide, comme indiqué dans la section 2.3, elle est assurée grâce aux effluents en sortie de STEP à 20 °C, qui imposent une puissance de condensation à l'ORC de 416 kW. Pour chaque échangeur de chaleur, une différence de température d'au moins 10 °C est imposée entre les différents fluides. Le diagramme T-s d'un tel cycle est représenté sur la figure 5. Ainsi, la température et la pression sont régies par les différentes contraintes et hypothèses énoncées. La modélisation a donc pour objectif de déterminer le fluide de travail le plus approprié et d'optimiser son débit afin de maximiser la puissance fournie par la turbine.

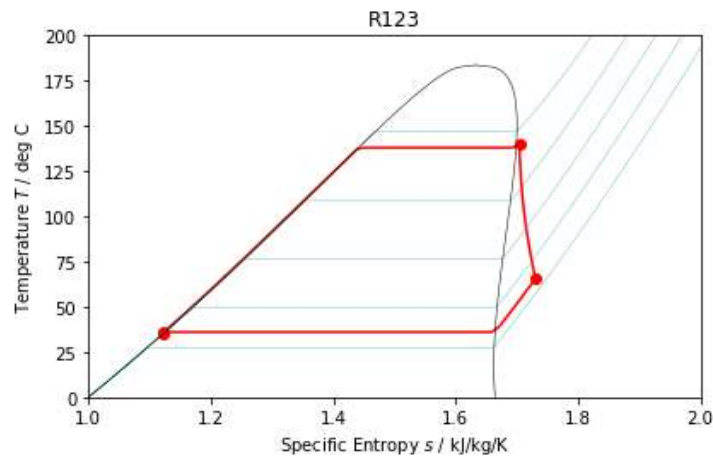


Figure 5 : Diagramme T-s d'un cycle ORC pour le fluide de travail R123

3.2. Choix du fluide de travail

La sélection du fluide de travail est un choix fondamental afin d'optimiser l'ORC. Adapter le fluide aux conditions opératoires souhaitées, permet d'optimiser le rendement du cycle. De nombreuses études se sont intéressées à cette question [8] [9] [10] [11] ; il en découle 4 critères principaux pour la sélection du fluide de travail : (i) le critère de performance regroupe le type de fluide – humide, isentropique ou sec – ainsi que ses propriétés thermodynamiques, (ii) le critère environnemental permet de sélectionner des fluides peu dangereux en termes de toxicité et d'inflammabilité et avec un faible impact environnemental décrit par le potentiel de réchauffement climatique (GWP) et le potentiel de déplétion de la couche d'ozone (ODP), (iii) le critère technico-économique, porté par la masse volumique ou encore les propriétés de transport telles que la conductivité thermique ou la viscosité, influence le dimensionnement de l'installation, (iv) les limites de fonctionnement décrites par la température de solidification du fluide et sa compatibilité avec les matériaux utilisés permettent de s'assurer du bon fonctionnement du procédé.

Dans le cadre de notre étude, les critères de sélection se sont focalisés sur le couple pression / température critique qui doit être proche de la température de la source chaude pour une pression ne dépassant pas les 40 bar, le caractère sec ou isentropique du fluide afin de ne pas avoir recours à une forte surchauffe du fluide, un ODP nul et un GWP le plus faible possible afin de respecter le protocole de Montréal de 1987 interdisant l'utilisation des fluides à ODP non-nul et les normes européennes de 2012 interdisant l'utilisation de fluide avec un GWP supérieur à 150.

Au total, 9 fluides de travail présentant des propriétés adéquates ont été sélectionnés. 6 d'entre eux sont des hydrocarbures, le R123 est un Hydrofluorocarbure (HFC) et les deux derniers sont des Hydrofluoroethers (HFE), fluides conçus pour remplacer les HFC dans de telles installations [12]. Leurs propriétés sont résumées dans le tableau 1. En complément des différents critères, l'enthalpie de condensation à 1 bar est explicitée afin de pouvoir comparer les fluides suivant l'énergie de condensation qui sera mise en jeu dans le cycle.

Working fluid	Type*	Critical temperature	Critical pressure	Boiling point at 1 bar	Δh_{cond} at 1 bar	ODP	GWP
		°C	bar	°C	kJ/kg		
Isobutane	D	135	36,4	-11,7	365,2	0	20
Isobutène	D	144	39,7	-7,1	391,7	nd	nd
Butane	D	152	37,9	-0,9	385,8	0	11
Neopentane	D	160	31,6	9,4	315,8	0	20
Isopentane	D	187	33,7	27,5	343,4	0	0
Pentane	D	196	33,6	35,5	357,8	0	11
R123	I	183	36,6	27,8	170,2	0,02	77
R1234ze(Z)	I	153,65	39,7	9,6	215,2	0	6
Novec649	D	168,66	18,7	48,9	88	nd	nd

*D : dry, I : isentropic

Tableau 1 : *Propriétés des fluides de travail*

3.3. Résultats et discussion

Des simulations numériques ont été effectuées pour chacun des fluides de travail dans le but de calculer la puissance produite à la turbine et la puissance de condensation. Afin de comparer ces deux valeurs pour chaque fluide, le débit est fixé à 1 kg/s. Les résultats sont consignés dans le tableau 2.

A partir de ces résultats, deux tendances peuvent être mises en valeur. D'un côté les hydrocarbures présentent de bonnes puissances produites au détriment d'une puissance de condensation plus élevée, voire supérieure à la limite de 416 kW dans le cas de l'isopentane et du pentane. Concernant le HFC et les HFO, des puissances plus faibles pour la turbine et le condenseur mettent en lumière une capacité d'optimisation du cycle en modifiant le débit des fluides de travail.

Working fluid	Isobutane	Isobutène	Butane	Neopentane	Isopentane	Pentane	R123	R1234ze(Z)	Novec649
Q_{tur}	kW 44,1	53,9	61,6	61,3	74,3	73,7	34,9	33,4	16,2
Q_{cond}	kW 353,2	378,3	399,4	379,4	426,1	439,2	189,1	213,5	142,4

Tableau 2 : *Puissance au niveau de la turbine et du condenseur pour les différents fluides de travail à un débit de 1 kg/s*

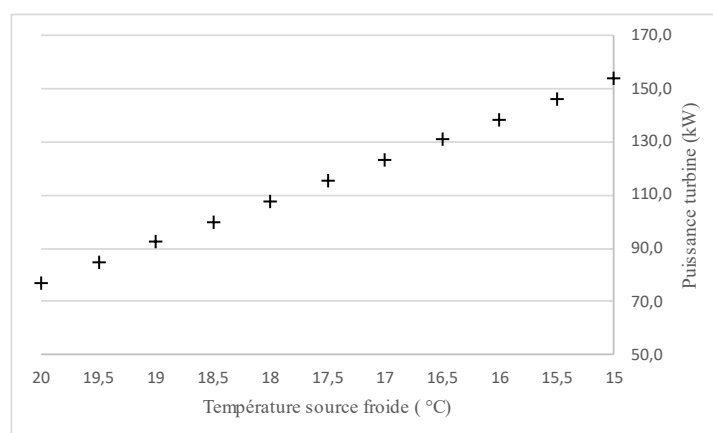
La seconde série de simulations a pour objectif d'optimiser les paramètres de cycle afin de maximiser la puissance de sortie du système. Pour ce faire, le débit des fluides a été adapté afin d'obtenir une puissance de condensation la plus proche possible de la limite fixée. Les valeurs de débit optimal ainsi que la puissance au niveau de la turbine qui en résulte pour chaque fluide sont consignées dans le tableau 3. A partir de ces données il est possible de comparer la performance des fluides entre eux. Le R123 est celui qui présente la plus grande puissance fournie par la turbine, suivi de l'isopentane et du pentane. Pour les HFE, le R1234ze(Z) présente aussi un meilleur potentiel que le Novec649, bien que plus faible que le R123.

Ces résultats confirment que les HFC sont les fluides les plus adaptés aux procédés basses températures. Avec l'émergence des normes interdisant ce genre de fluide, il est important de retrouver des solutions de remplacement. L'isopentane peut faire office de bon substitut, de même pour le R1234ze(Z), ils possèdent les propriétés thermodynamiques adéquates et leur performance n'est pas très éloignée du R123.

Working fluid		Isobutane	Isobutène	Butane	Neopentane	Isopentane	Pentane	R123	R1234ze(Z)	Novec649
\dot{m}_{opt}	kg/s	1,2	1,1	1,0	1,1	1,0	0,9	2,2	2,0	2,9
$Q_{tur,opt}$	kW	52,0	59,4	64,3	67,3	72,7	69,9	76,9	65,2	47,4

 Tableau 3 : *Débit et puissance à la turbine optimaux pour les différents fluides de travail*

Les scénarios étudiés précédemment reposent tous sur le cas le plus contraignant où les eaux épurées sont à 20 °C en entrée d'échangeur de chaleur, cas typique de la période estivale. Lorsque la température des effluents baisse, la puissance disponible pour la condensation augmente. La figure 6 montre l'évolution de la puissance fournie par la turbine lorsque la température de la source froide diminue de 5 °C. Dans ce cas, la puissance augmente et double même lorsque la diminution de 5 °C est atteinte.


 Figure 5 : *Evolution de la puissance au niveau de la turbine en fonction de la température de la source froide*

4. Conclusions et perspectives

Dans le cadre de la valorisation énergétique des stations d'épuration de petite capacité, une solution novatrice est d'installer un cycle ORC en utilisant les effluents en sortie de STEP comme source froide. Du fait des contraintes liées à cette ressource, l'étude de l'optimisation du cycle doit être réalisée en considérant la source froide comme facteur limitant du système.

Premièrement, les critères de sélection du fluide de travail ont été adaptées aux conditions opératoires du système. Il en résulte que 9 fluides sont propices à l'étude de l'optimisation de l'ORC. Ensuite, le débit et la puissance fournis par la turbine optimaux sont calculés dans les conditions imposées par la source froide. Parmi les fluides sélectionnés, le R123, l'Isopentane et le Pentane sont les plus performants. Enfin, le cycle est soumis à l'évolution de la température de la source froide. Dans cette configuration, la puissance au niveau de la turbine augmente linéairement en fonction de la diminution de la température.

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] Y. Gu & al, Energy self-sufficient wastewater treatment plants : feasibilities and challenges, *Energy Procedia* 105 (2017) 3741 – 3751.
- [4] N.B. Desai, S. Bandyopadhyay, Process integration of organic Rankine cycle, *Energy* 34 (2009) 1674-1686.
- [5] 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.
- [6] Article 31 de l'arrêté du 2 février 1998 relatif aux prélèvements et à la consommation d'eau ainsi qu'aux émissions de toute nature des installations classées pour la protection de l'environnement soumises à autorisation.
- [7] S. Quoilin, *Sustainable Energy Conversion Through the Use of Organic Rankine Cycles for Waste Heat Recovery and Solar Applications*, PhD Thesis (2011).
- [8] B. F. Tchanche & al, *Fluid selection for a low-temperature solar organic Rankine cycle*, *Applied Thermal Engineering* (2009), 2468-2476.
- [9] J. Vivian, G. Manente, A. Lazzaretto, *A general framework to select working fluid and configuration of ORCs for low-to-medium temperature heat sources*, *Applied Energy* (2015), 727-746.
- [10] D. Li & al, *Selection of organic Rankine cycle working fluids in low-temperature waste heat utilization*, *Journal of Hydrodynamics* (2015), 458-464.
- [11] N. B. Desai, S. Bandyopadhyay, *Thermo-economic analysis and selection of working fluid for solar organic Rankine cycle*, *Applied Thermal Engineering* (2016), 471-481.
- [12] M. Bahrami, F. Pourfayaz, A. Kasaerian, Low global warming potential (GWP) working fluids (WFs) for organic Rankine cycle (ORC) applications, *Energy Reports* (2022), 2976-2988.

Development of a Two-Stage Radial Inflow Turbine for a Mini-ORC

Martin HEYLEN^{1,2,3*}, Vincent LEMORT², Michel DELANAYE¹, Koen HILLEWAERT³

¹ Mitis SA

5, rue des Chasseurs Ardennais – 4031 Angleur

² Laboratoire de Thermodynamique – Université de Liège

17 Bât B49, Allée de la Découverte – 4000 Liège

³ Design of Turbomachines – Université de Liège

9 Bât B52/3, Allée de la Découverte – 4000 Liège

*(Corresponding author : martin.heylen@mitis.be)

Résumé - Ce travail est centré sur la construction d'un modèle 0-D de conception de roue turbine radial pour des fluides non idéaux. Ce modèle est appliqué au cas d'un cycle ORC de 10kWe à deux étages d'expansion. Le point de fonctionnement du système ainsi que le fluide de travail sont choisis sur base des contraintes propres aux turbomachines. Enfin, une vérification CFD sur base des roues conçues est réalisée afin de valider le modèle, et de vérifier certaines caractéristiques de l'écoulement prédites sur base du modèle 0-D.

Nomenclature

V	absolute velocity,	m/s	ω	rotational speed,	rad/s
W	relative velocity,	m/s	ρ	density,	kg/m ³
U	blade tip velocity,	m/s			
C_m	meridional velocity,	m/s	<i>abbreviation</i>		
Q	volumetric flow rate,	m ³ /s	CHP	Combined Heat and Power	
Ma	Mach Number		RIT	Radial Inflow Turbine	
			CFD	Computational Fluid Dynamics	
T	temperature,	K	ORC	Organic Rankine Cycle	
P	pressure,	Pa or bar	PS	Pressure Side	
h	enthalpy,	J/kg	SS	Suction Side	
c	speed of sound,	m/s			
			<i>subscript</i>		
r	radius,	mm	4	rotor Inlet	
h	tip blade height,	mm	5	rotor Outlet	
A	cross section area,	mm ²	h	hub	
Δz	axial length,	mm	sh	shroud	
			θ	tangential	
<i>adimensional parameters</i>			m	meridional	
N_s	specific speed		<i>evap</i>	evaporator	
C_s	spouting velocity		<i>cond</i>	condenser	
V_{ts}	velocity ratio				
$C_{m,ratio}$	meridional speed ratio		t	total	
<i>Greeks Symbols</i>			s	static	
α	angle of attack,	deg	id	isentropic total to static	
β	incidence angle,	deg			
η	isentropic efficiency,	%			

1. Introduction

Nowadays, the decarbonization of energy systems is targeted to strive for the zero-emission target. Considering a gas turbine based Combined Heat and Power system (CHP), this objective is pursued through the use of biofuel and by improving system efficiency ; or more precisely by improving the efficiency of the subcomponent that ensures the transfer of the mechanical energy. It mainly consists of a centrifugal compressor and a Radial Inflow Turbine (RIT) positioned on the same shaft, together with the generator. Additionally, the wasted heat can be converted into useful energy by coupling the CHP with bottoming cycles. Among the possibilities, Organic Rankine Cycles (ORC) are suited systems for low-temperature heat recovery [1]. Another RIT can be integrated into ORC as an expansion device.

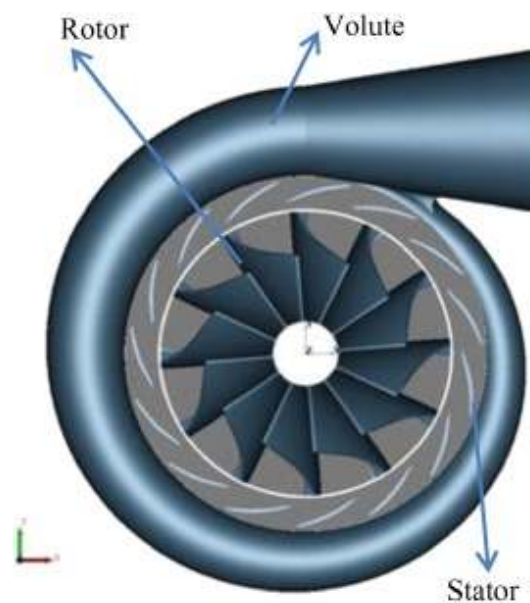


Figure 1 : *Volute, nozzle (Stator), and radial turbine (Rotor) schematic [2]*

The scientific literature review has shown that many developments have been brought by the community to provide design tools for the radial turbine and the associated volute (Figure 1). An analytical method to design and predict the performance of the radial turbine has been proposed. The model provides the rotor geometry for any operating conditions [3]. A guideline for preliminary sizing of the rotor has been proposed to provide empirical correlations to assess the losses in the turbine [4]. This approach has been applied for the design of a 5kWe micro radial turboexpander ORC using R134a as working fluid [5]. They optimized the rotor shape based on the blade loading and flow distribution in the meridional plane. A two stage radial inflow turbine integrated into a 50kWe ORC has been investigated [6].

This paper introduces a design method for radial inflow turbines, using detailed thermodynamic tables for the gas. The application in this publication is the development of two radial inflow turbine stages for a 10kWe ORC. This small power has not been covered in the current literature for two stage turbine machines.

This paper will present a preliminary validation of the model through CFD analysis. the paper will discuss the current limitations of the model with potential future improvements.

2. Radial inflow turbine design model ([4], [3])

The present 0-D model provides a tool to design a radial inflow turbine. As these devices are designed to work with gas, the working fluid must be gaseous during the complete expansion.

The model is developed within the Excel framework and relies on the thermodynamic library CoolProp [7] for the fluid properties. It calculates the velocity triangle (depicted in Figure 2) at the rotor inlet and outlet to describe the flow velocity at these strategic points.

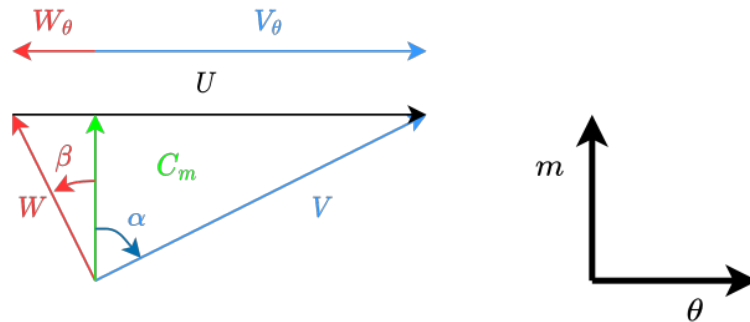


Figure 2 : Velocity Triangle

The velocity triangle is composed of 4 velocity vectors, namely

1. the absolute velocity V , the velocity seen by a non-rotating (or stationary) frame
2. the relative velocity W seen by the rotating frame attached to the rotor
3. the blade rotation velocity U , which is the rotating velocity of the blade
4. the meridional velocity C_m , which is the flow velocity projected on the (local) meridional axis m (Figure 3)

Moreover, the absolute and relative angles α and β are respectively defined between the meridional velocity and the absolute and relative velocity components respectively in the tangential direction.

Figure 3 illustrates a meridional cut of the radial turbine rotor. It contains most of the geometrical parameters obtained through the design.

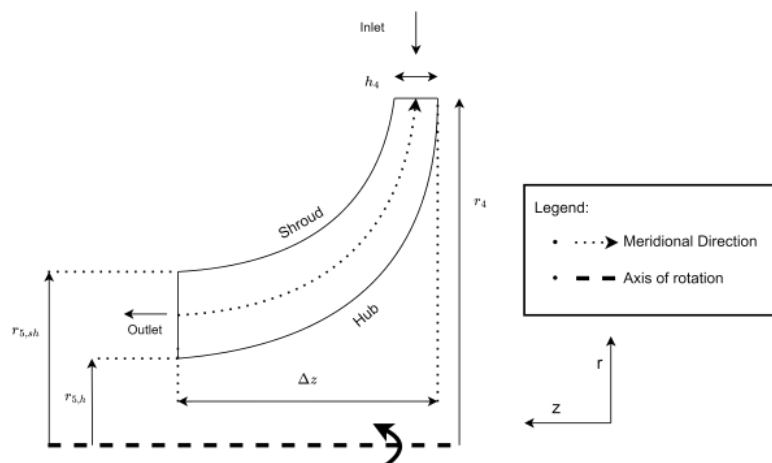


Figure 3 : Radial turbine meridional plane. 4 :inlet, 5 :outlet ; h :hub, sh :shroud.

2.1. Specific Speed

During the design, the model computes several non-dimensional quantities. The first parameter is the specific speed N_s (Equation 1). The specific speed for any operating condition is the non-dimensional number

$$N_s = \frac{\omega \sqrt{Q_5}}{\Delta h_{id}^{0.75}} \quad (1)$$

where ω is the rotational speed, Q_5 the volumetric flow at the rotor exit, and Δh_{id} is the isentropic drop of enthalpy generated by the "expansion from the stage inlet total conditions to the rotor outlet static conditions" [3].

For a radial inflow turbine, the specific speed at the design point must be within the range $N_s \in [0.45, 0.75]$ [3, 8]. This condition will insure a certain stability of the rotor during operations.

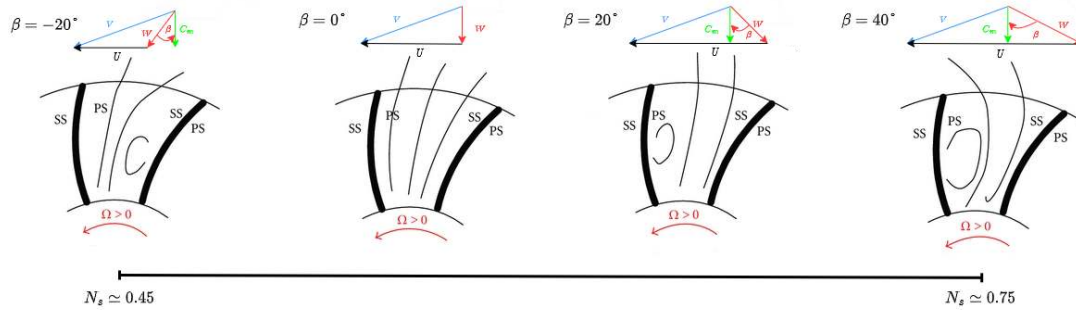


Figure 4 : Variation of the inlet incidence angle versus the specific speed of the rotor at various operating points for a given design [8].

N_s : Specific Speed; PS : Pressure Side, SS : Suction Side

Figure 4 illustrates the flow physics within the rotor for different incidence flow angles [8]. Considering a rotating blade, a zone of pressure and suction will be generated on each blade side. The schematic depicts that there is a link between the specific speed N_s associated to the operating point and the incidence angle β_4 .

As indicated, a reverse flow area is observed when the specific speed tends to be too small or too large. Therefore, it is required to maintain the specific speed within the previously mentioned boundaries. In the literature, it is recommended to design the turbine so that the inlet incidence angle β_4 is close to 0° to minimize the recirculating zone. This is emphasized in Figure 4

2.2. Inlet Velocity Triangle

The design of the radial inflow turbine start by calculating the inlet velocity triangle. First is defined the spouting velocity C_s (Equation 2), defined as being the velocity associated with the enthalpy drop Δh_{id} , is also computed :

$$C_s = \sqrt{2\Delta h_{id}} \quad (2)$$

The spouting velocity, multiplied by the total to static velocity ratio V_{ts} defined in Equation 3, allows the assessment of the rotor tip speed rotating speed U_4 (Equation 4) :

$$V_{ts} = 0.737N_s^{0.2} \quad (3)$$

$$U_4 = C_s \times V_{ts} = \omega \times r_4 \quad (4)$$

Regarding total and static quantities, a static quantity (pressure, temperature,...) corresponds to the properties of the medium where the flow velocity is zero. When considering a total property, the influence of the flow velocity is included during the calculation.

Continuing with the assessment of the inlet velocity triangle, the absolute velocity's tangential component is computed from Equation 5 :

$$C_{\theta,4} = \frac{U_4 \times \eta_{ts}}{2V_{ts}^2} \quad (5)$$

where η_{ts} is the total to static isentropic efficiency estimated through the Equation 6 :

$$\eta_{ts} = 0.87 - 1.07(N_s - 0.55)^2 - 0.5(N_s - 0.55)^3 \quad (6)$$

Lastly, the rotor angle of attack α_4 must be defined. This angle has been found to be optimal when following Equation 7 [4].

$$\alpha_4 = 10.8 + 14.2N_s^2 \quad (7)$$

Then, the remaining inlet velocity triangle is obtained through trigonometry calculation.

2.3. Rotor Inlet Design

The geometrical parameters to describe the rotor inlet (station 4) are the outer radius r_4 , the blade tip height h_4 , and the blade angle. It is a good practice to set radial the inlet rotor blade [9]. Considering the tip height h_4 , it is computed through Equation 8

$$A_4 = \frac{\dot{m}}{\rho_{s,4} \times C_{m,4}} = 2\pi \times r_4 \times h_4 \quad (8)$$

where $\rho_{s,4}$ is the density of the inlet flow calculated based on the static conditions.

2.4. Rotor Outlet Design

With the rotor inlet design being established, the outlet velocity triangle can be constructed. First the outlet meridional velocity $C_{m,5}$ is obtained through the meridional velocity ratio $C_{m,ratio}$ defined in Equation 9 [3] :

$$C_{m,ratio} = \frac{C_{m,5}}{C_{m,4}} = 1 + 5 \times (h/r_4)^2 \quad (9)$$

At the outlet, it is assumed that the tangential component of the absolute velocity $V_{\theta,5}$ is zero. This hypothesis is justified as this component will only dissipate the energy through the induced swirl.

At the outlet of the turbine, the radius at the hub $r_{h,5}$ is given by Equation 10 [10] :

$$r_{h,5} = 0.185r_4 \quad (10)$$

From this point, it is possible to assess the radius at the shroud $r_{sh,5}$ and the rotating velocities $U_{h,5}$ and $U_{sh,5}$. Once the velocity triangles at the hub and shroud are computed, the blade angles at the hub and shroud are respectively associated with the relative angle $\beta_{h,5}$ and $\beta_{sh,5}$.

3. Case study : ORC

In this work, a simple design model of a radial inflow turbine has been developed. the application of the model is the integration of high-speed turbines within two expansion stages Organic Rankine Cycle (ORC) (Figure 5) producing an electrical power of $10kWe$.

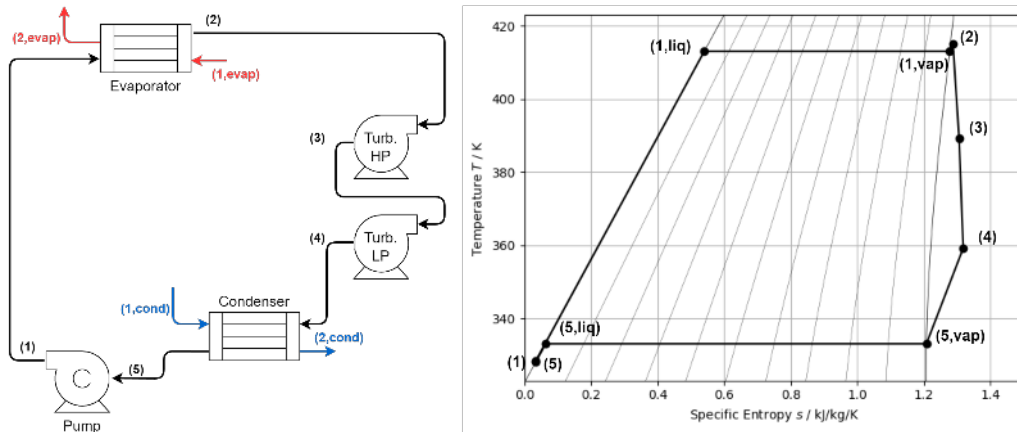


Figure 5 : Organic Rankine Cycle schematic - TS diagram for Cyclopentane

3.1. Working Fluid Selection

The speed of sound c of organic fluids is typically low. Therefore, attention must be paid to the Mach number Ma which should not go beyond $Ma = 1$ if supersonic turbine behavior is unintended.

Working Fluid	R123	R1233zd	R245fa	novec649	cyclopentane
Speed of sound [m/s]	136	149	149	76	196
Density [kg/m ³]	42	35	35	103	20
Crit. Temperature [°C]	184	166	154	169	239

Table 1 : Working Fluid comparison for a temperature $T = 130^{\circ}C$ and a pressure $P = 8 \text{ bar}$ [7]

Table 1 shows that the speed of sound has a link with the fluid density. Based on the rotational velocity constraint imposed, a low-density fluid must be selected to design a high-speed radial turbine for ORC. From the selected fluids, cyclopentane is the best candidate for the design of a high-speed radial turbine without lying in the supersonic zone.

3.2. Operating Point Selection

When defining the nominal operating point of the ORC, the condensation and evaporation temperatures (T_{cond} and T_{evap} , respectively) have to be defined. Regarding the former temperature, it has been set at $60^{\circ}C$. This temperature is such that it is compatible with conventional heat emitters in buildings.

The evaporating temperature T_{evap} has been imposed by considering the generator magnet's curie temperature. In this paper, it has been selected a temperature $T_{evap} = 130^{\circ}C$.

Regarding the mass flow rate, it has been selected to reach the electrical power generation of $10kWe$ at the nominal operating point. Table 2 provides the nominal operating point of each radial turbine.

	Inlet Temp.	Total Pres.	Inlet Temp.	Total Pres.	TT Expansion Ratio	Mass Rate	Flow	Working Fluid
HP Turbine	131.85°C	7.87 bar			2.567	165 g/s		Cyclopentane
LP Turbine	104.85°C	1.42 bar			2.163	165 g/s		Cyclopentane

Table 2 : *Radial Turbine Operating Condition.*

3.3. CFD Validation

This last section is providing a validation of the design model through CFD. In the scope of this paper, the model will be validated with the design of the high-pressure radial turbine. The software **CFX** from Ansys will provide an accurate point of comparison for the 0-D model. To integrate the design, a bridge has been developed in Python [11] to generate a blade design file readable by the computational fluid dynamic software.

The comparison of the performance has been done by assessing the nominal operating point in **CFX**. As a reminder, the inlet condition are 131°C and 7.87 bar with a mass flow rate of 165 g/s. The formulae used in the 0-D model predicted that the flow angle of attack and rotor isentropic efficiency of 73.73° and 86.5% respectively. These information has been compared in Table 3. It can be observed that the deviation of the 0-D model is relatively small.

HP Turbine	angle of attack [°] α_4	Total to Static Isentro- pic Efficiency [%]	Total to Total Expan- sion Ratio
0-D Model	73.73°	86.5%	2.567
CFD	73.73°	85.5%	2.571
Delta	0%	1.15%	0.15%

Table 3 : *0-D model vs CFD : Performance Comparison.*

Then, it is verified the prediction of the 0-D model regarding the physics of the flow. The model estimated a value of $\beta_4 = -7.5$ for the incidence angle. Considering Figure 4, a small recirculation should occur at the suction zone. After the Computation of the CFD, Figure 6 illustrates how the flow is distributed through the rotor passage.

As highlighted in the diagram, a small reverse flow occurs at the beginning of the blade's suction side (SS). This behavior is in line with the theoretical concept as the relative flow angle at the rotor entrance is quasi-radial.

4. Conclusion

This paper presented a model to design a radial inflow turbine for real gas. In the scope of this paper, only the development regarding the geometrical calculation of the entrance and exit of the rotor has been described. As the CFD comparison shows, the 0-D model is relatively accurate regarding the predicted performance and flow distribution within the radial turbine rotor passage.

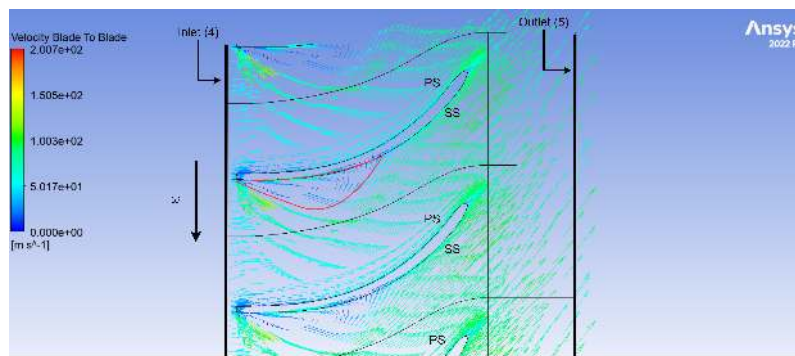


Figure 6 : Flow pattern through the Rotor passage (HP Turbine)

It has been demonstrated in this work that small ORC turbines (10kWe) are providing good performances and may be pertinent for the application. Further developments have to be made to the model. First, the implementation of the volute design and performance prediction is missing. Moreover, loss correlations are not yet taken into account during the design phase.

Références

- [1] S. Quoilin, “Sustainable energy conversion through the use of organic rankine cycles for waste heat recovery and solar applications.” phdthesis, Faculty of Applied Science of the University of Liège, Oct. 2011. [Online]. Available : <https://hdl.handle.net/2268/96436>
- [2] M. Azimian and H.-J. Bart, “Computational analysis of erosion in a radial inflow steam turbine,” *Engineering Failure Analysis*, vol. 64, pp. 26–43, jun 2016.
- [3] A. K. Noughabi and S. Sammak, “Detailed design and aerodynamic performance analysis of a radial-inflow turbine,” *Applied Sciences*, vol. 8, no. 11, p. 2207, nov 2018.
- [4] D. Fiaschi, G. Manfrida, and F. Maraschiello, “Design and performance prediction of radial ORC turboexpanders,” *Applied Energy*, vol. 138, pp. 517–532, jan 2015.
- [5] D. Fiaschi, G. Innocenti, G. Manfrida, and F. Maraschiello, “Design of micro radial turboexpanders for ORC power cycles : From 0d to 3d,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 99, pp. 402–410, apr 2016.
- [6] A. Giovannelli, E. M. Archilei, and C. Salvini, “Two-stage radial turbine for a small waste heat recovery organic rankine cycle (ORC) plant,” *Energies*, vol. 13, no. 5, p. 1054, feb 2020.
- [7] I. H. Bell, J. Wronski, S. Quoilin, and V. Lemort, “Pure and pseudo-pure fluid thermophysical property evaluation and the open-source thermophysical property library coolprop,” *Industrial & Engineering Chemistry Research*, vol. 53, no. 6, pp. 2498–2508, 2014. [Online]. Available : <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ie4033999>
- [8] Lüddecke, B. . Filsinger, and J. Dietmar & Ehrhard, “On mixed flow turbines for automotive turbocharger applications,” *International Journal of Rotating Machinery*, 2012.
- [9] A. Bayomi and Nazih, “Radial turbine design process,” *ISESCO Journal of Science and Technology*, 2015.
- [10] R. H. Aungier, “Turbine aerodynamics : Axial-flow and radial-flow turbine design and analysis,” 2006.
- [11] G. Van Rossum and F. L. Drake Jr, *Python reference manual*. Centrum voor Wiskunde en Informatica Amsterdam, 1995.

Modélisation d'une serre couplée à un système de stockage thermique : développement d'un modèle et étude de validité

Timothée MAHEUX^{1*}, Stéphane GIBOUT², Danielle MONFET¹, Didier HAILLOT¹

¹ École de Technologie Supérieure, Laboratoire de Thermique et Science du Bâtiment,
1100 Rue Notre Dame Ouest, Montréal, QC H3C 1K3, Canada

² Univ Pau & Pays Adour/ E2S UPPA, Laboratoire de Thermique, Énergétique et Procédés - IPRA,
EA1932, Pau 64000, France

*(auteur correspondant : timothee.maheux.1@ens.etsmtl.ca)

Résumé - Dans le cadre du développement de la serriculture au Nunavik, la région nord du Québec, un projet de serre couplée à un système de stockage thermique de l'énergie est mis en œuvre. Un modèle numérique de l'ensemble serre-système de stockage est développé. Il a comme objectif l'optimisation des caractéristiques des futurs dispositifs de stockage et l'étude de faisabilité de l'ajout de systèmes énergétiques additionnels (par exemple solaire thermique). Cet article présente le couplage des sous-modèles ainsi que l'étude de validité du modèle global.

1. Introduction

Les communautés nordiques du Nunavik, le Territoire du Nord du Québec, font face à des contraintes alimentaires fortes liées notamment à l'appauvrissement des ressources halieutiques et terrestres [1]. Afin de développer l'offre alimentaire locale, une serre communautaire est installée à Kuujuaq (2 668 habitants en 2021, latitude 58°06' nord et longitude 68°23' Ouest) [2]. Cette serre étant conçue pour les climats continentaux, elle n'est pas adaptée thermiquement au climat nordique. Il en découle une saison de culture courte. La serre a été instrumentée en juin 2016 afin d'étudier son comportement et d'identifier les améliorations à apporter [3]. Les mesures ont montré que malgré une ressource solaire riche, les pertes thermiques nocturnes provoquaient une chute de la température importante. Ceci freine le développement des plantes et est engendré par la faible isolation ainsi que le peu d'inertie thermique des matériaux formant la serre : les températures nocturnes intérieures restent proches des températures nocturnes extérieures. Un système de stockage thermique de l'énergie (STE) a donc été conçu, construit et testé avec pour objectif de limiter les variations extrêmes de température et d'allonger la saison de culture. Ce système permet de découpler la température intérieure, de la température extérieure de la serre et d'éviter les variations de température jour/nuit extrêmes [4].

Un modèle numérique de la serre de Kuujuaq et de son STE a été développé à l'aide de l'outil Modelica, en adaptant et complétant la librairie Greenhouses développée par Queralt Altes-Buch [5]. Ce modèle permettra des études paramétriques, notamment sur les seuils de contrôle du STE, et de permettre des améliorations du système.

L'objectif de ce travail est d'évaluer la pertinence de ce modèle. Pour l'atteindre, l'ensemble des sous-modèles et le couplage seront présentés, puis les résultats de simulations seront discutés : la cohérence physique des simulations sera étudiée, puis la précision de ces simulations sera commentée à une échelle quotidienne puis sur plusieurs semaines typiques de la saison de culture.

2. Méthodologie

2.1. Serre étudiée

La serre modélisée et étudiée dans cet article est une des deux serres communautaires de Kuujuaq. Elle a été construite en 2013, instrumentée en 2016 et un système de stockage thermique de l'énergie (STE) y a été construit en 2018. Le STE est constitué de quatre lits de pierres hermétiques placés sous la terre de culture et est représenté dans la Figure 1.

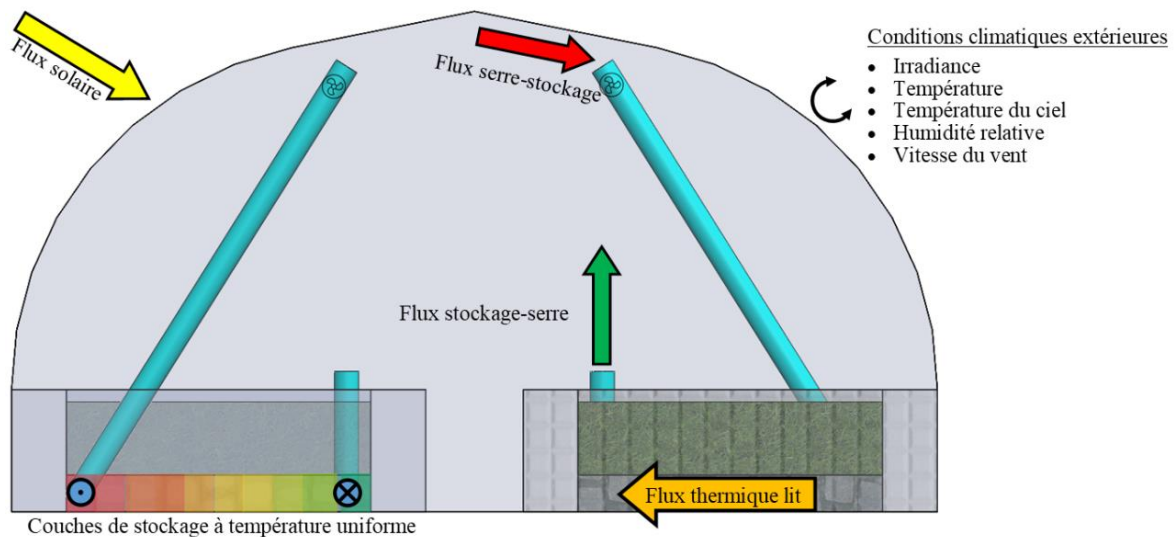


Figure 1 : Schéma de la serre et du système STE

De l'air est ventilé dans le système STE par l'intermédiaire de tuyaux d'entrée et de sortie placés à l'opposé l'un de l'autre. Lorsque de l'air chaud passe dans le lit de pierres, l'air transfère aux pierres une énergie thermique, qu'elles emmagasinent, et ressort donc plus froid. Il s'agit ici d'une période de charge, qui se déroule habituellement le jour. À l'inverse, lorsque de l'air froid passe dans le stock dont les pierres sont chaudes, elles transmettent à l'air une partie de leur énergie thermique sensible. L'air ressort alors plus chaud qu'il n'est entré dans le STE. On a dès lors une période dite de décharge, qui a lieu généralement la nuit.

Le détail de l'étude initiale, de la conception et de la réalisation du système STE a été précédemment présenté [4]. Les paramètres géométriques de la serre et du système STE sont disponibles dans les tableaux Tableau 1 et Tableau 2.

Géométrie	Quonset
Orientation	Nord-Est / Sud-Ouest
Longueur	18,3 m
Largeur	7,6 m
Hauteur	4,1 m
Surface totale	139 m ²
Surface de culture	87 m ²
Volume intérieur	448 m ³

Tableau 1 : Détails de la serre étudiée

Nombre lits	4
Longueur lit	8,7 m
Largeur lit	2,5 m
Hauteur lit	0,3 m
Volume lit	6,525 m ³
Surface emprise au sol	87 m ²
Diamètre équivalent des pierres	10 cm

Tableau 2 : Détails du STE étudié

Les sous-modèles de la serre et du système STE présentés dans ces tableaux sont développés avec l'outil de simulation multiphysique Modelica. Les caractéristiques de ces modèles sont présentées dans les prochaines sections.

2.2. Modèle de la serre

Le modèle de la serre a pour objectif de simuler la température intérieure de la serre, ainsi que la consigne des ventilateurs permettant l'activation du système STE. Dans le cas de la serre de Kuujuaq cette activation ne dépend que de la température dans la serre. Les consignes de ventilation et de stockage sont liées par les mêmes sondes, ce qui implique que lorsque la ventilation est mise en route, le système de charge l'est également, ce qui réduit l'énergie thermique disponible pour le stockage.

Afin de simuler l'état thermique de la serre, le système est divisé en plusieurs sous-systèmes à température uniforme appelés nœuds : l'air intérieur, l'enveloppe, le sol et la canopée. Entre ces nœuds sont définis des flux d'échange thermiques et massiques: échanges convectifs et radiatifs. Un flux conductif unique modélise le comportement thermique du sol : il est divisé en plusieurs couches qui échangent entre elles jusqu'à une profondeur de température réputée constante.

Pour calculer les échanges thermiques avec l'extérieur, les conditions climatiques extérieures sont requises : la température extérieure influençant les pertes convectives depuis l'enveloppe ; la « température du ciel » (permettant de calculer les pertes radiatives vers l'extérieur) ; l'humidité relative extérieure (influençant l'humidité relative intérieure par l'intermédiaire de la ventilation) ; l'irradiance qui est la principale source de réchauffement de la serre par le flux radiatif solaire frappant le sol, la canopée et l'enveloppe ; et enfin la vitesse du vent qui influence l'efficacité de la ventilation et qui augmente les pertes thermiques depuis l'enveloppe vers l'extérieur. Ces bilans nodaux permettent de calculer l'évolution de la température de chaque élément et notamment de l'air intérieur.

2.3. Modèle du système de stockage thermique de l'énergie (STE)

La stratégie de modélisation du système STE consiste à diviser un lit en mailles perpendiculaires au flux d'air dans le lit (approche 1D). Ces mailles sont considérées comme ayant des températures d'air et de roches uniformes. L'hypothèse principale utilisée est l'isolation thermique parfaite du système STE : il n'échange avec l'extérieur que par l'intermédiaire des flux d'entrée et de sortie liés à la serre et commandés par les ventilateurs du système. Autrement dit, aucun échange n'est possible avec la terre et les gabions qui l'entourent. Cette hypothèse est valide, car ce transfert thermique est très faible grâce à la mousse isolante mise en place entre le système de stockage et le sol sous la serre.

2.4. Couplage des modèles

Les modèles de serre et STE sont couplés en définissant deux flux thermiques entre eux : un flux d'air dit « d'entrée », à la température de la serre, vers le STE et un flux dit « de sortie » du STE vers la serre. Ces flux thermiques sont des flux advectifs provoqués par le mouvement d'air entre les deux systèmes. Le flux thermique délivré à la serre par un lit de pierres est défini par l'équation 1 :

$$\dot{Q}_{\text{stockage-serre}} = q_{\text{air}} \cdot c_{p,\text{air}} \cdot \rho_{\text{air}} \cdot U_{\text{système}} \cdot (T_{\text{stockage}} - T_{\text{serre}}) \quad (1)$$

Le débit d'air q_{air} est de 750 m³/h et l'état U du système prend la valeur 0 ou 1 en fonction de l'état d'activation du ventilateur du système de stockage thermique.

Le STE formant un système fermé avec la serre, l'humidité spécifique de l'air n'est pas affectée par son fonctionnement, mais l'humidité relative l'est par l'intermédiaire de l'évolution de la température de l'air. La prise en compte de ce comportement est en cours d'intégration au modèle, mais il est complexe à modéliser. D'une part certaines sources sont difficilement

quantifiables dues à l'activité humaine (irrigation), d'autre part d'autres phénomènes nécessiteraient une discrétisation plus fine (points froids sur l'enveloppe).

L'activation du système STE est régie par une commande en hystérésis double : un cycle de charge débute lorsque la température intérieure devient supérieure à 20°C et s'arrête lorsque la température devient inférieure à 18°C. A l'opposé, un cycle de décharge débute lorsque la température intérieure devient inférieure à 12°C et prend fin lorsqu'elle remonte au-dessus de 14°C [3].

3. Résultats et discussion

Cette section s'articule autour de trois parties : d'abord la vérification de la cohérence physique du modèle, ensuite l'analyse de sa précision et enfin l'analyse de ses performances sur trois périodes de culture.

3.1. Cohérence physique du modèle

Le modèle couplé vise à simuler la température intérieure de la serre en renseignant les conditions climatiques extérieures. La Figure 2 représente l'évolution de la température intérieure simulée et de l'état d'activation du système STE, ainsi que les deux conditions climatiques extérieures majeures : l'irradiance et la température extérieure mesurées du 6 au 11 juin 2019.

L'évolution de la température simulée adopte un comportement correct : elle commence à croître lorsque le jour se lève et à décroître lorsque la température extérieure baisse en fin de journée. Elle est également sensible aux passages nuageux, comme visible le 7 juin. Comme définie dans la section 1, la fonction de découplage des températures basses est respectée : les températures nocturnes intérieures restent supérieures à 7°C sur cette période tandis que la température extérieure tombe sous les 3°C. La suite de ce travail de validation s'attachera à évaluer la précision de la simulation de la température intérieure.

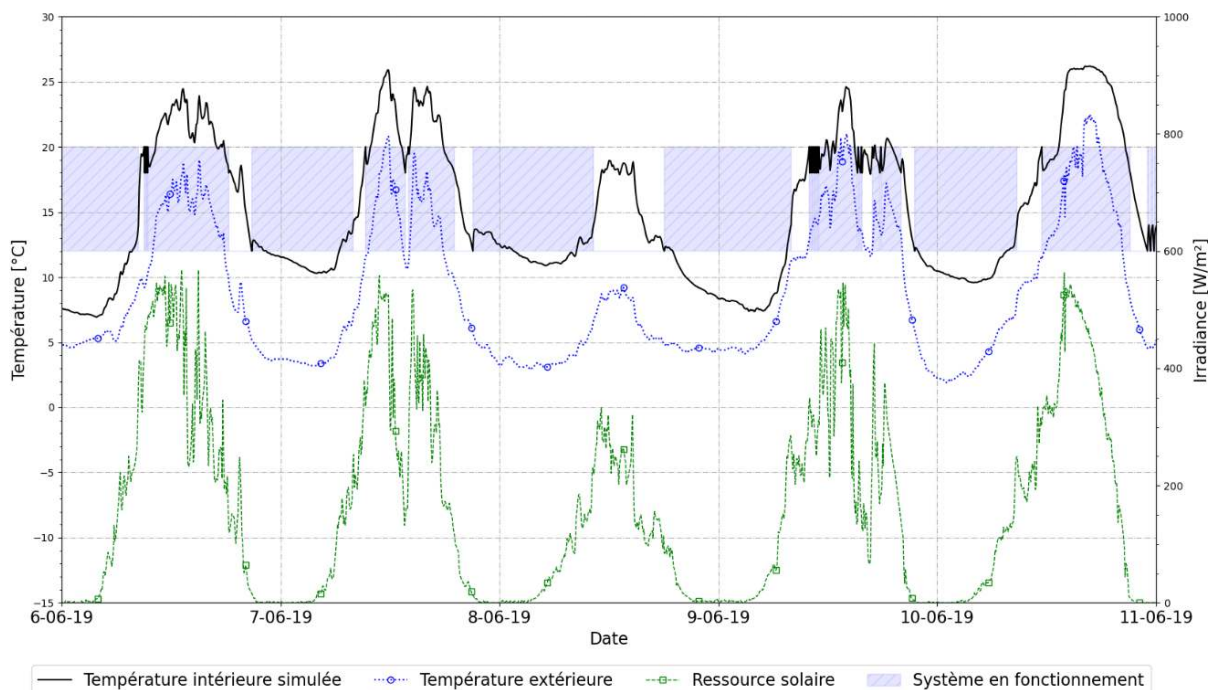


Figure 2 : Température intérieure simulée, température extérieure et ressource solaire du 11 au 16 juillet 2022

3.2. Précision du modèle et impact de la régulation

La Figure 3 représente les températures intérieure simulée et mesurée, la température de sortie de l'air du système STE, ainsi que son état d'activation dans la simulation ainsi que mesuré du 16 au 21 juillet 2022.

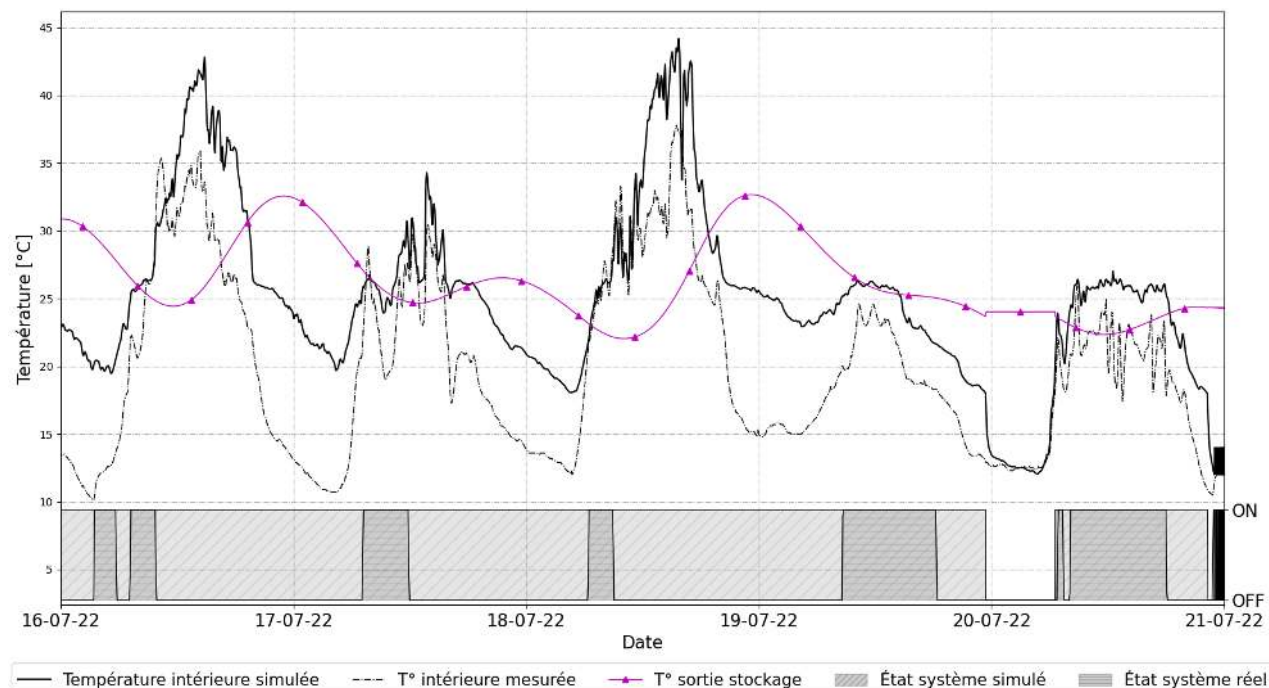


Figure 3 : Température intérieure simulée et mesurée, état du système simulé et réel, température de sortie du stock simulée du 16 au 21 juillet 2022

La Figure 3 montre que le modèle peine à prédire correctement la température à l'intérieur de la serre : pendant les nuits, la température est surestimée d'environ 10°C. Cette surestimation est due au fait que la température en sortie du système STE est très élevée en fin de journée, ce qui compense les pertes thermiques nocturnes et permet à la température intérieure de se maintenir au-dessus de 18°C. La température reste alors élevée toute la nuit sans atteindre des températures en adéquation avec la réalité.

L'impact de cette boucle de surestimation est visible en comparant le comportement du système avec un jour de fonctionnement où les températures sont en adéquation avec le scénario de consigne : le 20 septembre 2022, la température intérieure de la serre chute sous 18°C pendant la nuit (Figure 3). Le système STE s'arrête alors et la température simulée dans la serre est en adéquation avec la température mesurée. Le temps d'activation du système simulé très supérieur à celui du système réel montre que cette problématique de boucle cumulative des erreurs a un impact majeur sur l'adéquation entre les températures intérieures mesurées et simulées.

Afin de découpler le système pour identifier la source d'erreurs, l'analyse du modèle sera désormais réalisée en mettant la consigne réelle du système STE en entrée du modèle : ceci permet d'isoler la serre du système STE tout en permettant d'analyser les dynamiques globales.

3.3. Analyse des performances sur trois périodes types

Les performances du modèle sont à évaluer sur l'ensemble d'une saison de culture, car les conditions climatiques varient beaucoup sur l'ensemble de la période. La serre est généralement utilisée de mi-mai à fin octobre. L'instrumentation de Kuujuaq ayant eu des interruptions, des

problèmes de sonde et problèmes de transmission, il n'est cependant pas possible de réaliser des simulations sur toute la saison. L'étude des performances s'appuie donc sur trois moments clés :

- Le début de saison (11 au 31 mai 2020)
- Le milieu de saison (11 au 31 juillet 2022)
- La fin de saison (10 au 30 septembre 2021)

Comme évoqué précédemment, les simulations ont été réalisées en considérant l'état d'activation du système STE comme une donnée d'entrée : le système est commandé par la consigne mesurée dans la serre de Kuujuaq. Avant de commencer l'analyse, une précision s'impose. Le modèle couplé, soit l'ensemble serre-stockage, est un modèle complexe où les flux et sources d'erreurs sont nombreux et difficilement quantifiables. Puisque la serre est en exploitation, son comportement thermique peut être influencé par les activités des occupants (ils peuvent par exemple laisser une porte ouverte). Dans ces conditions, calculer avec précision l'évolution temporelle de la température de la serre est difficilement réalisable. D'autres indicateurs peuvent être définis pour pouvoir appréhender les performances du système. Les végétaux étant sensibles aux variations de température, les valeurs minimale, moyenne et maximale par période de 24 heures apportent des informations agrégées qui permettent d'estimer les conditions de croissance des cultures.

Les graphiques en Figure 4 représentent les températures types quotidiennes pour trois périodes types d'une saison de culture : le début, le milieu et la fin de la saison.

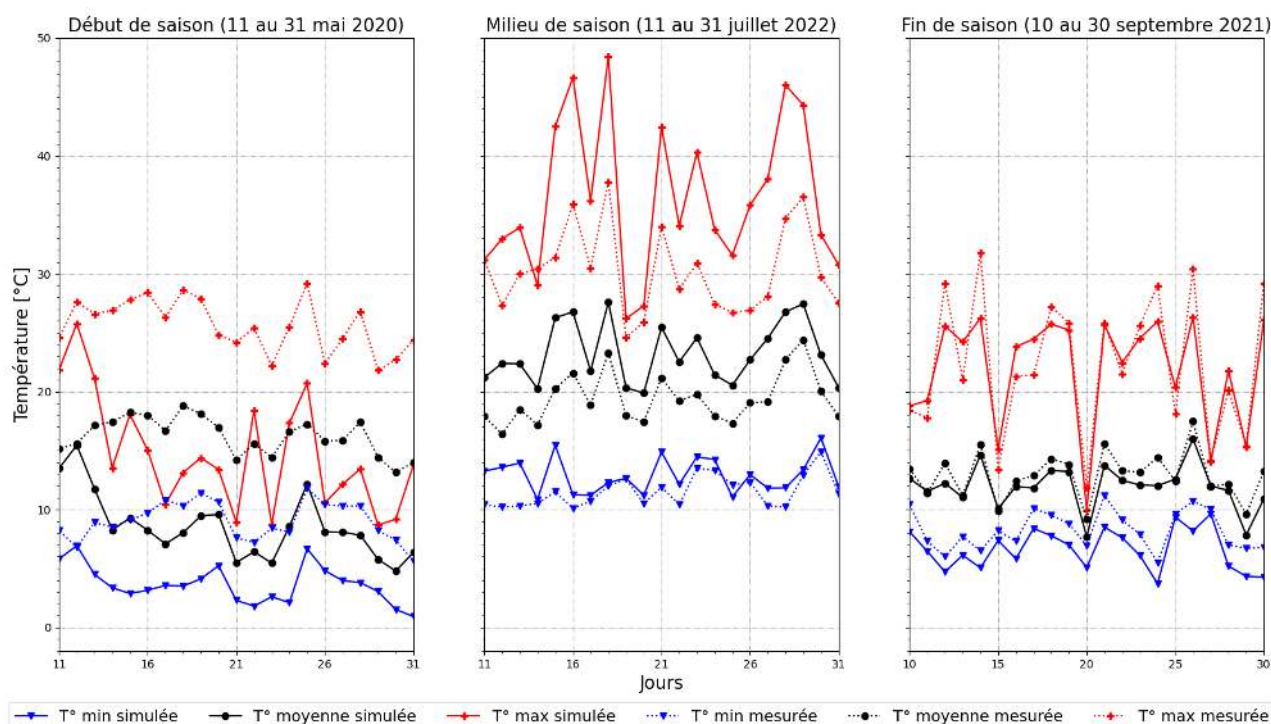


Figure 4 : Températures types quotidiennes pour les trois périodes types

En début de saison, malgré des dynamiques d'évolution correctes les températures types sont très sous-estimées: les écarts quadratiques moyens (2) entre la mesure m_i et la simulation s_i sont respectivement de 6°C, 8,4°C et 15,4°C pour les températures minimales, moyennes et maximales.

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (s_i - m_i)^2} \quad (2)$$

Cette sous-estimation importante de la température peut être expliquée par un contrôle manuel du toit ouvrant : dans le modèle, le toit s'ouvre automatiquement à partir de 26°C. Dans la serre de Kuujuaq, en début de saison, l'opérateur maintient le système d'ouverture du toit en mode manuel. En effet, il le contraint à rester fermé afin d'augmenter l'énergie chargeable disponible pour stocker le maximum d'énergie thermique en début de saison. Or les périodes manuelles vs automatique sont difficilement vérifiables – et donc implémentables dans le modèle –, car l'instrumentation locale ne donne pas d'information sur l'état du toit.

En milieu de saison, le modèle prédit assez fidèlement la température minimale (le RMSE de T_{\min} est de 2,6°C), mais surestime encore la température maximale (RMSE de 6,3°C), et par conséquent la température moyenne. On observe cependant que le modèle reproduit la dynamique de l'évolution de T_{\max} : cela nous incite à penser que le décalage pourrait provenir non pas de la structure du modèle couplé, mais plutôt d'un (ou plusieurs) paramètre mal ajusté, auquel s'ajouterait l'effet de l'état initial du STE comme mentionné précédemment. En fin de saison, les résultats de simulation sont plus précis (les trois RMSE types sont inférieurs à 3,4°C).

Les graphiques sur la Figure 5 représentent la température mesurée et simulée de l'air au centre du système STE ainsi que la ressource solaire, sur les mêmes trois périodes.

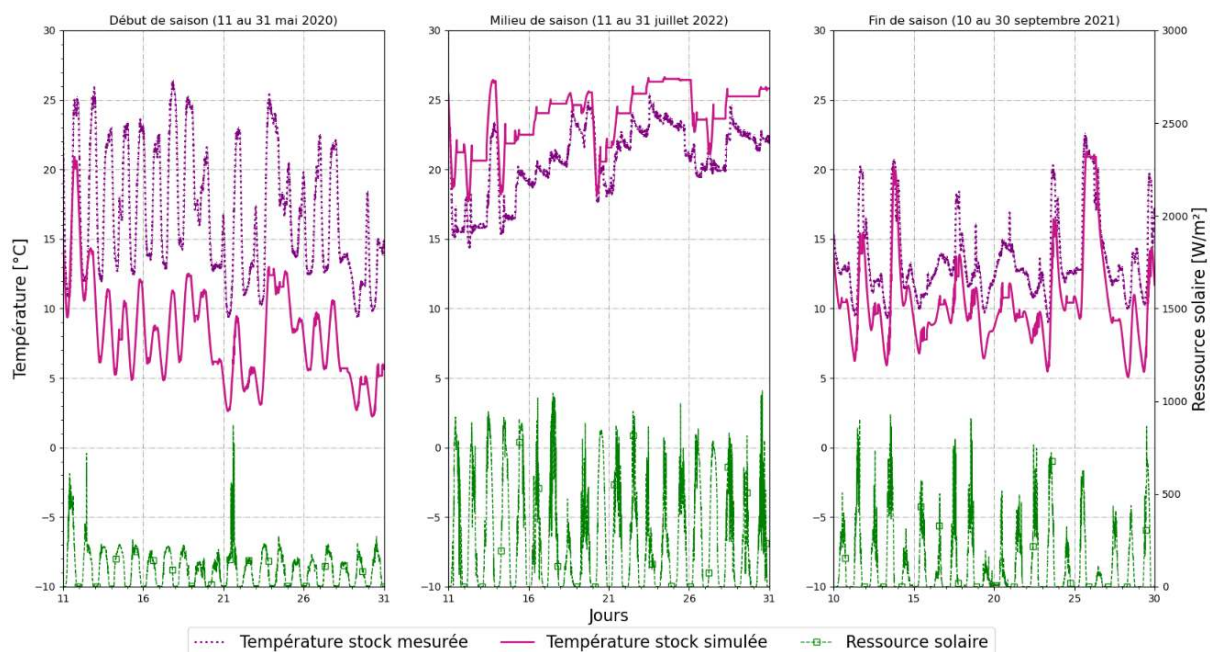


Figure 5 Température du stock simulée et mesurée

La Figure 5 montre qu'une mauvaise estimation de la température dans la serre est corrélée avec une mauvaise estimation de la température dans le système STE : en début de saison, la température dans le STE est sous-estimée d'environ 10°, alors qu'elle est surestimée d'environ 4°C en milieu de saison et sous-estimée de 0 à 4° en fin de saison. Les mauvaises estimations sont corrélées avec la ressource solaire : une ressource solaire faible comme en début de saison est liée à une sous-estimation des températures et inversement. Notons qu'une surestimation de la température du STE implique une surestimation de la température de la serre, qui elle-même impliquera une surestimation de la température du STE - ceci reste vrai dans le cas des sous-estimations.

4. Conclusion et perspectives

Cet article présente les premiers résultats d'un modèle de serre nordique communautaire couplé avec un système de stockage thermique de l'énergie.

Le modèle couplé obtenu présente un comportement physique correct et cohérent, mais n'est pas assez précis pour pouvoir être exploitable en l'état. Plusieurs perspectives de recherche sont en cours : le comportement de contrôle du STE dépendant de la température intérieure de la serre, il est nécessaire de calibrer le modèle selon cette variable. De plus, l'étude du système sera réalisée avec des indicateurs macroscopiques : énergétiques (rendement énergétique, coefficient de performance) et agronomiques (périodes de culture, découplage du climat extérieur).

Une étude de calibration à l'aide d'un algorithme génétique [6] réalisée sur l'ensemble d'une saison de culture permettra de définir des paramètres thermiques optimaux pour valider le modèle couplé. La construction en 2022 d'un deuxième système de stockage d'énergie à Radisson (latitude 54°48' Nord et longitude 77°37' Ouest) va également permettre d'avoir accès à des données plus nombreuses et plus fiables grâce à une instrumentation plus robuste. L'automate de contrôle présent dans cette serre tolérera la mise en place de consignes de stockage plus complètes, ce qui réduira les périodes de scénarios contre-productifs.

Enfin l'objectif final du modèle global sera la réalisation d'études de faisabilité pour de nouvelles serres intégrant des systèmes énergétiques additionnels tels que du solaire thermique.

Références

- [1] A. Lamalice et al., Building food security in the Canadian Arctic through the development of sustainable community greenhouses and gardening, *Écoscience* 25 (2018), 325-341
- [2] E. Avard, An Alternative Local Food Provisioning Strategy for Nunavik, Thèse de doctorat, Université Laval, 2015.
- [3] P. Piché, Amélioration du comportement thermique d'une serre nordique communautaire, Thèse de doctorat, Université de Pau et des pays de l'Adour, 2021
- [4] P. Piché et al., Design, construction and analysis of a thermal energy storage system adapted to greenhouse cultivation in isolated northern communities, *Solar Energy* 204 (2020), 90-105
- [5] Q. Altes-Buch, S. Quoilin, V. Lemort, Greenhouses: A Modelica Library for the Simulation of Greenhouse Climate and Energy Systems, *The 13th International Modelica Conference* (Regensburg, Germany, 4–6 mars 2019), 533-542
- [6] F.M. Baba et al., Calibration of building model based on indoor temperature for overheating assessment using genetic algorithm: Methodology, evaluation criteria, and case study, *Building and Environment* 207 (2022), 108518

Remerciements

Ce travail a été soutenu par la subvention de recherche ALLRP 561361 – 21 du CRSNG et par le Laboratoire d'Excellence "Dispositif de Recherche Interdisciplinaire sur les Interactions Hommes-Milieus" (LabEX DRIHM) et l'Observatoire Hommes-Milieus International du Nunavik (OHMI-Nunavik).

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Centre d'Étude Nordique et au Centre d'Innovation Sociale en Agriculture pour leur implication dans le projet de serre nordique avec stockage thermique.

Enfin les auteurs veulent remercier les jardiniers de la serre communautaire de Kuujuaq.

Shape optimisation of the energy efficiency of building retrofitted facade

Sultan ALPAR^{1*}, Julien BERGER¹, Rafik BELARBI¹

¹Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement (LaSIE), UMR 7356 CNRS, La Rochelle Université, CNRS, 17000, La Rochelle, France

*(Corresponding author: sultan.alpar@univ-lr.fr)

Abstract - This article deals design optimization of building walls. The boundary element method is used to solve the problem due to its computational efficiency and accuracy. For a case study in summer and winter configuration, the optimal shape of the outside boundary of the wall is retrieved. It enables to increase significantly the energy efficiency compared to the flat wall.

Nomenclature

T	temperature, [K]	k	heat conductivity, [W . m ⁻¹ . K ⁻¹]
x	horizontal space coordinate, [m]	γ	boundary shape function, [m]
y	vertical space coordinate, [m]	Γ	boundary, [-]
H	building facade height, [m]	ρ	dimensionless flux, [-]
L	thickness of the wall, [m]	Φ	fundamental solution, [-]
q_L	incident radiation flux, [W . m ⁻²]	r	distance, [-]

1. Introduction

Due to their environmental impacts, retrofit existing building is a crucial challenge for designers. It requires an accurate prediction of the heat losses through the multi-layers walls to propose energy efficient strategies. The challenge is even more important when considering the thermal stresses due to climate change warming temperature and solar radiation. Buildings retrofitted today must adapt to future extreme heat is crucial. However, despite all the building simulation programs developed for the past 50 years, the building wall are often designed under the following assumption. The walls are plane barriers created against the climatic varying outside conditions. It omits the fact that incident radiation heat flux are not spread uniformly on the enclosure [1]. The scientific issue is the following: can the energy efficiency be increased by carrying shape optimization of the wall? As mentioned in [2], new numerical methods are required for the design of advanced wall with improved energy efficiency. In this article, the boundary element method is developed to solve the two-dimensional steady state heat transfer equation in walls with spatial varying incident flux. The method is then used to solve the design problem to determine the optimal shape that increase the energy efficiency of the wall.

2. Mathematical model

2.1. Physical problem

The physical domain under investigations is illustrated in Figure 1. The domain is denoted by Ω with space coordinates $\mathbf{x} = (x, y)$. The height of the facade is H [m]. The boundary of the domain is $\Gamma = \cup_{i=1}^4 \Gamma_i$. The bottom, right and top boundaries are denoted as Γ_2 , Γ_3 and Γ_4 , respectively. The left boundary is Γ_1 and is defined by:

$$\Gamma_1(\mathbf{p}) = \{ \mathbf{x} \in \mathbb{R}^2 \mid x = \gamma(\mathbf{p}, y), y \in [0, H], \mathbf{p} \in \Omega_p \}, \quad (1)$$

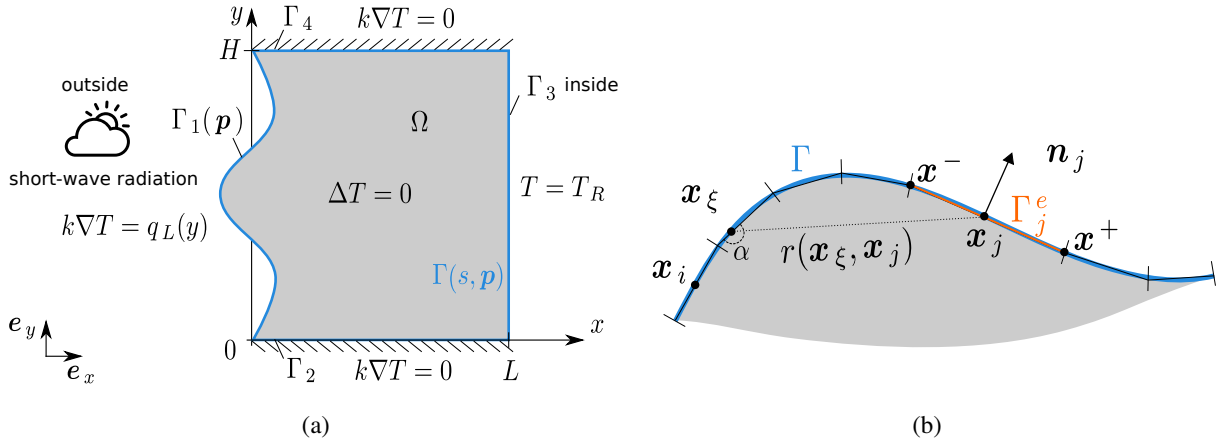


Figure 1 : Illustration of the physical problem (a). Illustration of the approximation of the whole boundary Γ (b).

where $\gamma(\mathbf{p}, y)$ is a parametrized mapping function, which shapes the form of the boundary Γ_1 depending on the N_p parameters:

$$\mathbf{p} = (p_1, \dots, p_{N_p}) \in \Omega_p.$$

Note that in the case $\gamma(\mathbf{p}, y) = 0$, we have a plane boundary Γ_1 and the facade is a classical rectangular one. In such case, the length of the wall is denoted L [m].

The two-dimensional steady-state heat diffusion transfer is assumed to represent the physical phenomena in the building facade [3]:

$$\Delta T = 0, \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega,$$

where T [K] is the temperature inside the facade. The left boundary is in contact with the outside environment of the building. A second-type boundary condition is assumed where the flux q [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] corresponds to the incident short-wave solar radiation:

$$k \nabla T \vec{n} = q_L(\mathbf{x}), \quad \forall \mathbf{x} \in \Gamma_1,$$

where k [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] is the thermal conductivity of the wall. Also note that the incident flux q_L varies with the height of the facade due to the surrounding effects of the urban area and due to the shape of the boundary that may induce local shadings. It is given by:

$$q_L(\mathbf{x}) = \beta (q^{\text{dr}}(\mathbf{x}) + q^{\text{df}}(\mathbf{x}) + q^{\text{rf}}(\mathbf{x})),$$

where direct q^{dr} [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$], diffusive q^{df} [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] and reflective q^{rf} [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] fluxes are components of the incident short-wave radiation. β is the absorptivity of the wall.

The right boundary is in contact with the ambient air so a DIRICHLET boundary condition is assumed:

$$T = T_R, \quad \forall \mathbf{x} \in \Gamma_3,$$

where T_R is the known inside ambient temperature. Last, the top and bottom boundaries of the facade are assumed as adiabatic:

$$k \nabla T \vec{n} = 0, \quad \forall \mathbf{x} \in \Gamma_2 \cup \Gamma_4.$$

2.2. Dimensionless formulation

The space, time and temperature quantities are transformed into a dimensionless representation according to:

$$\mathbf{x}^* = (x^*, y^*), \quad x^* = \frac{x}{H}, \quad y^* = \frac{y}{H}, \quad u = \frac{T}{T_R}.$$

With this transformations, the dimensionless problem is set on the new domain Ω^* and the left boundary Γ_1 is now redefined as:

$$\Gamma_1^*(\mathbf{p}^*) = \{\mathbf{x}^* \mid x^* = \gamma^*(\mathbf{p}^*, y^*), y^* \in [0, 1], \mathbf{p}^* \in \Omega_p^*\}.$$

Then, the governing equations is:

$$\Delta^* u = 0, \quad (2)$$

with the boundary conditions:

$$\begin{aligned} \nabla^* u \vec{n} &= \rho(\mathbf{x}^*), & \mathbf{x}^* \in \Gamma_1, \\ \nabla^* u \vec{n} &= 0, & \mathbf{x}^* \in \Gamma_2 \cup \Gamma_4, \\ u &= 1, & \mathbf{x}^* \in \Gamma_3. \end{aligned}$$

where $\rho(\mathbf{x}^*) = \frac{q_L(\mathbf{x})H}{kT_R}$.

2.3. Numerical method to solve the direct problem

2.3.1. Boundary Integral equation

To derive the boundary integral equation of Eq. (2), we use GREEN's second identity for two regular functions:

$$\int_{\Omega - \Omega_\epsilon} (u \nabla^2 \Phi^* - \Phi^* \nabla^2 u) dV = \int_{\Gamma} (u q^* - \Phi^* q) d\Gamma + \int_{\Gamma_\epsilon} (u q^* - \Phi^* q) d\Gamma_\epsilon, \quad (3)$$

where u is solution of our dimensionless problem defined for the bounded two-dimensional region Ω with its closed boundary curve Γ . Φ^* is the fundamental solution of LAPLACE's equation for the bounded two-dimensional region Ω_ϵ with its closed boundary curve Γ_ϵ . q and q^* are normal derivatives for u and Φ^* :

$$q = \nabla^* u \vec{n}, \quad q^* = \nabla^* \Phi^* \vec{n}.$$

Last, Φ^* is defined by :

$$\Phi^* = -\frac{\ln(r)}{2\pi(R_1 R_2)^{1/2}},$$

where r is the distance from a source point to a boundary point, which is defined as:

$$r = \left[\frac{1}{R_1} (x^* - x_\xi)^2 + \frac{1}{R_2} (y^* - y_\xi)^2 \right]^{1/2},$$

here $\mathbf{x}_\xi = (x_\xi, y_\xi)$ is a source point coordinates and $\mathbf{x} = (x^*, y^*)$ is a boundary point coordinates, which is shown in Figure 1(b).

u and Φ^* satisfy LAPLACE's equation in the new region $\Omega - \Omega_\epsilon$, thus the domain integral is equal to zero. The original region is recovered on taking the limit when $\epsilon \rightarrow 0$. The limit of the second integral on the right-hand side over Γ_ϵ in Eq. (3) produces the result:

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{\Gamma_\epsilon} (u(\mathbf{x}) q^*(\mathbf{x}_\xi, \mathbf{x}) - \Phi^*(\mathbf{x}_\xi, \mathbf{x}) q(\mathbf{x})) d\Gamma_\epsilon = u(\mathbf{x}_\xi),$$

and the following integral equation is obtained from Eq. (3):

$$u(\mathbf{x}_\xi) = \int_{\Gamma} \left(\Phi^*(\mathbf{x}_\xi, \mathbf{x}) q(\mathbf{x}) - u(\mathbf{x}) q^*(\mathbf{x}_\xi, \mathbf{x}) \right) d\Gamma, \quad (4)$$

this equation is known as GREEN's third identity.

To obtain a boundary integral equation relating only boundary values, the limit is taken when the point \mathbf{x}_ξ tends to a point \mathbf{x} on the boundary Γ . However, if \mathbf{x}_ξ belongs to the boundary Γ . The limits produce what is called a free term. Taking into account these terms the boundary integral equation Eq. (4) can be generalized in the form:

$$c(\mathbf{x}_\xi) u(\mathbf{x}_\xi) = \int_{\Gamma} \left(\Phi^*(\mathbf{x}_\xi, \mathbf{x}) q(\mathbf{x}) - u(\mathbf{x}) q^*(\mathbf{x}_\xi, \mathbf{x}) \right) d\Gamma, \quad (5)$$

for any point \mathbf{x}_ξ on the boundary Γ . The free coefficient $c(\mathbf{x}_\xi)$ is given by:

$$c(\mathbf{x}_\xi) = \frac{\alpha}{2\pi}, \quad 0 \leq c(\mathbf{x}_\xi) \leq 1,$$

where α is an internal angle at source point \mathbf{x}_ξ .

2.3.2. Discrete Boundary Integral equation

The Boundary integral equation (BIE) Eq. (5) can only be solved analytically for some very simple problems. For this, a standard GREEN's function method is normally used. Rather than attempting analytical solutions to the BIE for particular geometries and boundary conditions, we seek a suitable reduction of the equation to an algebraic form that can be solved by a numerical approach.

The Boundary element method (BEM) is a numerical method of solution of the BIE, based on a discretization procedure [4]. Application requires two types of approximation: the first geometrical, involving a subdivision of the boundary Γ into N_e small segments or elements Γ_j , schematically shown in Figure 1(b), such that:

$$\sum_{j=1}^{N_e} \Gamma_j \approx \Gamma,$$

Taking this into account, Eq. (5) can be written in the form:

$$c(\mathbf{x}_\xi) u(\mathbf{x}_\xi) = \sum_{j=1}^{N_e} \int_{\Gamma_j} \left(\Phi^*(\mathbf{x}_\xi, \mathbf{x}) q(\mathbf{x}) - u(\mathbf{x}) q^*(\mathbf{x}_\xi, \mathbf{x}) \right) d\Gamma, \quad (6)$$

The second approximation required by the BEM is functional. We approximate the variation of u and q within each element by writing them in terms of their values at some fixed points in the element, using interpolation functions. The simplest possible approximation is a piecewise constant one, which assumes that u and q are constant within each element and equal to their value at the midpoint. Using this approximation into Eq. (6), we obtain:

$$c(\mathbf{x}_i) u(\mathbf{x}_i) = \sum_{j=1}^{N_e} q(\mathbf{x}_j) \int_{\Gamma_j} \Phi^*(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}) d\Gamma - u(\mathbf{x}_j) \int_{\Gamma_j} q^*(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}) d\Gamma, \quad (7)$$

here i - nodal point, j - number of the element. Calling integrals

$$G_{ij} = \int_{\Gamma_j} \Phi^*(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}) d\Gamma \quad (8)$$

and

$$\hat{H}_{ij} = \int_{\Gamma_j} q^*(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}) d\Gamma, \quad H_{ij} = \hat{H}_{ij} + c(\mathbf{x}_i) \delta_{ij}, \quad (9)$$

where δ_{ij} is the Kronecker delta.

Integration in Eq. (8) and (9) is carried out using composite SIMPSON's rule. Quadratic boundary elements are used to represent curved geometry. Thus the Jacobian and normal vector are no longer constant within each element. In order to implement them, there is a need to transform from Cartesian to curvilinear coordinates [5]. For the sake of brevity, transformation omitted by authors.

Now Eq. (7) can be rewritten in the form:

$$\sum_{j=1}^{N_e} H_{ij} u_j = \sum_{j=1}^{N_e} G_{ij} q_j, \quad (10)$$

for any nodal point i . If the above equations are now applied, this generates a system of equations which can be written in matrix form as:

$$\underline{\underline{H}} \underline{\underline{u}} = \underline{\underline{G}} \underline{\underline{q}}. \quad (11)$$

Once the boundary conditions of the problem are applied to the system of Eq. (11), the matrices can be reordered in the form:

$$\underline{\underline{A}} \underline{\underline{x}} = \underline{\underline{b}}, \quad (12)$$

in which all unknowns have been collected into the vector $\underline{\underline{x}}$, and the vector $\underline{\underline{b}}$ is the 'load' vector, which contains all known boundary conditions.

2.4. Verification of BEM

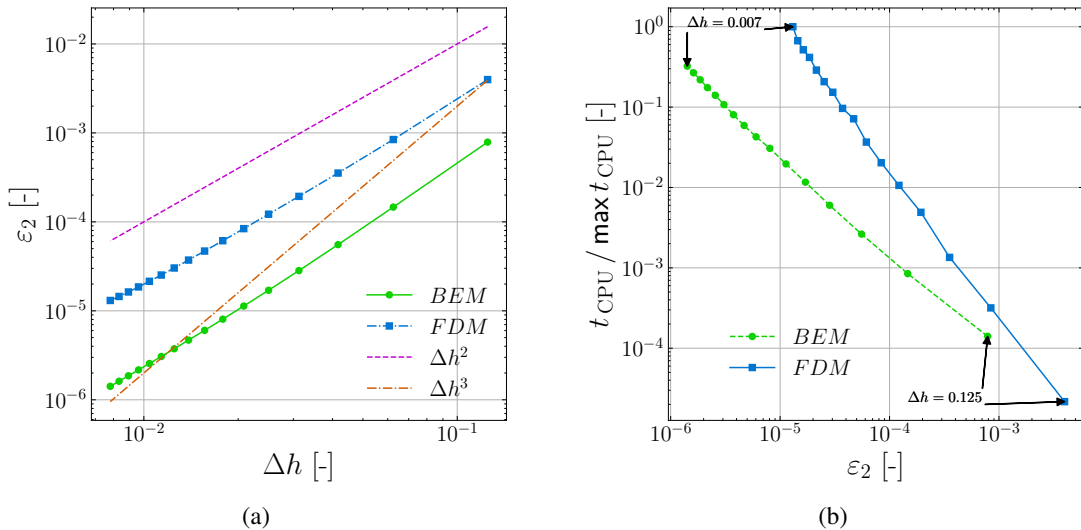


Figure 2 : Influence of spatial step Δh on ε_2 error for dimensionless u (a) and on the ratio t_{CPU} time and ε_2 (b).

Firstly, the BEM method is verified on a case where an analytical solution is known. A rectangular domain is considered. Thus, for the flat wall case $\gamma(\mathbb{P}, y^*) = 0$. Analytical solution u^a for Eq. (2) is used as a reference:

$$u^a(\mathbf{x}^*) = (x^*)^2 - (y^*)^2.$$

The analytical solution is compared with the BEM one and the finite-difference method (FDM). The latter is implemented using JACOBI's method. For the comparison purpose, the error ε_2 is defined by:

$$\varepsilon_2 = \left\| u - u^a \right\|_2.$$

The results are computed for boundary and internal points. Different values of the spatial step Δh are chosen according to the total number of boundary elements N_e .

Figure 2(a) presents the error according the spatial step of each method. It highlights that BEM has a lower error compared to FDM results for all spatial step. Both approaches have an error proportional with Δh^2 . Figure 2(b) gives the computational time ratio according to the error. Here the ratio is computed so that the maximal value is one for the method that requires the most computational resources. The Figure shows that for the same level of accuracy, the BEM is faster to compute the solution than the FDM.

3. Design optimization problem

The objective of this work is to improve energy efficiency of a building wall by finding the optimal shape of the left boundary which is in contact with outside environment. Thus, the optimization problem aims at finding parameters of the left boundary that minimizes a heat flux on the right wall:

$$\mathbf{p}^\circ = \arg \min_{\mathbf{p} \in \Omega_p} J. \quad (13)$$

In winter, the issue is to maximize the inward heat flux while in summer, it is the opposite. The objective function J [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] is the total inward heat flux on the right boundary, corresponding to the inside of the building:

$$J = s \frac{1}{H} \int_0^H -k \nabla T \vec{n} dy, \quad (14)$$

where s is the sign of the objective function depending on the different seasons. Namely, $s = 1$ and $s = -1$ in summer and winter, respectively. Note that the objective function needs to be minimized under several constraints. First, the physical volume of the wall V_p should not exceed the reference case V_∞ . The reference case is defined as the flat standard wall ($\gamma = 0$ in Eq. (1)). Thus, the cost function Eq. (14) needs to be minimized under the following constraint:

$$V_p \leq V_\infty,$$

which leads to

$$\int_{\Gamma_3} L d\Gamma - \int_{\Gamma_1} \gamma(\mathbf{p}, y) d\Gamma \leq \int_{\Gamma_3} L d\Gamma,$$

which can be rewritten as

$$\int_{\Gamma_1} \gamma(\mathbf{p}, y) d\Gamma \geq 0. \quad (15)$$

The second constraint that must be satisfied by the parametrized mapping is that the maximum width of the wall cannot be higher than L . In other words, the left and right boundaries cannot intersect each other:

$$\gamma(\mathbf{p}, y) d\Gamma \leq L - \delta, \quad (16)$$

where δ is a given spatial tolerance.

The cost function Eq. (14) is minimized with Constrained optimization by linear approximation method (COBYLA) [6]. It works by iteratively approximating the actual constrained optimization problem with linear programming problems.

4. Case study

4.1. Description

The case study considers a house wall in summer and winter conditions. The wall composed of bricks with thermal conductivity $k = 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. The height and width of the wall are $H = 3 \text{ m}$ and $L = 0.3 \text{ m}$. For the mapping function γ Eq. (1), a third order polynomial is considered:

$$\gamma(\mathbf{p}, y) = p_0 \frac{y}{H} \left(\frac{y}{H} - p_1 \right) \left(\frac{y}{H} - 1 \right).$$

The absorptivity of the right boundary is set to $\beta = 1$. The urban environment assumes a front building of 5 m height and placed at 3 m of the boundary Γ_1 . The incident radiation flux are computed using analytical projections of the solar angle, considering shadow induced by front building and by the own shape of the boundary Γ_1 . For the boundary Γ_3 of the wall, the temperature of the inside ambient air is $T_R = 20 \text{ }^\circ\text{C}$. The number of boundary elements is set to $N_e = 256$, which corresponds to a dimensionless spatial step $\Delta h = 8.5 \cdot 10^{-3}$. The spatial tolerance is set to $\delta = 2\Delta h$.

4.2. Results

Table 1 : *Optimization results.*

Configuration	Scaled cost function		Optimized shape parameter		Volume of the wall		Computational cost	
	$J_f [-]$	$J_o [-]$	$p_0^\circ [-]$	$p_1^\circ [-]$	$V_f [-]$	$V_o [-]$	iter.	$t_{CPU} [s]$
Summer	1	0.93	1.12	0.51	1.00	0.99	20	231
Winter	1	1.24	-1.13	0.49	1.00	0.81	22	241

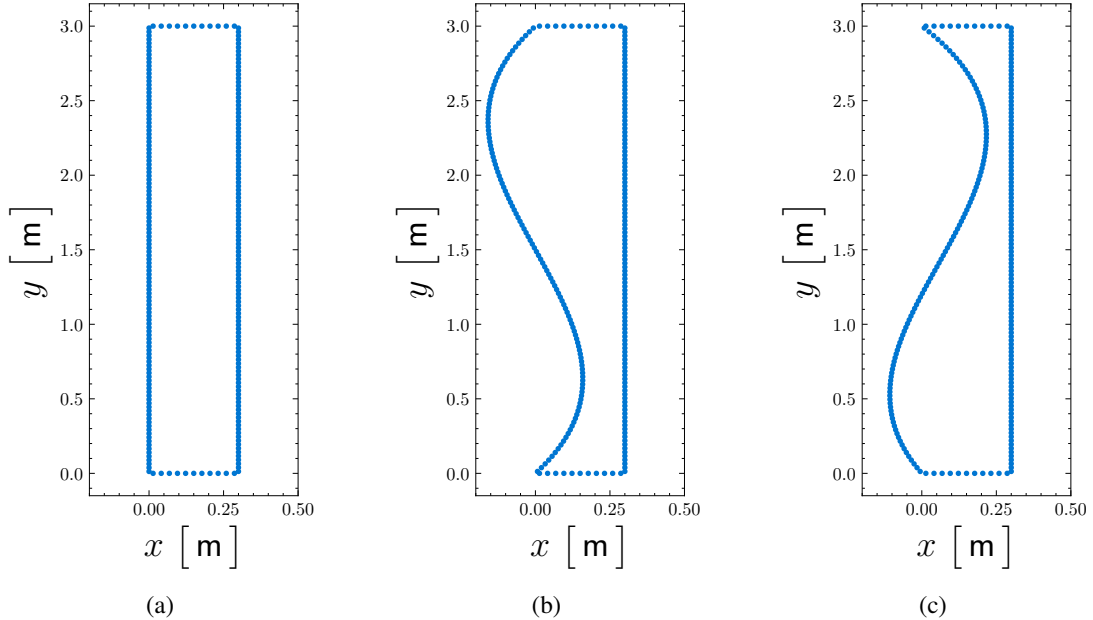


Figure 3 : *Flat wall shape (a) and optimized shapes of the wall in summer (b) and in winter (c).*

Shape optimization problem of building facade is solved using the method described in Section 3. The direct problem is solved for the summer (21th August) and winter (21th January) seasons. The radiation flux are generated using standard climate for the city of Perpignan, France. The flat wall is considered as reference case and denoted by subscript f . Table 1 provides the results for both configurations. The results show benefits for energy efficiency. The heat transfer is reduced by 7% in Summer and increased by 24% in Winter. Furthermore, the volume of the optimized shape are less than reference case (0.01%

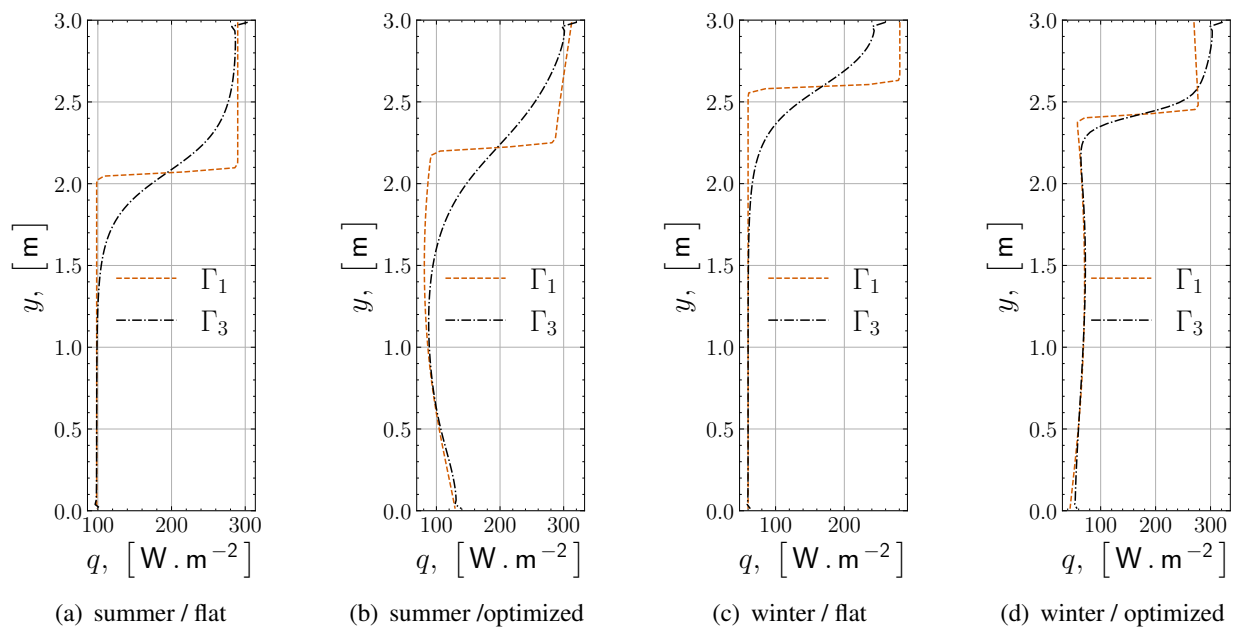


Figure 4 : Heat flux distribution along y axis on outside (Γ_1) and inside (Γ_3) boundaries.

and 19% for summer and winter, respectively). Optimized design parameters are given Table 1 and illustrated in Figure 3. Figure 4 shows influence of the shape of the left boundary on the heat flux distribution along Γ_1 and Γ_3 . According to the summer optimized shape, the wall has convexity on the higher part, which makes difficult for sun radiation to penetrate wall on that zone. Thus, total heat flux is lower in case of optimized design. Same logic can be applied for the optimized shape in winter. Due to concavity, distance to opposite wall is decreased. Thus, optimized shape shows an improvement of the global energy efficiency for increasing the heat transfer through the wall for both winter and summer periods.

5. Conclusion

This article investigates the use of BEM to solve a shape optimization problem of building walls. First the method is verified considering an analytical solution. It highlights that the approach is faster and more accurate than standard finite-difference method. Then, a case study is considered for optimization. The incident short-wave radiation flux is varying according to the height of the facade, due to shadow induce by the urban environment and by the own shape of the wall. Results show that for a reduced volume of the wall, energy efficiency can be improved by 13% and 100% in Summer and Winter respectively. Future works should focus on extending the methodology for transient heat transfer.

References

- [1] J. Berger, S. Gasparin, W. Mazuroski, and N. Mendes. An efficient two-dimensional heat transfer model for building envelopes. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 79(3):163–194, 2021. 1
- [2] Inês Caetano, Luís Santos, and António Leitão. Computational design in architecture: Defining parametric, generative, and algorithmic design. *Frontiers of Architectural Research*, 9(2):287–300, 2020. 1
- [3] M.N. Ozisik and H.R.B. Orlande. *Inverse Heat Transfer - Fundamentals and Applications*. CRC Press, New York, 2000. 2
- [4] L. Marin. Numerical boundary identification for helmholtz-type equations. *Computational Mechanics*, 39:25–40, 12 2006. 4
- [5] M. H. Aliabadi L. C. Wrobel. *The Boundary Element Method, Volume 1: Applications in Thermo-Fluids and Acoustics*. Wiley–Blackwell, 2002. 5
- [6] M. Powell. A view of algorithms for optimization without derivatives. *Mathematics TODAY*, 43, 01 2007. 6

Analyse de sensibilité d'un système de production d'eau chaude sanitaire avec des capteurs solaires thermiques, d'une pompe à chaleur et d'un stockage.

A. Lapertot^{1*}, A. Kindinis¹.

¹ Institut de Recherche en Constructibilité, ESTP Paris, 94230 Cachan, France

* (auteur correspondant : alapertot@estp-paris.eu)

Résumé – Un dispositif, composé d'un système solaire thermique, d'une pompe à chaleur et d'un ballon d'eau chaude sanitaire (ECS), permet de capter l'énergie solaire afin de produire de l'ECS pour un bâtiment collectif. La procédure d'analyse de sensibilité et d'aide à la décision a été appliquée au système énergétique pour déterminer les limites de dimensionnement en tenant compte de trois critères énergétiques et économiques. La variation du nombre de logements et du profil de puisage sera également étudiée pour voir l'impact sur les solutions. Les résultats ont montré que le système devient rentable pour un nombre de logements supérieur à 6, cependant, les performances et la part d'énergie renouvelable sont moins importantes.

Nomenclature

A surface, m^2

c_p capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

\dot{m} débit massique, $kg.s^{-1}$

P puissance, W

T température, $^{\circ}C$

V volume, m^3

Symboles grecs

η rendement, –

ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$

Indices et exposants

comp compresseur

cond condenseur

dem demande

evap évaporateur

fe fluide entrée

fs fluide sortie

puis puisage

stock stockage

Abréviations

ECS eau chaude sanitaire

COP coefficient de performance (–)

F_{ENR} fraction d'énergie renouvelable (–)

$LCOE$ coût de l'énergie ($\text{€}/kWh$)

PAC pompe à chaleur

1. Introduction

La consommation d'Eau Chaude Sanitaire (ECS) représente environ 20 % de l'énergie finale dans le secteur du bâtiment [1]. Il est donc primordial d'utiliser des dispositifs de production basés sur les énergies renouvelables afin de réduire les impacts environnementaux. Il est possible d'utiliser un système énergétique basé sur les capteurs solaires thermiques couplés à une pompe à chaleur (PAC) et un stockage d'ECS. Cependant, le dimensionnement peut être complexe, puisqu'il doit respecter certaines limites pour éviter le surcoût ou la sous-performance du dispositif, c'est pour cela qu'une méthodologie d'analyse de sensibilité et d'aide à la décision est utilisée.

Une PAC est un dispositif thermodynamique qui permet de réaliser du chauffage. Il soutire la chaleur d'un milieu naturel pour produire une plus grande quantité d'énergie thermique vers un espace à chauffer, tout de même, il requiert de l'énergie électrique pour faire fonctionner le compresseur. Le chauffe-eau thermodynamique (CET) est composé d'une pompe à chaleur et d'un stockage thermique, il permet de produire de l'ECS. La grandeur caractéristique des PAC est le coefficient de performance, qui correspond au ratio entre l'énergie produite et l'électricité consommée. Par exemple, Lu et al. [2] ont étudié un système

expérimental constitué d'un CET couplée à des capteurs solaires thermiques. Ils ont montré que le *COP* varie entre 2 et 6 dépendant des conditions climatiques.

L'objectif de cette étude est de déterminer les limites de dimensionnement d'un modèle dynamique qui tient compte de plusieurs paramètres et critères. Effectivement, les variables sont le volume du stockage de chaleur, la surface des panneaux solaires et la puissance de la PAC. Les critères sont de maximiser le coefficient de performance et la fraction solaire, et de minimiser le coût de l'énergie.

Une méthodologie d'analyse de sensibilité et d'aide à la décision multicritère est appliquée à un système énergétique qui permet de produire de l'ECS. Le dispositif est composé de capteurs solaires thermiques, d'une pompe à chaleur et d'un stockage de chaleur. La modélisation du système est présentée dans la partie 2. Ensuite, une analyse de sensibilité est appliquée pour observer l'impact des paramètres sur les objectifs, puis, une aide à la décision multicritère est utilisée pour sélectionner la limite de dimensionnement. Les résultats de la méthodologie sont décrits par la partie 3. Une discussion sera également apportée pour observer l'influence du nombre de logements et du puisage sur les objectifs.

2. Description du modèle

La modélisation du système se base sur les travaux de [3, 4]. Un bâtiment collectif de dix habitations est composé d'un système énergétique qui permet de satisfaire les besoins en eau chaude sanitaire. Le dispositif est composé de capteurs solaires thermiques, d'une pompe à chaleur, d'un échangeur de chaleur à plaques et d'un stockage d'ECS, 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 Paris située en France sont considérées dans cette étude.

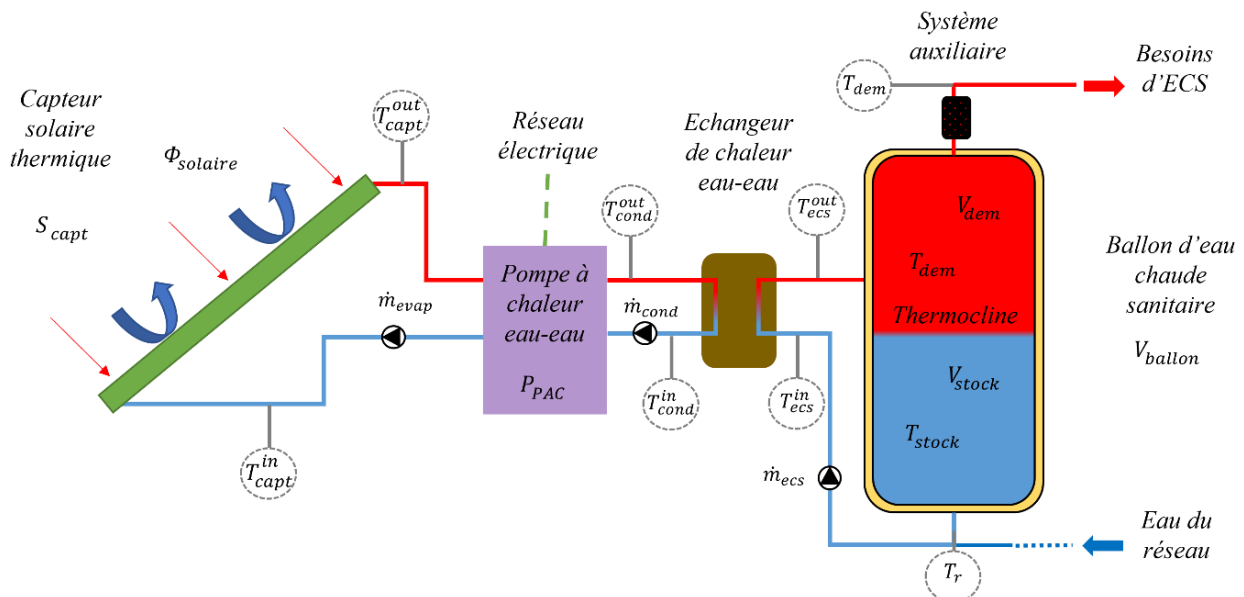


Figure 1 : Schéma du système solaire thermique inter-saisonnier.

Dans un premier temps, les capteurs solaires utilisent de l'énergie solaire afin de chauffer un fluide calorifique qui circule dans la boucle des capteurs à l'aide d'une pompe. Ensuite, la chaleur est envoyée vers la PAC qui a pour but de produire une plus grande quantité d'énergie. La chaleur est transférée vers un échangeur à plaques pour éviter la contamination de l'eau chaude avec le fluide caloporteur de la PAC. Enfin, l'énergie est injectée dans un ballon de stockage afin de le remplir d'ECS. Dans un second temps, l'utilisateur consomme

de l'eau chaude en puisant dans le stockage thermique. Si le ballon est vide, alors un système d'appoint fournira la part d'énergie manquante et dans ce cas, le ballon est alimenté avec de l'eau froide du réseau.

2.1. Capteurs solaires thermiques

Les capteurs solaires thermiques sont implémentés à partir de [3]. Le modèle permet de déterminer la puissance thermique produite P_{ST} à partir d'un bilan d'énergie sur les capteurs.

$$P_{ST} = A_{ST} \cdot F_r \cdot \left(R_i - K_{amb} \cdot (T_{capt}^{in} - T_{amb}) \right) \quad (1)$$

K_{amb} est lié au coefficient des transferts thermiques incluant la conduction, la convection et la radiation. F_r est un facteur qui tient compte des gradients de température dans les capteurs solaires. R_i correspond au rayonnement solaire incident qui dépend des conditions météorologiques. De plus, la température en sortie des capteurs T_{capt}^{out} est calculée en fonction de la température en entrée T_{capt}^{in} et de la puissance produite par les panneaux solaires.

$$T_{capt}^{out} = T_{capt}^{in} + P_{ST} / (c_{p,gl} * \dot{m}_{evap}) \quad (2)$$

Avec $c_{p,gl}$ la capacité calorifique du glycol et \dot{m}_{evap} le débit massique.

2.2. Échangeur de chaleur

Les échangeurs de chaleur permettent de calculer les températures en entrée du condenseur en fonction du débit d'eau \dot{m}_{eau} , de la température du ballon T_{ecs}^{out} et de son rendement η_1 .

$$T_{cond}^{in} = T_{cond}^{out} - \eta_1 \cdot (T_{cond}^{out} - T_{ecs}^{out}) \quad (3)$$

2.3. Pompe à chaleur eau/eau

Les puissances du compresseur P_{comp} et du condenseur P_{cond} de la pompe à chaleur sont déterminées à l'aide d'une corrélation empirique [4]. Ces puissances sont reliées aux températures d'entrée de l'évaporateur, du condenseur et de la puissance nominale de la PAC.

$$P_{cond} = f_1(P_{PAC}, T_{capt}^{out}, T_{cond}^{in}) \quad (4)$$

$$P_{comp} = f_2(P_{PAC}, T_{capt}^{out}, T_{cond}^{in}) \quad (5)$$

La puissance de l'évaporateur est obtenue à l'aide d'un bilan de puissance sur la PAC.

$$P_{evap} = P_{cond} - P_{comp} \quad (6)$$

2.4. Ballon d'eau chaude sanitaire

Le stockage thermique est modélisé par une thermocline, détaillée dans [4]. La figure 1 montre que la partie supérieure de la thermocline a une température de demande T_{dem} constante égale à 60 °C. En ce qui concerne la partie inférieure de la thermocline, elle a une température variable T_{stock} qui est calculée en réalisant un bilan d'énergie. Dans ce cas, cette température augmente lorsque la PAC chauffe et diminue lorsqu'il y a du puisage ou des pertes thermiques.

$$\rho_{eau} \cdot c_{eau} \cdot V_{stock}(t) \cdot \frac{\partial T_{stock}}{\partial t} = \dot{m}_{ecs} \cdot c_{eau} \cdot (T_{dem} - T_{stock}) - \phi_{puis} - \phi_{perte} \quad (7)$$

Le premier terme correspond au flux stocké, le deuxième à la puissance fournie par la PAC, le troisième au flux de soutirage qui est relatif à l'énergie extraite du ballon pour satisfaire les besoins d'ECS et la quatrième aux pertes thermiques.

$$\phi_{puis} = \dot{m}_{puis} \cdot c_{eau} \cdot (T_{stock} - T_r) \quad (8)$$

$$\phi_{perte} = h_{ECS} \cdot A_{ECS} \cdot (T_{stock} - T_{bat}) \quad (9)$$

Si la température de la partie basse atteint la température de demande, alors le volume de la partie basse est forcé à zéro et dans ce cas, le stockage est considéré comme rempli. De plus, la variation du volume de la partie basse du ballon est obtenue à partir d'un bilan de masse.

$$\rho_{eau} \cdot \frac{\partial V_{stock}}{\partial t} = \dot{m}_{puis} - \dot{m}_{ecs} \quad (10)$$

2.5. Régulation

Les circulateurs et la pompe à chaleur cessent de fonctionner si la température du fluide est inférieure à 0 °C et si cette température est supérieure à 100 °C. De même, la pompe à chaleur s'active si la position de la thermocline est supérieure à la position des capteurs et elle s'arrête si le stockage a une température de 60 °C.

La figure 2 montre les trois profils de puisage étudiés, dont un moyen [1], un Gaussien [3] et un réel [4]. Les différents profils tiennent compte de la consommation journalière d'ECS qui varie en fonction des divers mois de l'année [1]. Dans cette étude, chaque logement nécessite en moyenne 100 litres d'eau chaude sanitaire par jour.

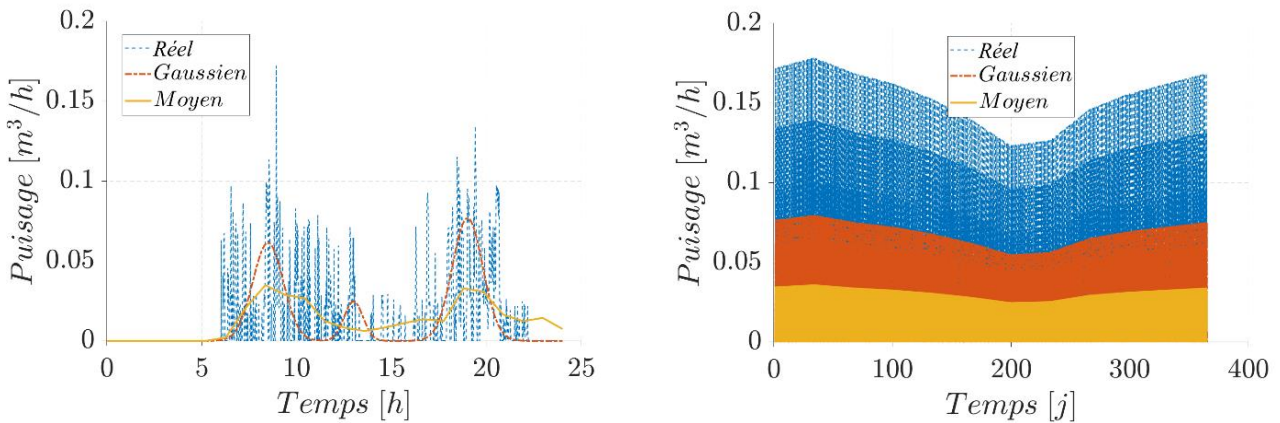


Figure 2 : Evolution des trois profils de puisage sur une journée et sur une année.

Par ailleurs, le modèle des capteurs solaires a été validé dans [3] et les autres modèles ont été validés expérimentalement à partir du banc d'essai du laboratoire IUSTI [4].

2.6. Variables et objectifs

Les variables du problème sont la surface des capteurs solaires thermiques A_{ST} , la puissance thermique de la pompe à chaleur P_{PAC} et le volume du stockage d'ECS V_{ECS} . De plus, les objectifs sont de minimiser le coût de l'énergie $LCOE$, et de maximiser la fraction d'énergie renouvelable F_{ENR} et le coefficient de performance du système COP .

Tout d'abord, le coût de l'énergie est la somme des prix d'investissement, de maintenance et d'opération. Ce coût total est divisé par l'énergie produite sous forme d'eau chaude sanitaire pour un temps $T = 1$ an multiplié par le temps de vie égal à $N_{année} = 20$ ans.

$$LCOE = \frac{Coût_{investissement} + Coût_{maintenance} + Coût_{opération}}{N_{année} * \int_0^T \phi_{puis} dt} \quad (11)$$

La fraction d'énergie renouvelable est définie par un moins le rapport entre l'énergie auxiliaire du système d'appoint, les consommations électriques et l'énergie produite en ECS pour une année.

$$F_{ENR} = 1 - \frac{\int_0^T (P_{aux} + P_{circ} + P_{comp}) dt}{\int_0^T \phi_{puis} dt} \quad (12)$$

Le coefficient de performance annuel du système quantifie la consommation d'ECS divisée par l'énergie consommée par le compresseur et les circulateurs.

$$COP = \frac{\int_0^T \phi_{puis} dt}{\int_0^T (P_{circ} + P_{comp}) dt} \quad (13)$$

Le coût d'investissement prend en compte le prix des capteurs solaires thermiques, du stockage de chaleur et de la PAC. Le coût d'opération est égal au prix de l'électricité multiplié par l'énergie consommée du système d'appoint. Le coût de maintenance tient compte du nettoyage des capteurs.

Une contrainte est également étudiée puisque le système doit satisfaire les besoins d'ECS.

3. Résultats et discussions

La méthodologie utilisée dans cette étude pour déterminer la limite de dimensionnement est composé d'une analyse de sensibilité et d'une aide à la décision multicritère. Cette procédure permet de réduire l'espace de recherche dans le but d'améliorer le processus d'optimisation multicritère.

3.1. Analyse de sensibilité

Une analyse de sensibilité est effectuée avec la méthode des plans factoriels à deux niveaux [5]. Elle requiert 2^k évaluations avec $k = 3$ le nombre de paramètres. Elle permet de faire varier l'ensemble des variables simultanément afin de voir l'influence sur les critères. Cette méthode nécessite de déterminer les valeurs minimales X_{min} et maximales X_{max} des variables. Tout d'abord, les valeurs minimales sont fixées à 100 litres pour V_{ECS} , 1 kW pour P_{PAC} , 1 m² pour A_{ST} . Ensuite, les valeurs maximales sont, quant à elles, calculées à partir de l'équation suivante :

$$\begin{cases} X_{max}(V_{ECS}) = X_{min}(V_{ECS}) * (1 + 2 * \sigma) \\ X_{max}(P_{PAC}) = X_{min}(P_{PAC}) * (1 + 2 * \sigma) \\ X_{max}(A_{ST}) = X_{min}(A_{ST}) * (1 + 5 * \sigma) \end{cases}$$

Un facteur σ est utilisé en le faisant varier entre 1 et 10 avec un pas de 1. Un coefficient multiplicateur a été ajouté à σ pour élargir le domaine de recherche et pour éviter un temps de calculs trop important, car le but est d'obtenir les limites de dimensionnement rapidement.

La figure 3 montre les solutions obtenues par les plans factoriels en fonction des différents objectifs et des variables. Dans le cas d'un profil réel et de 10 logements, le coût de l'énergie varie entre 0.15 et 0.22 €/kWh, le coefficient de performance de 1.5 à 18, et la fraction d'énergie renouvelable entre 0.21 et 0.55. En ce qui concerne les valeurs des variables, quand la puissance de la PAC augmente, la F_{ENR} augmente considérablement puisque la PAC permet de satisfaire les besoins d'ECS. Dans ce cas, le COP du système diminue, car même si les besoins d'ECS restent constants, la consommation d'électricité provenant du compresseur croît. De plus, lorsque la surface des capteurs augmente, la F_{ENR} augmente également puisque les panneaux récupèrent plus d'irradiation solaire. En revanche, le $LCOE$ croît, car le prix d'installation est beaucoup plus important. Par ailleurs, dans le cas où le volume de stockage augmenterait, la F_{ENR} augmente, puisque le système permet de stocker plus d'énergie provenant du soleil. Cependant, si le volume V_{ECS} est trop grand et la puissance P_{PAC} est trop faible, alors la pompe à chaleur ne pourra pas remplir le ballon de stockage et le système d'appoint fonctionne plus souvent afin de satisfaire les besoins. De même, lorsque V_{ECS} augmente, le COP diminue, car la PAC fonctionne plus longtemps pour remplir le ballon d'eau chaude.

En outre, la figure 3 en bas à droite présente le pourcentage de satisfaction annuel des besoins d'ECS pour les différentes solutions des plans factoriels. Nous observons que lorsque la P_{PAC} et la A_{ST} sont faibles alors les besoins sont satisfaits uniquement à 40 %, puisque le dimensionnement du système ne permet pas de combler suffisamment la demande. Par contre, dans le cas où la puissance de la PAC et la surface des capteurs sont plus élevées, les besoins sont satisfaits à plus de 90 %, donc le système est mieux dimensionné pour satisfaire la demande d'ECS.

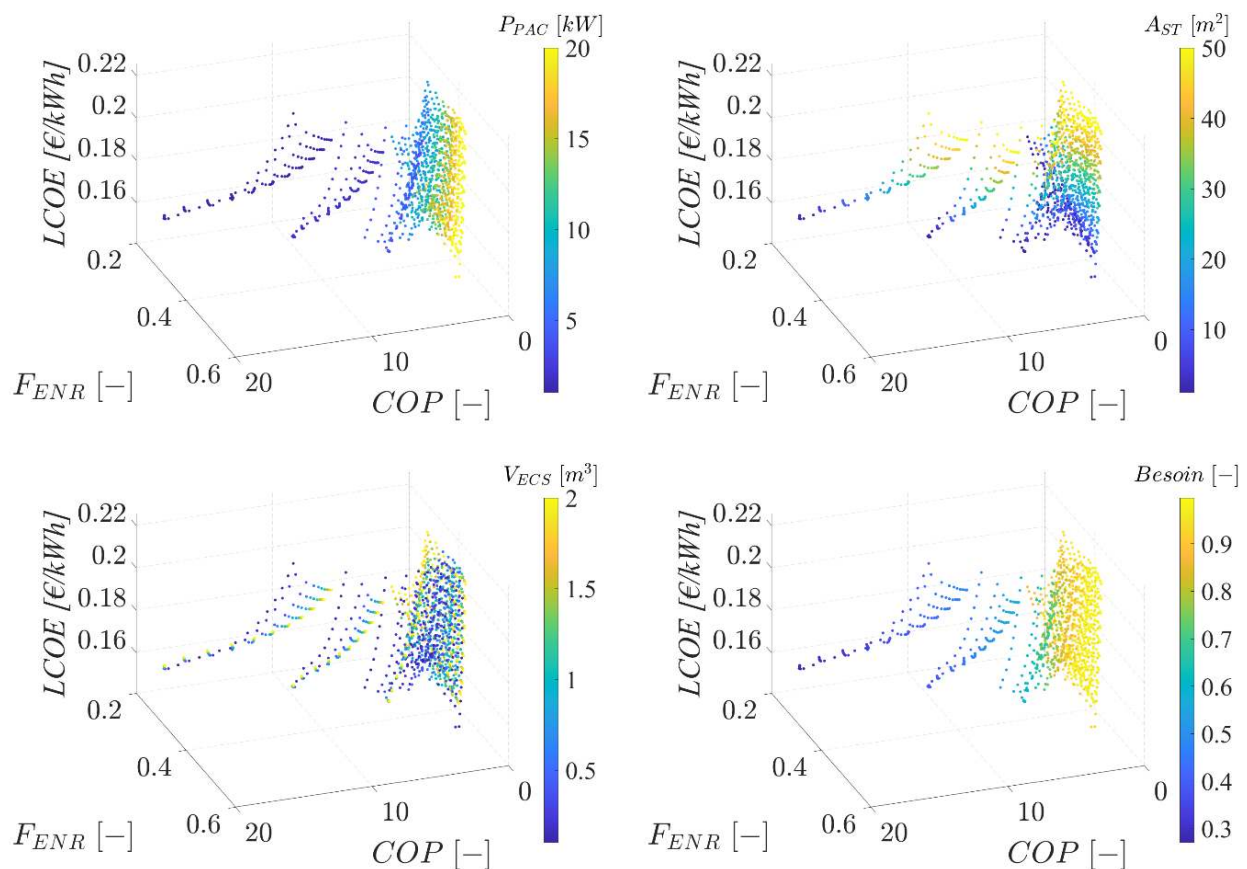


Figure 3 : Solutions des plans factoriels en fonction des objectifs et pour différentes variables et pour la contrainte sur les besoins d'ECS.

3.2. Aide à la décision :

Une aide à la décision est appliquée avec la méthode TOPSIS pour déterminer la valeur de sigma σ qui permet d'avoir le meilleur compromis entre les critères [6]. Cette méthode consiste à sélectionner une solution des plans factoriels qui est la plus proche de la solution idéale, définie par le maximum du COP , de F_s et le minimum de $LCOE$. Le poids associé à chaque critère est fixé à $1/3$.

Dans cette étude, la procédure d'analyse de sensibilité et d'aide à la décision a été appliquée pour différents profils de puisage afin d'observer l'impact sur les limites de dimensionnement. Le tableau 1 montre que les valeurs des paramètres n'exercent pas une grande influence sur la solution obtenue par la méthodologie, car la puissance de la PAC est de 20 kW , le volume de stockage varie entre 1.2 et 1.4 m^3 et la surface des capteurs entre 5 et 10 m^2 . La valeur de P_{PAC} correspond à la valeur maximale, car la PAC doit fournir une grande quantité de chaleur au stockage d'ECS. De même, le V_{ECS} doit être élevé dans le but de contenir suffisamment d'énergie pour limiter les problèmes d'intermittences, en revanche, il ne doit pas être surdimensionné afin d'éviter plus les pertes thermiques. La surface A_{ST} ne doit pas être trop élevée pour éviter un surcoût du système. En ce qui concerne les critères, le COP a une valeur comprise entre 2 et 2.2 , ce qui correspond aux bornes indiquées par [2]. La F_{ENR} est de 0.49 à 0.55 et le $LCOE$ entre 0.16 et 0.17 €/kWh . Par conséquent, le système est un peu plus performant et un peu plus rentable pour le profil de puisage Gaussien, car même si le volume puisé est identique, le profil du puisage a un impact sur le dispositif. De plus, les besoins d'ECS sont satisfaits à 98% avec ces configurations, puisque contrairement à F_{ENR} , elle ne tient pas compte de la consommation électrique des composants.

Tableau 1 : Coordonnées des paramètres, des critères et de la contrainte pour différents puisages et pour un nombre de logements égale à dix.

Paramètres	P_{PAC}	V_{ECS}	A_{ST}	COP	F_{ENR}	$LCOE$	Besoin
Unités	[kW]	[m ³]	[m ²]	[-]	[-]	[€/kWh]	[-]
Profil Réel	20.00	1.200	5.000	2.043	0.485	0.165	0.975
Profil Gaussien	20.00	1.200	10.00	2.204	0.555	0.161	0.977
Profil Moyen	20.00	1.400	10.00	2.076	0.497	0.171	0.978

Par ailleurs, cette méthodologie a été effectuée pour différents nombres de logements afin de voir l'influence sur les résultats obtenus. La figure 4 illustre que même si le $LCOE$ décroît, la F_{ENR} , le COP diminuent en fonction du nombre de logements N_{log} . En effet, le système devient rentable pour N_{log} supérieur à 6 , puisque le coût de l'énergie est inférieur au prix de l'électricité en France, égal à 0.17 €/kWh [7]. On note que dans le cas où N_{log} augmenterait, la demande d'ECS est beaucoup plus importante, ce qui tend à diminuer le $LCOE$. De même, lorsque P_{PAC} augmentent, la puissance consommée par la PAC croît également, d'où la diminution de la F_{ENR} et du COP . De plus, le coefficient de performance diminue entre 2.6 et 1.8 donc le système produit plus d'énergie thermique que sa consommation électrique, mais le dispositif devient moins performant quand N_{log} augmente.

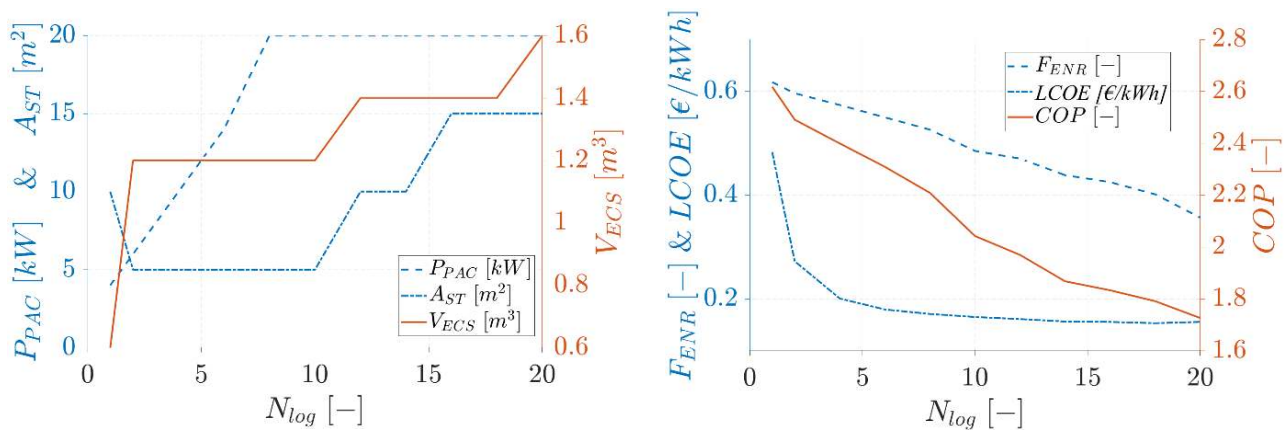


Figure 4 : Evolution des paramètres et des objectifs en fonction du nombre de logements pour un profil de puisage réel.

4. Conclusion

Un système solaire thermique couplé à une pompe à chaleur et à un stockage thermique a été étudié afin de satisfaire les besoins d'eau chaude sanitaire pour un bâtiment collectif. La procédure, composée d'une analyse de sensibilité et d'une aide à la décision multicritère, permet de déterminer les limites de dimensionnement. Cette méthodologie permet également de diminuer le nombre d'itérations dans la procédure d'optimisation, car l'espace de recherche est réduit. De plus, les limites de dimensionnement doivent être plus élargies quand le nombre de logements augmente et varie légèrement pour divers puisages. En effet, les résultats ont montré que le système n'est rentable pas pour N_{log} inférieur à 6, dans ce cas, le coût de l'énergie est supérieur au prix de l'électricité en France. De même, le dispositif devient moins performant quand le nombre de logements augmente, puisque l'énergie consommée par la PAC augmente. Il n'en demeure pas moins que le système produit plus d'énergie pour fournir de l'ECS que sa consommation électrique. Dans la suite de cette étude, il serait intéressant d'étudier l'influence de la météo dans la procédure.

Références

- [1] E. Fuentes and L. Arce and J. Salom, A review of domestic hot water consumption profiles for application in systems and buildings energy performance analysis, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 81 (2018) 1530-1547, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.rser.2017.05.229>.
- [2] Jie Lu and Yitian Tang and Zhiyuan Li and Guoqing He. Solar heat pump configurations for water heating system in China, *Applied Thermal Engineering*, 187 (2021), 116570. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2021.116570>.
- [3] S. Launay, B. Kadoch, O. Le Métayer, 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>.
- [4] 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 dirigée par Tadriss, Lounès et Launay, Stéphane Energétique Aix-Marseille 2015, <http://www.theses.fr/2015AIXM4722>.
- [5] Montgomery, D. C. (2013). Design and analysis of experiments, *John Wiley & Sons*, ISBN: 978-1-118-14692-7.
- [6] 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>.
- [7] Prix du kWh : tarif du kilowatt d'électricité en France en 2022. <https://selectra.info/energie/electricite/prix> (consulté en décembre 2022).

Comparaison des performances de machines à absorption mettant en œuvre des solutions salines.

Romain COLLIGNON^{1*}, Amín ALTAMIRANO², Alberto CORONAS³, Benoit STUTZ¹

¹Laboratoire LOCIE UMR5271 USMB-CNRS
Université Savoie Mont Blanc, 73376 Le Bourget du Lac

²Laboratoire LAFSET CNAM
292 rue Saint Martin, 75141 PARIS Cedex 03

³Laboratoire CREVER – URV
Avinguda Països Catalans, 26 - Campus Sescelades, ES 43007 – Tarragona (Spain)

* (auteur correspondant : romain.collignon@univ-smb.fr)

Résumé – Ce travail porte sur le développement d'une machine à absorption biadiabatique H₂O-LiBr couplant des échangeurs à plaque du commerce à des échangeurs de masse adiabatiques au niveau du désorbeur et de l'absorbeur. Les très faibles niveaux de pression de travail, (entre 7 et 50 mbar) ont conduit à proposer des géométries originales radiales pour ces derniers, conçues pour limiter les pertes de charge au niveau de la phase vapeur. Les premiers résultats expérimentaux obtenus avec la machine sont présentés et comparés à ceux obtenus avec une machine similaire, conçue avec des échangeurs à plaque du commerce, fonctionnant avec le mélange NH₃-LiNO₃ et conduisant à des pressions de travail sensiblement plus élevées (entre 3 et 6 bar).

1. Introduction

La demande mondiale d'énergie devrait augmenter de 77 % entre 2000 et 2040 selon le scénario "Nouvelles politiques" de l'Agence internationale de l'énergie [1]. Un grand défi attend le plus grand contributeur à la consommation d'énergie et aux émissions de gaz à effet de serre dans le monde : le secteur du bâtiment [2], dont le besoin de refroidissement augmente également en raison de l'augmentation de la température moyenne mondiale [3]. Dans le secteur du bâtiment, le besoin de refroidissement des locaux a plus que triplé entre 1990 et 2016, et il devrait encore tripler d'ici 2050 [4]. Aujourd'hui, dans certains pays et régions du Moyen-Orient et des États-Unis, le refroidissement des locaux représente parfois plus de 70 % de la demande d'électricité résidentielle de pointe pendant les journées chaudes [4].

Les refroidisseurs à absorption constituent une alternative aux systèmes conventionnels et réduisent la dépendance aux combustibles fossiles [5] car ils peuvent fonctionner avec des sources d'énergie renouvelables et de la chaleur résiduelle [6]. Ces systèmes remplacent la compression mécanique standard par une compression chimique et possèdent différents avantages tels que de faibles coûts d'exploitation [5], des performances plus élevées par rapport aux autres technologies de refroidissement par la chaleur [7], et fonctionnent avec des réfrigérants naturels qui remplacent les hydrofluorocarbones (HFC) couramment utilisés qui seront progressivement interdits. Néanmoins, ces systèmes présentent quelques inconvénients pour les petites capacités comme un coût d'investissement initial élevé et des composants encombrants, qui sont deux facteurs importants directement corrélés [8]. En outre, une attention particulière doit être accordée aux systèmes de petite capacité car 70 % de l'augmentation des besoins en refroidissement des locaux d'ici 2050 proviendront du secteur résidentiel [4].

Il est donc nécessaire de réduire le coût des systèmes d'absorption de petite capacité. Au niveau de la machine, on considère que le principal potentiel de réduction des coûts réside dans la fabrication et la production à grande échelle [4, 8]. Les échangeurs de masse et de chaleur (l'absorbeur et le désorbeur) constituent les composants limitants des machines en termes de

taille, de performance et de coût. La dissociation des échangeurs de masse et de chaleur via la mise en œuvre d'échangeurs adiabatiques permet une alternative intéressante aux échangeurs tubes et calandre classiques [9, 10]. Le transfert de chaleur peut alors être réalisé dans des échangeurs à plaques connus pour leurs efficacité et compacité [11]. Le transfert de masse est effectué dans une chambre différente où la solution peut être distribuée ou dispersée sous différentes formes pour absorber ou désorber la vapeur du réfrigérant.

Une nouvelle géométrie de système de refroidissement à absorption H₂O-LiBr à un étage avec une configuration bi-adiabatique est proposée. Le couple H₂O-LiBr a été choisi comme couple de travail car c'est jusqu'à présent le fluide de travail le plus efficace pour le refroidissement positif. Cette nouvelle architecture permet d'éviter la production d'échangeurs spécifiques et d'utiliser uniquement des échangeurs de chaleur standard produits en série. La présente étude est divisée en trois parties. Dans la première section, l'architecture de la machine proposée est présentée et discutée.

2. Dispositif expérimental

2.1. Dispositif expérimental

Le schéma de la machine est donné en Figure 1. L'absorbeur (1) et le désorbeur (2) adiabatiques réalisés en impression 3D sont insérés dans des cuves équipées d'un distributeur de solution en partie haute, d'un réservoir de solution en partie basse et d'un niveau de liquide. Le niveau de solution dans la cuve désorbeur est régulé via un trop-plein. Un système de siphon permet de réguler la différence de pression entre le désorbeur et l'absorbeur. Le niveau de remplissage de solution dans la cuve absorbeur varie selon la concentration de la solution. L'absorbeur est alimenté en vapeur par l'évaporateur à plaque (3). La chaleur nécessaire à l'évaporation de l'eau est prélevée à la source froide (\dot{q}_f). La vapeur émise par le désorbeur alimente le condenseur à plaques (4). La chaleur émise lors de la phase de condensation est transférée à la source intermédiaire (\dot{q}_{i-c}). Les condensats sont acheminés du condenseur à l'évaporateur via un siphon (5) permettant de gérer la différence de pression entre les deux composants et un réservoir de stockage (6) permettant de réguler la quantité d'eau dans le système. La solution alimentant l'absorbeur adiabatique est refroidie par la même source intermédiaire (\dot{q}_{i-a}) à l'aide de l'échangeur à plaque (7). La pompe (8) de 150 W fait recirculer la solution au niveau de l'absorbeur. La solution alimentant le désorbeur adiabatique est réchauffée par la source chaude (\dot{q}_c) à l'aide de l'échangeur à plaque (9). La pompe (10) de 150 W fait recirculer la solution au niveau du désorbeur. Une partie de la solution pauvre au niveau de l'absorbeur est transférée au désorbeur pour y être régénérées. Un débit volumique identique de solution riche est transféré du désorbeur à l'absorbeur. La solution riche et chaude transférée à l'absorbeur cède sa chaleur à la solution pauvre et à température intermédiaire grâce à l'échangeur à plaque (11).

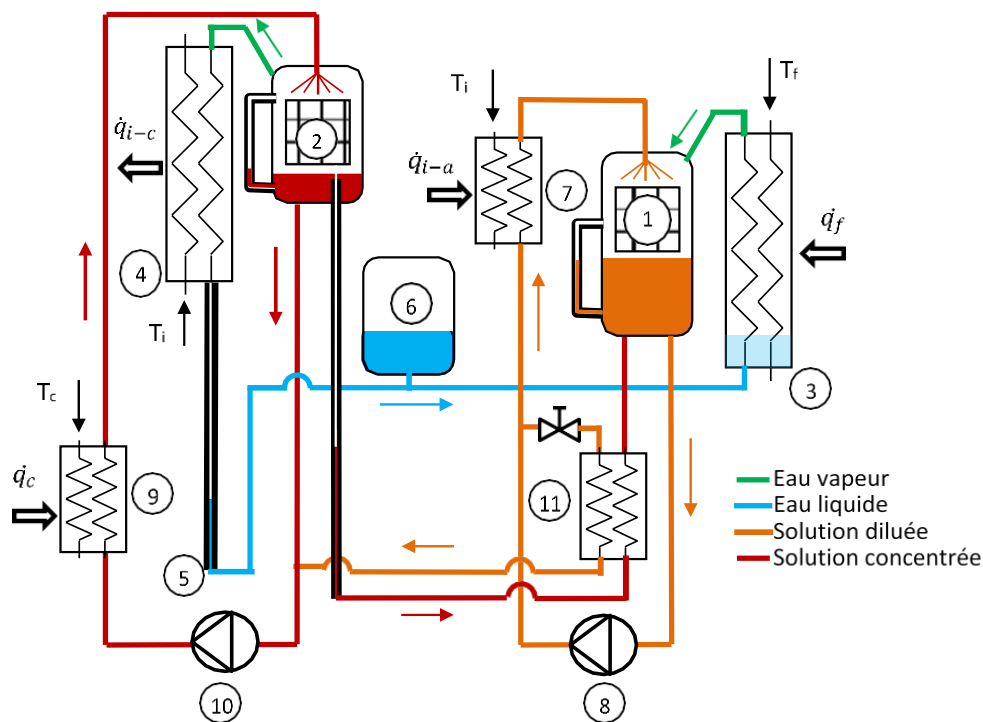


Figure 1 : Schéma de fonctionnement de la machine à absorption

2.2. Absorbeur et désorbeur adiabatiques

La nouvelle géométrie d'échangeurs adiabatiques conçue pour le refroidisseur à absorption de puissance frigorifique nominale de 2 kW est représentée sur la Figure 2 [12]. L'assemblage proposé comporte quatre composants principaux : le distributeur de solution, l'échangeur de sorption dans lequel la vapeur est générée par désorption à l'interface des films tombants, le séparateur de gouttelettes et le collecteur de solution. La solution entre dans le distributeur, (où se produit une évaporation flash dans le cas du désorbeur, permettant à la solution de se rapprocher de son état d'équilibre). La solution s'écoule ensuite le long de la structure 3D où elle absorbe ou désorbe de la vapeur d'eau. La faible cinétique de sorption par diffusion nécessite l'utilisation de films minces associés à un brassage du fluide, qui est obtenu par la structure cylindrique 3D. L'échangeur adiabatique lui-même (partie centrale) consiste en une structure cylindrique imprimée en 3D par addition de matière, elle est composée de barres horizontales, de supports verticaux et d'un support cylindrique central (Figure 2b et 2c). Les barres horizontales et les supports verticaux sont de section droite carrée avec des côtés mesurant 2 mm (vue détaillée de la Figure 2b). Les 40 barres horizontales sont réparties symétriquement sur le plan horizontal (Figure 2c) et répétées 19 fois le long de l'axe vertical (Figure 2b). De plus, les supports verticaux alternent entre chaque étape (vue détaillée de la Figure 2b) pour générer des perturbations de l'écoulement de la solution hydrodynamique, ce qui permet le renouvellement des couches limites thermiques et massiques et améliorant le phénomène de transfert de masse. Le nombre fixe d'axes horizontaux répartis symétriquement autour de l'axe de la structure permet une variation linéaire du diamètre hydraulique de la vapeur le long de la direction de l'écoulement. Cela permet de limiter les effets des pertes de charge liées à l'augmentation du débit de vapeur avec l'augmentation du rayon. La structure de l'échangeur a un diamètre extérieur de 200 mm et une hauteur de 220 mm (Figure 2b et 2c). Tandis que le support cylindrique interne a un diamètre externe de 25 mm et un diamètre interne de 20 mm (Figure 2c), soit un volume effectif de $6,9 \times 10^{-3} \text{ m}^3$, pour 2 kW de puissance frigorifique nominale. Une surface d'échange effective peut également être calculée si chaque barre horizontale (Figure 2c) est considérée comme la largeur d'entrée de solution d'une surface de plaque qui se poursuit tout le long de l'axe vertical. Ainsi, 40 surfaces équivalentes à des

plaques sont présentes et la surface effective de l'échangeur serait égale à $0,77 \text{ m}^2$ ($40 * (0.1 - 0.0125) * 0.22$). La distance entre les axes verticaux pour une bonne qualité d'impression est de 5 mm (vue détaillée de la Figure 2b). Par contre, la distance verticale entre les axes horizontaux est de 10 mm (vue détaillée de la Figure 2b). Cette séparation verticale peut être réduite pour obtenir une structure plus dense au prix d'une augmentation du temps d'impression 3D.

Un séparateur de gouttes imprimé en 3D (2b) est situé sur le diamètre externe de la structure de l'échangeur de masse. Ce séparateur permet de piéger les gouttelettes de solution qui pourraient être emportées par le flux de vapeur du réfrigérant vers le condenseur afin d'éviter le mélange de la solution avec le réfrigérant liquide.

Enfin, le distributeur (Figure 2a et 2b) a été spécialement conçu pour générer un flux uniformément réparti sur l'échangeur adiabatique. Les tubes situés sur la face inférieure du distributeur de solution (Figure 2b) dépassent légèrement la surface inférieure pour assurer un écoulement de la solution dans le sens des tubes et éviter une redistribution sur la surface inférieure. De plus, des fentes au niveau du couvercle du distributeur (Figure 2a et b) permettent d'évacuer la vapeur de réfrigérant désorbée dans le distributeur.

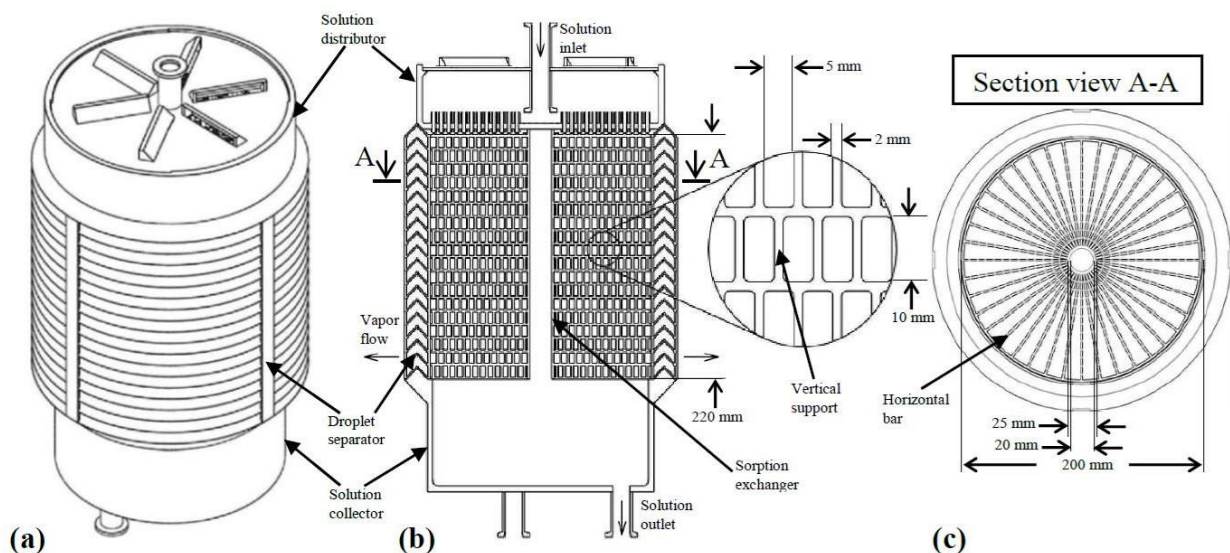


Figure 2 : Schéma des échangeurs adiabatiques [12]

2.3. Instrumentation

Les températures et débits des sources chaudes, froide et intermédiaires sont mesurées respectivement par des débitmètres électromagnétique KROHNE Type AF-E 400 et des thermocouples de type K. Les températures de solution sont mesurées à l'aide de sondes PT100 classe A. Les pressions hautes et basses sont mesurées à l'aide de capteurs piezo-resistifs Pfeiffer CPT 200. Le débit de la solution est mesuré à l'aide d'un débitmètre à ultrason KROHNE OPTISONIC 6000. L'acquisition des mesures est réalisée à l'aide d'une centrale Agilent 34970A. Les incertitudes de mesures sont récapitulées dans le tableau 1.

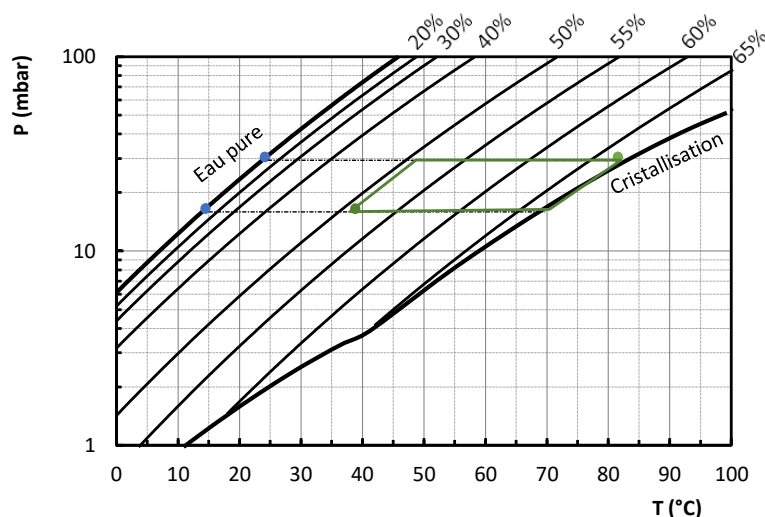
Capteur	Précision
thermocouples de type K	$\pm 0,3^{\circ}\text{C}$
PT100 class A	$\pm 0,1^{\circ}\text{C}$
Débitmètres AF-E 400	$\pm 0,8\%$ valeur mesurée (0->70°C) ; $\pm 1,5\%$ (70°C-> 90°C)
Débitmètres optisonic 6000	$\pm 3\%$ de valeur mesurée
Mesure pression CPT 200	$\pm 1\%$ de la valeur mesurée

 Tableau 1 : *Incertitudes de mesures*

3. Résultats expérimentaux

Le point de fonctionnement nominal de la machine est le suivant $T_{c,i} = 110^{\circ}\text{C}$, $T_{f,i} = 20^{\circ}\text{C}$, $T_{i,i} = 25^{\circ}\text{C}$ (température de l'air humide en entrée de la seconde batterie chaude (correspondant à une température d'air soufflé dans la pièce de 32°C). Les températures de la solution en sortie de désorbeur et d'absorbeur sont respectivement de 82°C et 37°C . Les températures de saturation de l'eau en sortie de condenseur et d'évaporateur sont respectivement de 15 et 30°C . Les puissances électriques et thermiques sont respectivement de $\dot{W} = 300\text{ W}$ et $\dot{q}_c = 3,6\text{ kW}$. Le COP froid de $COP_f = \frac{\dot{q}_f}{\dot{q}_c} = 0,6$ et un COP froid électrique de $COP_{f-e} = \frac{\dot{q}_f}{\dot{W}} = 7,3$.

La représentation idéalisée du cycle thermodynamique sur le diagramme d'Oldham est donnée sur la Figure 7. Le taux de recirculation élevé (6) conduit à des écarts de concentration importants entre la solution riche et la solution pauvre et un faible débit de solution circulant entre l'absorbeur et le désorbeur. Cette configuration permet de limiter la destruction d'exergie au niveau de l'échangeur intermédiaire et s'accompagne d'un coefficient de performance élevée. On note que la concentration de la solution en sortie de désorbeur est proche de la saturation, ce qui présente un risque élevé de cristallisation. Pour réduire ce risque, il est possible réduire le taux de recirculation. Ce faisant, on augmentera la puissance frigorifique de la machine mais au détriment de son coefficient de performance.


 Figure 3 : *Représentation du point nominal de fonctionnement de la machine dans le diagramme de Oldham*

La performance de la machine dépend des écarts de température entre la source chaude et la source intermédiaire impactant le cycle moteur, et l'écart entre la source intermédiaire et la

source froide (cycle pompe à chaleur). La prise en compte conjuguée de ces deux effets peut être réalisé grâce au COP Carnot. Les Figures 7 et 8 comparent les évolutions du COP de la machine développée et celui d'une machine similaire développée au laboratoire CREVER en fonctionnant avec le couple $\text{NH}_3\text{-LiNO}_3$, et d'une puissance dix fois supérieure à la machine développée dans le cadre de la présente étude. Le couple $\text{NH}_3\text{-LiNO}_3$ est une solution saline se comportant comme le couple $\text{LiBr/H}_2\text{O}$. L'ammoniaque utilisé comme fluide frigorigène conduit à des pressions d'utilisation sensiblement supérieures à celle de l'eau, rendant le système beaucoup moins sensible aux pertes de charges dans la phase vapeur. La machine développée par le laboratoire CREVER met, tout comme la machine développée dans le cadre de cette étude, des échangeurs à plaque associée à une bouteille de séparation au niveau du désorbeur. La pression de travail permet d'utiliser un échangeur à plaque pour faire les transferts couplés de masse et de chaleur en injectant la vapeur et le liquide à la base de l'échangeur.

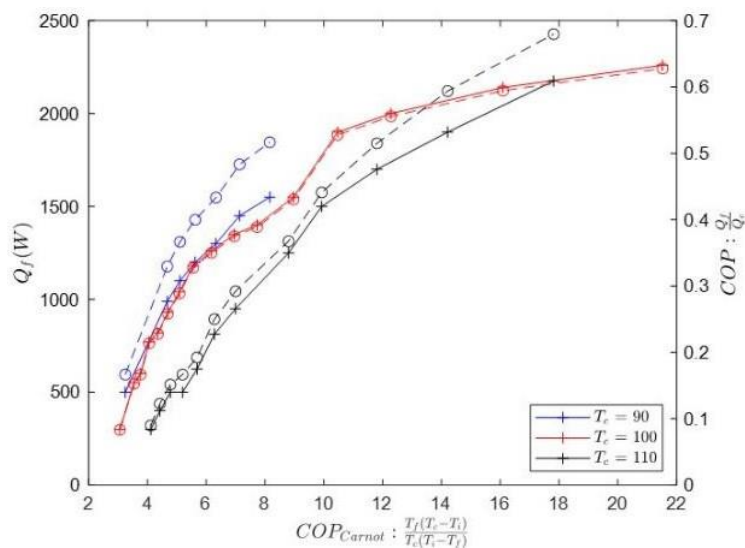


Figure 4 : Performances de la machine développée dans le cadre du projet CONFTER. Les puissances froides sont en trait plein tandis que les COP sont en traits pointillés.

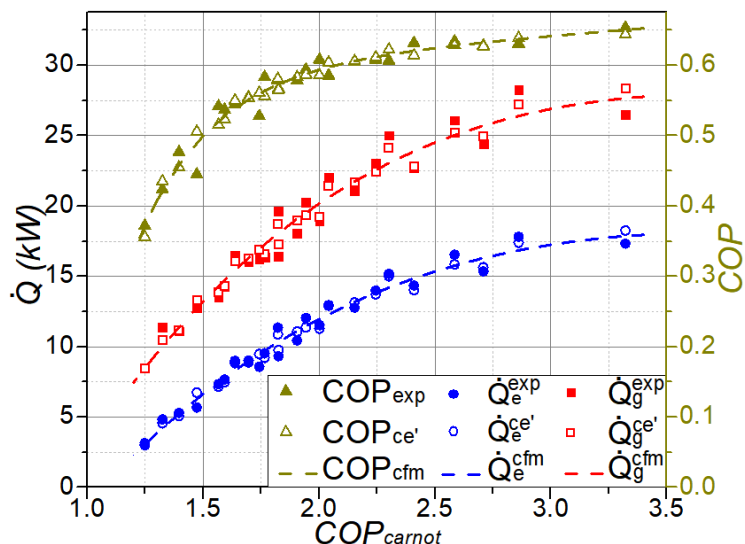


Figure 5 : Performances de la machine développée à CREVER

La puissance frigorifique de la machine H₂O-LiBr est comprise entre 300 et 2200 W. Les mesures à très basse puissance correspondent aux cas particuliers où la température de la source froide est très proche du minimal atteignable, et voisine de 10°C. Bien que la puissance maximale corresponde au dimensionnement de la machine, ces puissances s'obtiennent à des niveaux de température supérieurs à ceux attendus.

Les performances de la machine à absorption LiBr/H₂O sont moins bonnes que celle de la machine NH₃-LiNO₃, avec des COP plafonnant à des valeurs voisines de 0.65 pour de COP Carnot proche de 20. La machine NH₃-LiNO₃ atteint des valeurs asymptotiques de COP voisin de 6 pour des COP Carnot beaucoup plus faibles. Ces différences s'expliquent par les pincements très élevés au niveau de l'évaporateur, causés par le mauvais fonctionnement de ce composant. La mise en place des films ruisselants devrait pouvoir réduire cet écart.

L'évaporateur avait été dimensionné pour travailler avec une efficacité de 0,9. L'efficacité mesure est bien en deçà de la performance escomptée. Elle varie entre 0,33 et 0,4 en fonction de la température de saturation de l'eau, et donc de la pression de travail (Figure 6). Plus la pression est faible, plus l'efficacité est faible. L'impact du changement de mode de transfert dans l'évaporateur sur l'efficacité de l'évaporateur et de la machine fera l'objet de la prochaine campagne d'essais programmée au cours du premier semestre 2023.

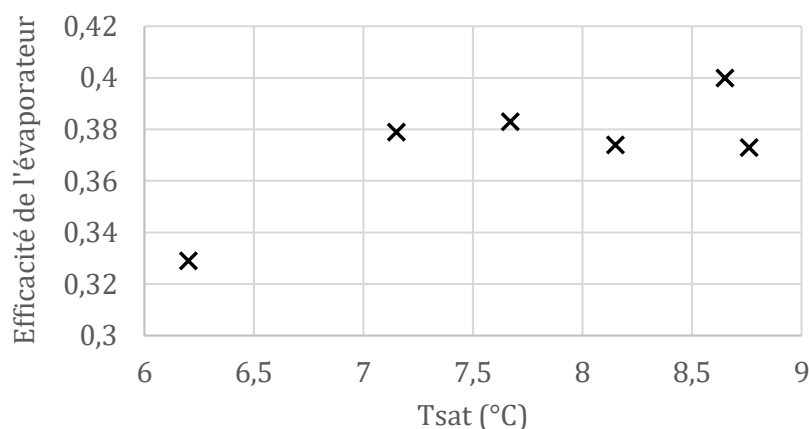


Figure 6 : Efficacité de l'évaporateur de la machine à absorption en fonction de la différence de température entre les deux fluides y circulant

4. Conclusion

Une machine à absorption bi-adiabatique H₂O-LiBr a été développée mettant en œuvre des échangeurs à plaques du commerce. Les premiers résultats expérimentaux montrent une performance sensiblement inférieure à celles attendues, provenant d'une efficacité faible de l'évaporateur à plaque liées aux conditions de fonctionnement à basse pression de ce composant.

Références

- [1] IEA, 2018a. World energy outlook.
- [2] Allouhi, A., Fouih, Y. El, Kousksou, T., Jamil, A., Zeraouli, Y., Mourad, Y., 2015. Energy consumption and efficiency in buildings : current status and future trends. J. Clean. Prod. 109, 118–130. <https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2015.05.139>
- [3] Aliane, A., Abboudi, S., Seladji, C., Guendouz, B., 2016. An illustrated review on solar absorption cooling experimental studies. Renew. Sustain. Energy Rev. 65, 443–458. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2016.07.012>

[4] IEA, 2018b. The Future of Cooling.

[5] Wu, W., Wang, B., Shi, W., Li, X., 2014. An overview of ammonia-based absorption chillers and heat pumps. *Renew. Sustain. Energy Rev.* 31, 681–707. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2013.12.021>

[6] Dube, E., Cha, A., Agboola, O.P., Or, J., Fakeeha, A.H., Al-fatesh, A.S., 2017. Energetic and exergetic analysis of solar-powered lithium bromide- water absorption cooling system. *J. Clean. Prod.* 151, 60–73. <https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2017.03.060>

[7] Hassan, H.Z., Mohamad, A.A., 2012. A review on solar cold production through absorption technology. *Renew. Sustain. Energy Rev.* 16, 5331–5348. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2012.04.049>

[8] Mugnier, D., Neyer, D., White, S., 2017. *The Solar Cooling Design Guide: Case Studies of Successful Solar Air Conditioning Design*. Ernst & Sohn.

[9] Venegas, M., Arzoz, D., Rodríguez, P., Izquierdo, M., 2003. Heat and mass transfer in LiNO₃-NH₃ spray absorption system. *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 30, 805–815. [https://doi.org/10.1016/S0735-1933\(03\)00128-3](https://doi.org/10.1016/S0735-1933(03)00128-3)

[10] Ventas, R., Lecuona, A., Legrand, M., Rodríguez-Hidalgo, M.C., 2010. On the recirculation of ammonia-lithium nitrate in adiabatic absorbers for chillers. *Appl. Therm. Eng.* 30, 2770–2777. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.08.001>

[11] Wang, L., Sundén, B., Manglik, R.M., 2007. *Plate Heat Exchangers. Design, Applications and Performance*. Wit Press. <https://doi.org/10.1081/E-EAFE>

[12] Altamirano A., Le Pierrès N., Stutz B., Coronas A., 2021. Performance characterization methods for absorption chillers applied to an NH₃-LiNO₃ single-stage prototype, *Appl. Therm. Eng.*, 185, 116435. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2020.116435>.

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier la SATT LIKSIUM pour leur soutien à cette étude.

Etude de la combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro turbine à gaz classique : Impact de la répartition de combustibles entre flamme pilote/principale sur les émissions de NO_x

Jeremy BOMPAS^{1*}, Ward DE PAEPE¹

¹Université 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'utilisation de combustibles à faible pouvoir calorifique requiert habituellement une transformation de géométrie de chambres de combustion conçues spécifiquement pour le Gaz Naturel. Des recherches précédentes ont montré l'intérêt de l'emploi de Syngaz en chambre de combustion non-modifiée, en abaissant la température globale des fumées et en réduisant les émissions de NO_x tout en maintenant la stabilité de flamme, pour une gamme de fonctionnement nominal réduite. L'objectif de ce travail est d'identifier le comportement de Gaz de Synthèse dans une chambre de combustion industrielle, initialement 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 remplacée par du Gaz de Synthèse (Syngaz) à haute teneur en vapeur d'eau, est présentée. Les résultats montrent que l'utilisation de Syngaz à haute teneur en vapeur d'eau est particulièrement sensible à la distribution de combustible zone pilote/principale. Une richesse plus importante du Syngaz en zone pilote améliore la stabilité de la flamme, diminue les émissions de CO et engendre une production de NO_x supérieure.

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 crise énergétique actuelle met en lumière notre dépendance aux énergies fossiles. La demande énergétique en électricité et en chaleur ne cesse de croître tandis que les ressources fossiles s'épuisent par définition. Leur disponibilité limitée lors de la reprise économique, aggravée par le conflit majeur russo-ukrainien engendre de l'incertitude et des tensions sur le marché international. Parallèlement, nous avons l'ambition de respecter l'Accord de Paris et réduire drastiquement nos émissions de gaz à effet de serre afin d'atteindre la neutralité carbone à l'horizon 2050. De plus, au-delà des engagements climatiques, les normes en matière d'émissions polluantes se renforcent dans les politiques sanitaires globales. Les ressources renouvelables produites à base de déchets que sont les syngaz sont de bons postulants à ces objectifs de diversification énergétique, particulièrement dans un contexte de production décentralisée telle que l'utilisation de micro turbines à gaz dans une application de cogénération de faible puissance.

Des études précédentes ont identifié le comportement à la combustion de différents gaz de synthèse caractéristiques dans une chambre de combustion industrielle classique, la Turbec T100 [1], développée originellement pour fonctionner au Gaz Naturel, dans le but d'étudier

l'impact de Syngaz sur les émissions et la stabilité de la combustion. Il a été montré que l'utilisation de gaz de synthèse abaisse la température globale dans la zone de combustion et, par conséquent, réduit les NO_x tout en augmentant modérément les émissions de CO [2].

De plus, une injection importante de vapeur dans la zone principale permet d'atteindre des températures qui favorisent l'oxydation du CO [2]. Il a également été constaté qu'une importante fraction de vapeur d'eau dans le combustible de synthèse n'affecte pas la stabilité de la flamme [3, 4]. Plus spécifiquement, il a été constaté que les émissions de NO_x sont sensibles à la distribution de combustible dans la chambre de combustion [5, 6]. Malgré la disponibilité de plusieurs recherches, des aspects fondamentaux de la combustion de gaz de synthèse à haute teneur en vapeur d'eau en chambre de microturbinés à Gaz, telle l'influence de la distribution de combustible entre flamme pilote et flamme principale sur la stabilité de la flamme et le contrôle des émissions, restent indéterminés et requièrent des investigations supplémentaires.

L'objectif de ce travail est donc d'identifier le comportement combustible de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle, originellement conçue pour le gaz naturel, en variant la distribution de syngaz entre la flamme pilote et la flamme principale.

Dans les sections suivantes, la méthodologie de modélisation tridimensionnelle de la chambre de combustion sera présentée, ainsi que la description complète des conditions de fonctionnement des simulations numériques considérées. De plus, les résultats des simulations en analysant la stabilité de la combustion et les émissions de polluants pour les différentes plages de fonctionnement en contrôlant la distribution de combustibles flamme pilote/principale. Enfin, les conclusions et les perspectives de travaux futurs seront présentées.

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, le maillage et les hypothèses de modélisation utilisées (chimiques et thermophysiques) seront décrites. En outre, la stratégie de validation des simulations numériques de référence sera détaillée. Enfin, les configurations de simulations spécifiques à la détermination de l'impact de la répartition pilote/principale du Syngaz sur les émissions polluantes seront explicitées.

2.1. Géométrie

La Turbec T100 considérée dans cette étude est un système de microturbine à gaz classique utilisé dans des applications de cogénération de faible puissance. La puissance électrique nominale est de 100 kW_e alors que sa puissance thermique nominale est de 165 kW_{th} , respectivement avec un rendement électrique de 30% et un rendement thermique de 50% [1].

La T100 exploite le cycle de Brayton à récupération (voir Figure 1). L'air est comprimé en développant un système de compresseur radial à vitesse variable (1). L'air est ensuite préchauffé par les fumées au niveau du récupérateur (2), avant d'entrer dans la chambre de combustion (3), entraînant des performances électriques supérieures. Dans cette chambre de combustion, du Gaz Naturel est classiquement brûlé afin d'amener les fumées à une température maximale contrôlée de 950°C à l'entrée de la turbine. Les fumées chaudes seront ensuite détendues afin de fournir la puissance mécanique transmise à la turbine (4) et au générateur électrique (5). Enfin, en sortie de récupérateur, la chaleur résiduelle des fumées est convertie en puissance thermique en réchauffant de l'eau dans l'économiseur (6).

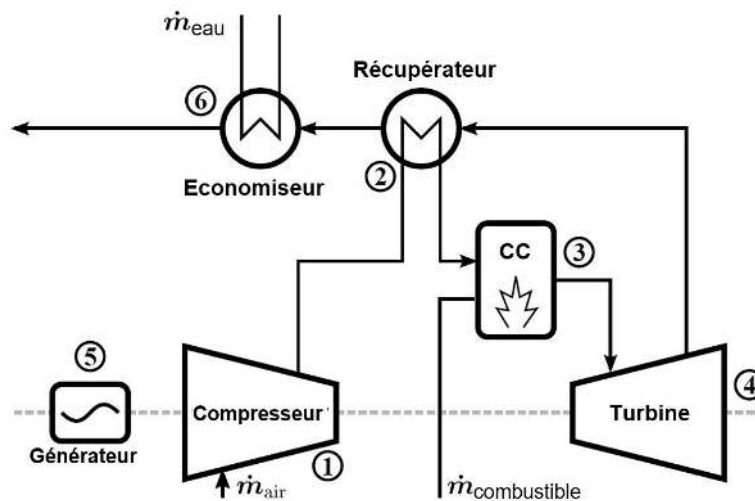


Figure 1 : Les principaux composants du système de microturbine à Gaz Turbec T100 sont : un compresseur (1) et une turbine (4) radiaux à vitesse variable, une chambre de combustion (3), un récupérateur (2), un générateur à haute vitesse (5) et un économiseur (6).

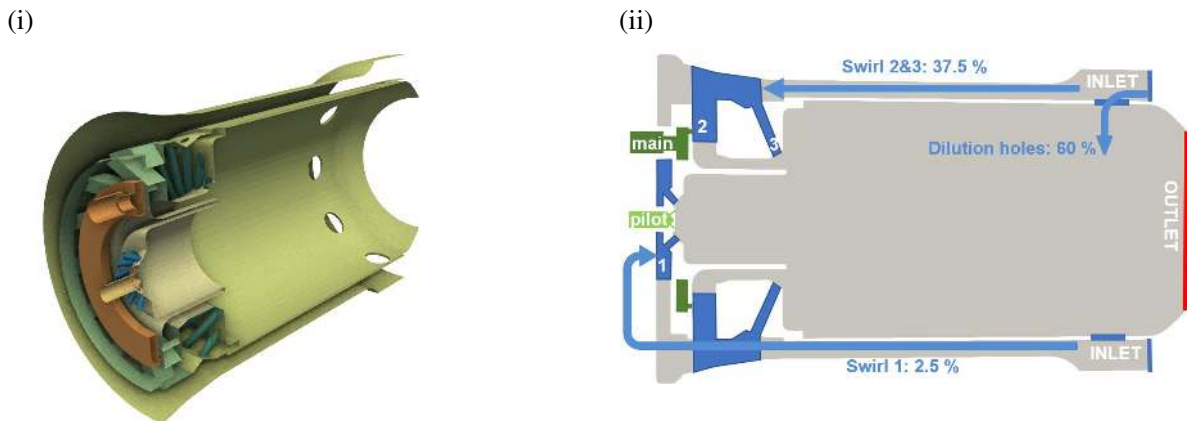


Figure 2 : Vue 3D (i) et coupe schématique de la chambre de combustion T100 (ii), mettant en évidence l'arrivée d'air à contrecourant à l'extérieur de la chambre ainsi que les injecteurs de la flamme pilote (1) et de la flamme principale (2 et 3), et les trous de dilution.

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 conduits) fournissent l'air à la flamme pilote (approximativement 2.5%) tandis que les "swirlers 2" (15 ailettes radiales) et "swirlers 3" (30 conduits) fournissent l'air à la flamme principale (respectivement 25% 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°C.

Le combustible est lui injecté à l'intérieur de la chambre de combustion (voir Figure 2) par l'intermédiaire de deux circuits différents : La conduite pilote constituée de 6 buses d'injection (flamme de diffusion) et la conduite principale composée d'une chambre toroïdale aboutissant à 15 buses d'injection (flamme de prémélange).

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 hexaédriques 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 [3].

L'étude indique qu'un maillage raffiné constitué de 4.3 millions de cellules est suffisamment raffiné pour donner des résultats précis sur les champs de vitesse et de température ainsi que sur les espèces chimiques des fumées, et un raffinement supplémentaire n'améliore plus sensiblement la précision des résultats en augmentant le coût calcul. 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. [7]

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 [8], pour lesquels les équations de transport d'espèces chimiques et les équations de conservation de Masse, de Quantité de Mouvement et d'Energie, sont résolues [9].

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-calcul. Le modèle doit décrire le plus fidèlement possible la physique de l'écoulement tout en étant abordable numériquement. Pour cela, l'utilisation du modèle $k-\epsilon$ est considérée dans ce papier pour sa robustesse sur la physique de la combustion étudiée à un coût calcul raisonnable.

Dans cette étude, la convergence est assurée par la méthode "Preconditional bi-conjugate gradient stabilized" (PBi-CGStab) [10]. Pour toutes les simulations, le critère de convergence est fixé à 10^{-8} pour les espèce chimiques dans les équations de transport (Y_i) et à 10^{-7} pour les variable de vitesse U , enthalpy h , énergie cinétique turbulent k et la dissipation d'énergie cinétique turbulente ϵ

Le T100 exploite une technologie à prémélange pauvre pour contrôler la température de flamme et assurer la réduction des émissions de NO_x dans la gamme de 6 à 15 ppmv rapportée par le constructeur [1]. 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) apporte la plus grande fiabilité étant donné la présence des 2 régimes de combustion (diffusion et prémélange) dans la chambre de combustion du T100 [11].

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

NO_x et du 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].

2.4. Validation des modèles de référence

Tableau 1 : Conditions aux limites Cas de validation des simulations numériques

	T_{entree}		Cas Gaz Naturel		Cas Syngaz	
			Simulation 1	Référence 1	Simulation 2	Référence 2
Fuel Pilote	288 (K)	\dot{m}	0.95 (g/s)		4.5 (g/s)	
Fuel principal			5.7 (g/s)		26.2 (g/s)	
Entrée d' Air	865 (K)	\dot{m}	690 (g/s)		690 (g/s)	

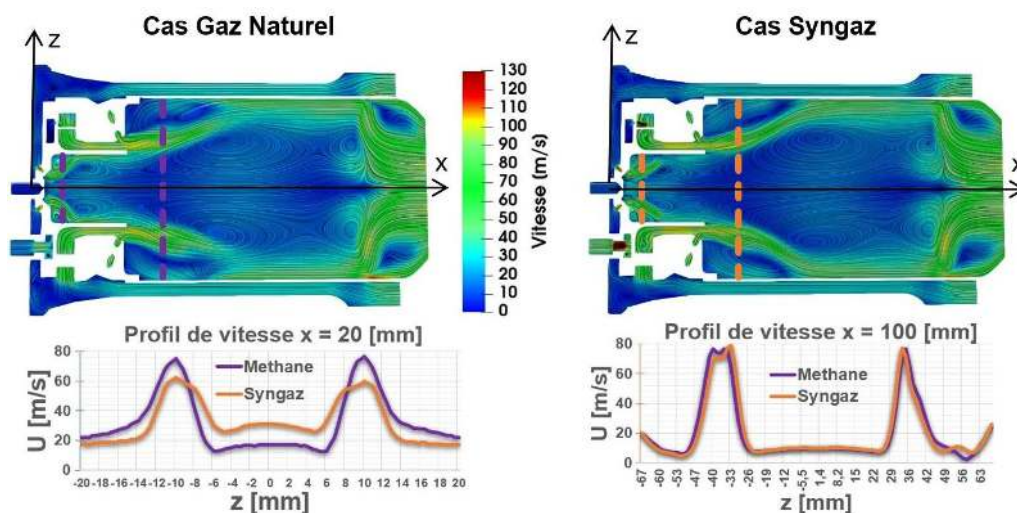


Figure 3 : Les Champs de Vitesse des cas utilisant du Gaz Naturel ou du Syngaz montrent des profils d'écoulement similaires à ceux trouvés dans la littérature. Malgré l'augmentation significative du débit de combustible, le champ de vitesse des deux cas reste similaire.

Afin de caractériser l'écoulement dans la chambre de combustion et valider les modèles numériques précédemment exposés, 2 simulations préalables ont été réalisées [3]. La première simulation sur la géométrie du T100 (voir Tableau 1) a été réalisée en injectant le méthane pur pour une puissance thermique totale de 330 kW, ce qui correspond aux conditions nominales de fonctionnement, reprises par De Santis et al. [14]. Une seconde évaluation a été réalisée avec un Syngaz sec, obtenu par un procédé industriel de gazéification de biomasse, sans modifier la géométrie de la chambre de combustion. Les mêmes conditions initiales ont été paramétrées, à l'exception du débit massique total de combustible, qui doit être augmenté (de 6.65 à 30.7 g/s) afin de garantir un apport thermique constant, en considérant que le Syngaz a un Pouvoir Calorifique Inférieur (PCI) de seulement 10.8 MJ/kg comparé aux 50 MJ/kg du méthane pur.

Tableau 2 : Composition des fumées (Fraction massique), Température moyenne d'échappement et Température maximum des fumées (*Calculs 0D Stoéchiométriques - **De Santis et al. [14] - ***Données Fabricant [1])

	Cas Gaz Naturel		Cas Syngaz	
	Simulation 1	Référence 1	Simulation 2	Référence 2
Y_{CO_2}	3.1 %	3 %*	5 %	4.8 %*
Y_{H_2O}	2.6 %	2.5 %*	1.8 %	1.9 %*
CO	3 ppmv	3 ppmv** < 6 ppmv***	4.3 ppmv	< 6 ppmv***
NO _x	11 ppmv	9 ppmv** < 15 ppmv***	3.5 ppmv	< 15 ppmv***
T_{sortie}	1311 (K)	1304 (K)*	1193 (K)	1189 (K)*

Tableau 3 : Composition des Syngaz étudiés. Les fractions Y_i (%) sont exprimées en base massique.

	Y_{CO}	Y_{CO_2}	Y_{H_2O}	Y_{H_2}	Y_{CH_4}
Syngaz	55.1	31.8	7.8	3.8	1.4
Syngaz +20% H ₂ O	38	42.9	12.6	3.9	2.5

La composition des gaz d'échappement des Cas Gaz Naturel et Syngaz présentés en Tableau 2, correspond aux réactions chimiques à l'équilibre des espèces CO₂ and H₂O. Les émissions de CO et de NO_x dépendent fortement de la dilution des gaz d'échappement et des températures de flamme [15], mais restent dans l'intervalle prévu par le constructeur [1] pour les deux cas de référence. L'utilisation du Syngaz engendre un niveau de température plus bas, divisant par trois les émissions de NO_x et augmentant substantiellement les émissions de CO, mais n'affectant toutefois pas significativement l'efficacité de la combustion. Le Cas Syngaz, en alimentant en gaz de synthèse 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 pour contrebalancer le PCI plus faible du Syngaz, modifie légèrement la forme de la flamme pilote (voir Figure 3), qui s'évase moins rapidement en ayant une zone de recirculation plus allongée. Malgré l'augmentation de débit du combustible, la morphologie globale de l'écoulement reste similaire à celle trouvée dans la littérature [14, 16].

2.5. Configuration des simulations

La simulation numérique de référence aux conditions nominales d'utilisation considère une répartition de 15% pour l'alimentation au pilote et 85% au principal.

Afin d'évaluer l'incidence de distributions différentes de Syngaz à haute teneur en vapeur d'eau (voir Syngaz +20% H₂O, Tableau 3) entre pilote et principal, 4 simulations supplémentaires ont été réalisées sur la base des modèles numériques décrits précédemment, sous les mêmes conditions nominales d'entrée, à savoir puissance thermique totale (330 kW), température de combustibles (288 K), débit (690 g/s) et température (865 K) d'air préchauffé : Le cas A représente la limite inférieure d'alimentation au pilote de 6% pour 94% au principal. Les Cas B au Cas E représentent une augmentation progressive du pourcentage d'alimentation en Syngaz au pilote jusqu'à 25% (voir Tableau 4).

Tableau 4 : Conditions aux limites et conditions initiales des cas simulés — $P_{th} = 330$ (kW)

 Entrée d'Air : $\dot{m} = 690$ (g/s) — $T = 865$ (K)

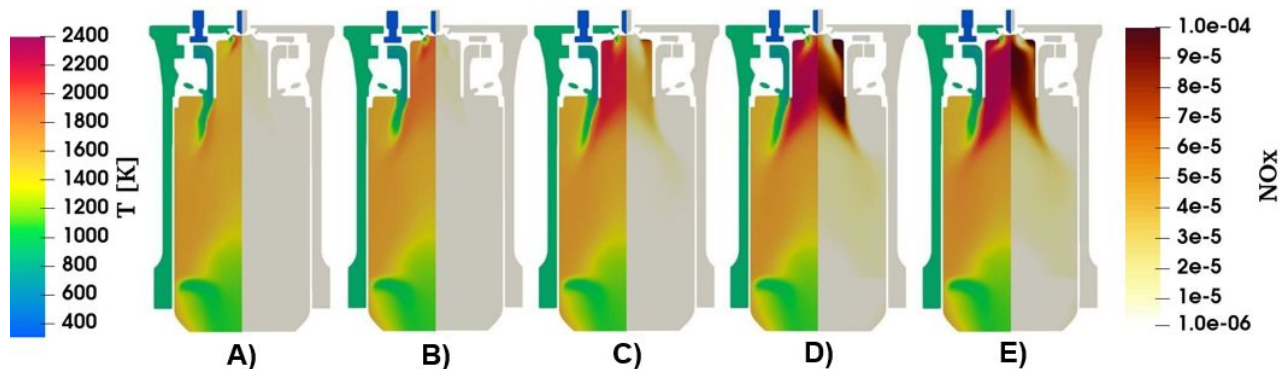
 Combustible (Syngaz + 20% H_2O) : $\dot{m}_{total} = 34.1$ (g/s) — $T = 288$ (K)

		Cas A	Cas B	Cas C	Cas D	Cas E
Flamme Pilote	\dot{m}	2.1 (g/s)	3.4 (g/s)	5.1 (g/s)	6.8 (g/s)	8.5 (g/s)
	$\%P_{th,total}$	6%	10%	15%	20%	25%
Flamme Principale	\dot{m}	32 (g/s)	30.7 (g/s)	29 (g/s)	27.3 (g/s)	25.6 (g/s)
	$\%P_{th,total}$	94%	90%	85%	80%	75%

3. Résultats

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés aux champs de vitesse, aux champs de températures et à la composition des gaz d'échappement, plus particulièrement au CO et au NO_x , dans le but d'étudier l'impact sur les émissions d'une large répartition de Syngaz à haute teneur en vapeur d'eau entre la zone pilote et la zone principale.

Nous avons pu constater précédemment (voir Figure 3) que les champs de vitesse et la configuration de l'écoulement sont peu impactés par l'utilisation de Syngaz, la morphologie globale de l'écoulement étant dirigée principalement par le débit d'air préchauffé.


 Figure 4 : Evolution du champ de température et du champ de production de NO_x

Le cas A (6% pilote - 94% principal, Tableau 5) correspond à la limite basse de stabilité de flamme de la zone pilote. En effet, pour cette répartition pilote/principal de Syngaz, la richesse locale correspondante pour la flamme pilote est très faible ($\Phi_{l,pilote} = 0.2$). Nulle ignition de flamme n'a été constatée en zone pilote en dessous de cette valeur. En augmentant progressivement le pourcentage de Syngaz en zone pilote, nous constatons qu'au contraire du champ de vitesse, le champ de température est lui clairement influencé par la distribution du combustible au niveau du front de flamme (voir Figure 4). Les températures maximales augmentent fortement dans la zone pilote, particulièrement à partir du niveau de richesse locale ($\Phi_{l,pilote}$) correspondant à la répartition nominale de combustible (Cas C, voir Tableau 5) où l'on constate des températures maximales de respectivement 2360 (K) (cas D, 20% pilote - 80% principal) et 2350 (K) (cas E, 25% pilote - 75% principal) alors que la température moyenne des gaz en sortie est conservée pour une puissance thermique totale identique. Les températures plus élevées en zone pilote engendrent une production croissante de NO_x (Cas A à D, Tableau 5) qui entraînent des émissions globales plus importantes dans les gaz d'échappement, tout en restant en dessous

des valeurs normées (< 15 ppmv).

Tableau 5 : Composition des gaz d'échappement et Températures pour les cas considérés

	Cas A	Cas B	Cas C	Cas D	Cas E
Répartition % Pilote / Principal	6 - 94	10 - 90	15 - 85	20 - 80	25 - 75
T_{max}	2183 (K)	2190 (K)	2205 (K)	2360 (K)	2350 (K)
T_{sortie}	1227 (K)	1230 (K)	1234 (K)	1235 (K)	1236 (K)
$\Phi_{l,pilote}$	0.2	0.33	0.5	0.66	0.8
NO_x	1.3 ppmv	1.5 ppmv	2.8 ppmv	5.5 ppmv	5.4 ppmv
CO	5.1 ppmv	4.8 ppmv	3.7 ppmv	3.5 ppmv	3.8 ppmv

A l'inverse des émissions de NO_x , la production de CO dans les gaz d'échappement tend à diminuer à mesure que la richesse locale de la zone pilote est augmentée, l'oxydation du CO en CO_2 dans ces conditions étant favorisée par des plus hautes températures. Enfin, il est à constater pour le cas E (Tableau 5) que la progression à la hausse des températures maximales et des NO_x tend à se stabiliser voire légèrement décroître, alors que les émissions globales de CO ont une tendance inverse, le taux de réaction chimique de la combustion du Syngaz dans la zone pilote diminuant sous l'effet conjugué de la dilution importante du Syngaz en espèces réactives et d'un excès d'air localement très faible ($\Phi_{l,pilote} = 0.8$).

4. Conclusion

L'objectif de notre travail était d'identifier le comportement à la combustion d'un Gaz de Synthèse à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle, afin d'en vérifier la flexibilité pour une gamme de répartition très large de Syngaz entre la flamme pilote et la flamme principale 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 par un Gaz de Synthèse à haute teneur en vapeur d'eau, afin d'en étudier l'impact sur la stabilité de la combustion et sur les émissions, spécifiquement les NO_x et le CO. Il a été montré qu'une augmentation de la richesse en Syngaz dans la zone pilote, pour une même puissance thermique totale, favorise la stabilité de la flamme et diminue les émissions de CO. Cependant, la richesse plus importante du Syngaz en zone pilote augmente significativement la température de flamme et provoque une production de NO_x supérieure, qui se maintient toutefois dans les valeurs d'émissions limites imposées.

Outre l'intérêt environnemental de la diversification des sources d'Energie renouvelables, l'utilisation de Gaz de Synthèse est prometteuse dans le processus de combustion car en plus d'abaisser la température moyenne dans la chambre de combustion, elle permet de conserver la flexibilité sur une gamme élargie de répartition de puissance entre la flamme de diffusion pilote et la flamme de prémélange principale sans affecter significativement les émissions de NO_x et en maintenant le taux de CO à un niveau raisonnable.

Néanmoins, d'autres simulations numériques devront être effectuées afin d'évaluer les performances de la chambre de combustion à charge partielle (phase transitoire) et de définir les limites de fonctionnement hautes en matière de teneur en vapeur des Syngaz, avec pour objectif final d'évaluer les points de fonctionnement optimaux pour le cycle complet de systèmes de cogénération.

References

- [1] Turbec T100, Turbec t100 microturbine system natural gas : Technical description, www.turbec.com (2009).
- [2] 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.
- [3] J. Bompas, A. Pappa, W. De Paepe, Analysis of combustion performance of non-conventional syngas in mgt combustor : Assessment of the impact of the quality of synthesis gas towards flame stability and emissions, *Proceedings of the ASME Turbo Expo* (2022) Paper GT2022–82888.
- [4] 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.
- [5] L. Casarsa, D. Micheli, V. Pediroda, R. Radu, Investigations of pyrolysis syngas swirl flames in a combustor model, *ASME Paper GT2009-59610* (2009).
- [6] 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).
- [7] 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.
- [8] ESI group, Open CFD Ltd, <https://www.openfoam.com/>.
- [9] Q. Yang, P. Zhao, H. Ge, reactingfoam-sci : An open source CFD platform for reacting flow simulation, *Computers and Fluids* 190 (2019) 114–127.
- [10] H. A. Van der Vorst, Bi-cgstab : A fast and smoothly converging variant of bi-cg for the solution of nonsymmetric linear systems, *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing* 13 (1992) 631–44.
- [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] M. Frenklach, H. Wang, M. Goldenberg, G. P. Smith, D. M. Golden, Gri-mech : An optimized detailed chemical reaction mechanism for methane combustion., *Topical Report* (1995) 156.
- [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 CO₂ capture., *Fuel*. 173 (2016) 146–154.
- [15] 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).
- [16] M. Cadorin, *et al.*, Analysis of a micro gas turbine fed by natural gas and synthesis gas : Test bench and combustor CFD analysis, *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2011* (2011).

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

Moteur Ericsson à piston liquide libre : premiers résultats expérimentaux.

Ryma CHOUDER^{1,2}, Max NDAMÉ NGANGUÉ³, Pascal STOUFFS^{1,*}, Azzedine BENABDESSELAM²

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

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

³Laboratoire de Technologie et de Sciences Appliquées, IUT de l'Université de Douala, Cameroun

*(auteur correspondant : pascal.stouffs@univ-pau.fr)

Résumé - Le banc expérimental d'une nouvelle configuration de moteur Ericsson à piston liquide libre est décrit en détail. Différents résultats expérimentaux sont présentés en mode 'moteur entraîné', alimenté par de l'air comprimé. L'évolution temporelle du déplacement du piston liquide libre confirme ce que la modélisation théorique avait prédit, à savoir qu'il est possible d'obtenir un jeu de valeur des paramètres opérationnels du système conduisant à un fonctionnement stable du système à piston libre. Les variations d'amplitude et de fréquence de déplacement du piston liquide libre sont en accord avec le modèle théorique.

Nomenclature

p_{admE}	pression instantanée d'admission dans le cylindre de détente, bar	SA	état de la soupape d'admission du cylindre de détente
p_C	pression instantanée dans le cylindre de compression, bar	SE	état de la soupape d'échappement du cylindre de détente
p_{Cart}	pression instantanée à l'entrée de la cartouche chauffante, bar	x	position du piston liquide, m
p_E	pression instantanée dans le cylindre de détente, bar	<i>Indices et/ou notations</i>	
p_{echpC}	pression instantanée à l'échappement du cylindre de compression, bar	C	espace de compression
		E	espace de détente
		H	échangeur réchauffeur (heater)
		R	échangeur récupérateur
		T	machine de détente externe

1. Introduction

Les moteurs à apport de chaleur externe tels que les moteurs Stirling ou Ericsson [1] s'avèrent être une solution technologique pertinente pour la valorisation de l'énergie thermique telle que l'énergie solaire, la valorisation énergétique d'effluents gazeux chauds ou la combustion de biomasse, pour produire de l'énergie mécanique ou électrique de faible puissance. Les moteurs Ericsson présentent, sur les moteurs Stirling, l'avantage majeur que les échangeurs de chaleur ne sont pas des volumes morts et peuvent donc être dimensionnés uniquement sur des considérations de transfert de chaleur [2]. Cela est particulièrement intéressant dans le cas de sources chaudes à température relativement faible ou à faible coefficient de transfert, comme des effluents gazeux. Cependant, en ce qui concerne les moteurs Ericsson, malgré leur intérêt, les travaux expérimentaux restent peu nombreux.

Les machines à piston liquide sont particulièrement intéressantes car elles assurent une étanchéité parfaite entre le piston et le cylindre, tout en réduisant drastiquement les forces de

frottement. En outre, elles peuvent considérablement améliorer les transferts de chaleur avec le fluide de travail, par exemple pour approcher une compression isotherme [3].

Les moteurs à piston libre s'affranchissent des dispositifs bielle-manivelle transformant le mouvement alternatif en mouvement rotatif. Les pertes mécaniques sont donc plus faibles et le coût du moteur est réduit [4].

Une nouvelle configuration de moteur associant les avantages des moteurs Ericsson, des machines à piston liquide et des moteurs à piston libre a été présentée précédemment [5]. Les résultats de simulation dynamique de ce moteur ont montré qu'il était possible de concevoir un moteur Ericsson à piston liquide libre qui, associé à un choix judicieux de paramètres opérationnels, permet d'obtenir un fonctionnement stable avec des performances énergétiques intéressantes [6].

Un banc expérimental est en cours de développement pour valider les résultats théoriques. Ce banc est décrit et les premiers résultats sont présentés.

2. Le banc expérimental

2.1. La configuration étudiée

La configuration étudiée (Figure 1) 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.

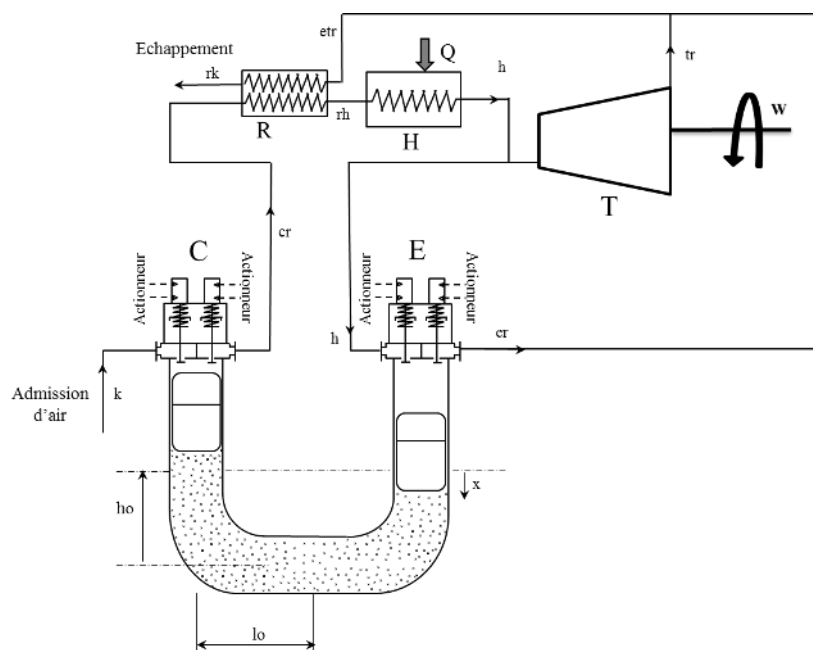


Figure 1 : Schéma de principe du moteur Ericsson à piston liquide libre

L'espace situé entre la surface du liquide et la culasse d'une des branches constitue l'espace de compression C, tandis que ce même espace constitue l'espace de détente E dans l'autre branche. La configuration étudiée fonctionne en cycle ouvert, l'air atmosphérique entre dans l'espace de compression, est comprimé par le piston liquide, puis refoulé vers un échangeur récupérateur R et un échangeur réchauffeur H (source chaude du cycle) avant d'être introduit dans l'espace de détente E. L'air chaud détendu par la descente du piston liquide est ensuite refoulé vers l'autre branche de l'échangeur récupérateur R, lors de la remontée du piston liquide. Dans le cas de la configuration étudiée, 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 'générateur de gaz à piston libre', comme le générateur de gaz du moteur PESCARA [7-8]. 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, le système étant alors un compresseur thermique, 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 (Figure 1).

2.2. Le banc expérimental

La figure 2 présente le schéma de principe du banc d'essai, tandis que la figure 3 montre une vue d'ensemble du dispositif expérimental.

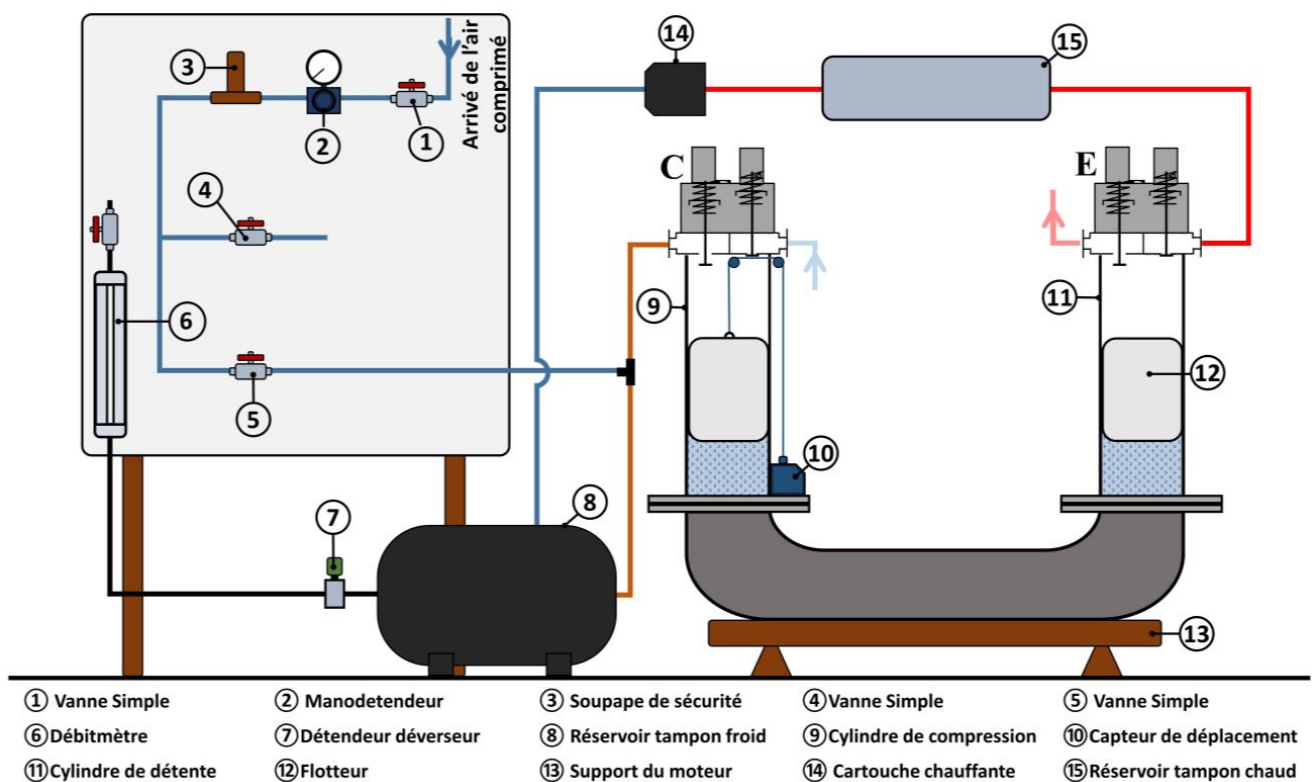


Figure 2 : Schéma de principe du banc expérimental

Afin que le système puisse être testé en mode 'moteur entraîné', le dispositif (Figure 2) est alimenté par de l'air comprimé du réseau (1). L'air comprimé venant du compresseur d'air externe passe d'abord dans un manodétendeur (2) qui permet de régler la pression d'alimentation du banc, puis passe dans une soupape de sécurité (3) qui limite la pression avale à 3 bars, afin d'éviter tout risque d'éclatement du tube Pyrex (11). La vanne (4) permet la vidange de l'air comprimé présent dans le banc d'essai. Un raccord en T permet d'alimenter le cylindre de détente tant par le compresseur externe, que par l'espace de compression du moteur à piston liquide.

Lorsque les vannes (1) et (5) sont ouvertes, l'air comprimé provenant du compresseur externe pressurise toute la branche haute pression du dispositif, composée notamment des deux réservoirs tampons (8) et (15). La conduite de refoulement du cylindre de compression

est soumise à une contre pression et le moteur peut être démarré par l'ouverture de la soupape d'admission du cylindre de détente et introduction d'air comprimé externe.

Lorsque la vanne (5) est fermée, il n'y a plus d'introduction d'air comprimé provenant du compresseur externe. Un circuit fluide est établi qui permet un fonctionnement du banc en « mode moteur », i.e. l'air comprimé sortant du cylindre de compression est divisé en deux flux : une partie passe dans le tampon froid (8) ensuite par la cartouche chauffante (14) et le réservoir tampon chaud (15) pour être admis dans le cylindre de détente (11), et l'autre partie passe dans un détendeur déverseur (7) qui permet de maintenir la pression amont constante. Le flux d'air délivré par ce détendeur déverseur peut être mesuré par le débitmètre à flotteur (6). Cette mesure permet d'évaluer le débit d'air disponible pour des applications pratiques du moteur, comme la production d'air comprimé ou d'énergie mécanique par adjonction d'une micromachine de détente externe.



Figure 3 : *Vue d'ensemble du dispositif expérimental*

La partie inférieure du système à piston liquide est réalisée à partir de tubes commerciaux en PVC pression PN 10 haute résistance. Le cylindre de compression est en acier inoxydable, tandis que le cylindre de détente est constitué d'un tube en Pyrex d'un diamètre extérieur de 180 mm, une épaisseur de 8 mm, une longueur de 500 mm. Deux flotteurs, d'un diamètre extérieur de 156 mm et d'une longueur de 250 mm sont insérés dans les cylindres. La longueur des flotteurs a été choisie pour être au moins égale à l'amplitude maximale de déplacement du piston liquide, de sorte que l'eau ne vienne jamais lécher des portions de paroi du cylindre de détente qui auraient été en contact avec de l'air chaud. Ceci permet de réduire l'évaporation de l'eau du piston liquide, la température nominale d'introduction de l'air dans le cylindre de détente étant de 360 °C.

Des culasses commerciales de moteur de motos YAMAHA XT500 sont utilisées pour fermer les cylindres de compression et de détente. Les soupapes de ces culasses sont commandées par des distributeurs 3/2 à commande rapide 1/4", modèle MHE4-MS1H3/2G14K, de marque Festo et des vérins pneumatiques simple effet, modèle AEN-40-8APA-S6 de marque Festo également. Ces distributeurs sont alimentés avec de l'air comprimé du compresseur d'air externe.

Le chauffage de l'air comprimé avant qu'il entre dans l'espace de travail de détente est assuré par une cartouche chauffante électrique (repère (14) de la figure 2) de marque Osram Sylvania modèle SureHeat JET 074719, d'une puissance de 8 kW. Un coffret de régulation permet d'imposer la température d'alimentation du cylindre de détente.

Le banc d'essai est équipé de capteurs de température à thermocouples de type K, de capteurs de pression Keller-Druk PR23S y 23SY, et d'un capteur de déplacement à fil tendu WDS-300-P60-SR-I de marque micro-Epsilon. Ce capteur (repère (10) de la figure 2) est relié par un système de poulies au flotteur du cylindre de compression. La mesure de la pression instantanée dans chaque espace de compression et de détente est obtenue au moyen de capteurs de pression raccordés à l'emplacement initialement prévu pour les bougies des culasses. Les capteurs sont reliés à une centrale d'acquisition National Instrument à châssis modulaire NI cDAQ 9172 pilotée par Labview. Un boîtier de commande actionne les électrovannes des vérins des soupapes à partir d'une comparaison entre les valeurs de consigne et la position du flotteur mesurée par le capteur à fil tendu.

3. Premiers résultats expérimentaux

Les premiers essais n'ont pas permis de faire fonctionner le système de façon autonome, pour des raisons qui seront expliquées ultérieurement. Les résultats présentés ici sont donc tous relatifs à un mode 'moteur entraîné', c'est-à-dire avec consommation d'air comprimé du réseau. En outre, conformément aux résultats théoriques, l'amplitude de déplacement du piston liquide libre augmente avec la pression d'admission du cylindre de détente. Or, dans sa version actuelle, l'amplitude est limitée par la longueur des tubes et celle des flotteurs. Dès lors, les essais qui ont pu être réalisés sont limités à des rapports de pression faibles. En outre, la fréquence dépend également de la pression d'admission du cylindre de détente. L'expérience montre qu'au-delà d'une fréquence de 3 Hz environ, l'interface liquide-air ne se comporte plus de façon satisfaisante. De par son inertie, le flotteur 'décolle' de la colonne liquide et l'interface se brise en une multitude de gouttelettes. Pour ces raisons, les essais sont limités à une pression absolue de 1,6 bar en entrée du cylindre de détente.

La figure 4 présente l'évolution temporelle de l'amplitude de déplacement du piston liquide, mesurée par le capteur à fil tendu pour une pression d'admission de 1,3 bar.

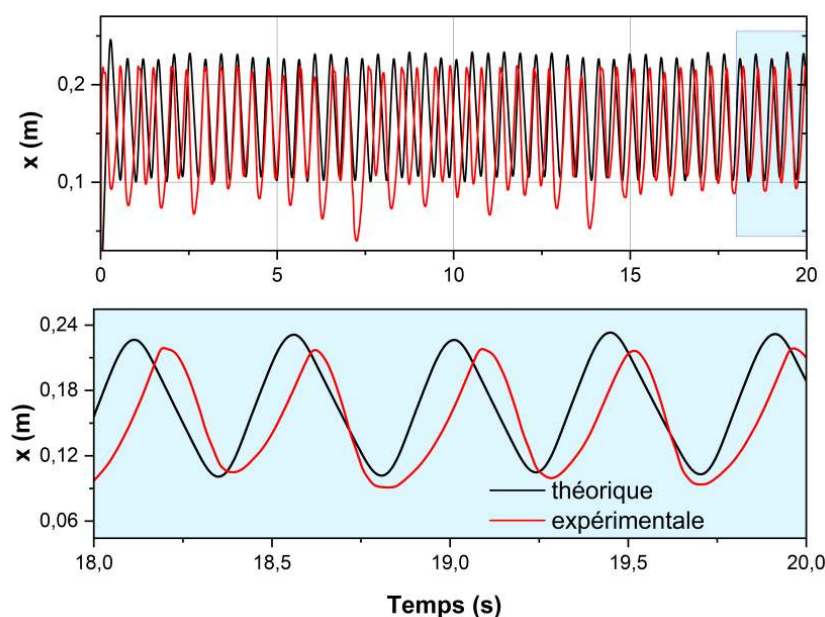


Figure 4 : Position instantanée du piston liquide

On peut constater qu'un fonctionnement stable a pu être obtenu, et qu'il y a une bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux. La fréquence est de 2,2 Hz dans les deux cas, et l'amplitude de déplacement expérimentale vaut 105 mm contre 124 mm d'amplitude théorique. Cela signifie que le piston liquide libre a presque couvert la moitié de la course maximale possible dans le banc d'essai.

La figure 5 présente les pressions instantanées mesurées à l'admission du cylindre de détente (p_{admE}), dans le cylindre de compression (p_C), à l'échappement du cylindre de compression (p_{echC}), dans le cylindre de détente (p_E) et à l'entrée de la cartouche chauffante (p_{Cart}). Pour tous ces essais, les soupapes du cylindre de compression étaient commandées par comparaison entre la pression à l'intérieur du cylindre et celles des pipes d'admission ou de refoulement. La soupape d'admission du cylindre de détente s'ouvre pour une valeur de la position du piston liquide $x = 0,16$ m lorsque le piston liquide descend dans le cylindre E et se ferme pour une valeur $x = 0,10$ m lorsque le piston descend. La soupape d'échappement, quant à elle, s'ouvre pour une valeur de $x = 0,03$ m lorsque le piston descend et se ferme pour $x = 0,16$ m lorsque le piston liquide libre remonte vers son point mort haut. Le déplacement x est mesuré à partir du point mort bas du cylindre de détente.

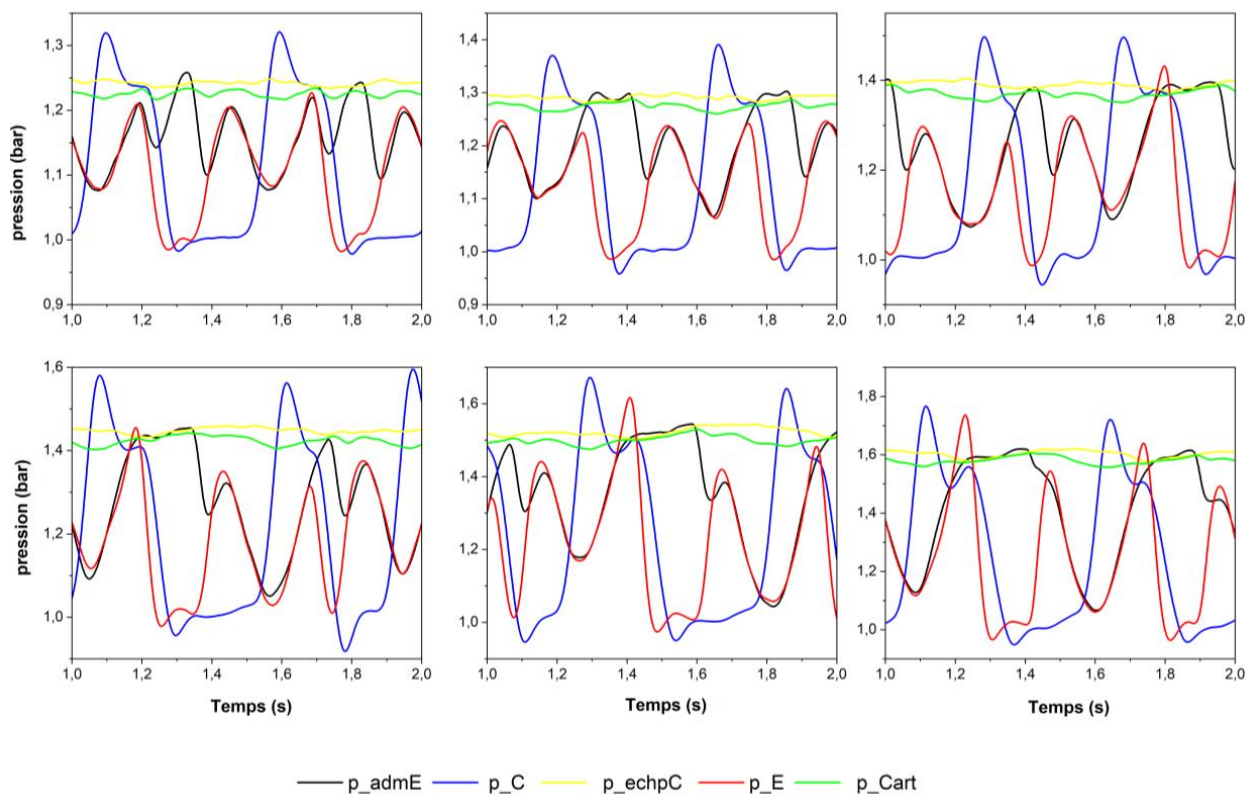


Figure 5 : Evolution des pressions instantanées pour différentes pressions d'admission

On peut constater sur la figure 5 que les pressions à l'entrée de la cartouche chauffante p_{Cart} et à l'échappement du cylindre de compression p_{echC} sont quasiment constantes, et presque identiques, la pression à l'entrée de la cartouche étant légèrement plus faible du fait de la plus grande perte de charge de la conduite de raccord. Par contre, la pression à l'admission du cylindre de détente p_{admE} , sensée être constante dans les modèles, varie fortement lors des ouvertures et fermetures de la soupape d'admission. Cela est dû à l'importante perte de charge générée par la conduite qui relie le réservoir tampon chaud à la culasse du cylindre de détente. Cette conduite 'se dégonfle' lorsque la soupape d'admission s'ouvre et 'se regonfle' jusqu'à la pression à l'admission de la cartouche lorsque la soupape d'admission se referme. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la pression imposée par l'air comprimé dans la

branche haute pression est élevée. Cette perte de charge importante constitue la raison principale pour laquelle le moteur n'a pas encore pu fonctionner de façon autonome, sans apport d'énergie par l'air comprimé du réseau. Pendant les phases d'ouverture de la soupape d'admission du cylindre de détente, la pression p_E dans le cylindre est quasi identique à la pression dans la pipe d'admission p_{admE} , preuve que les pertes de charge dans la soupape d'admission sont négligeables. Par contre, ces pressions sont loin de valoir la pression constante p_{Cart} comme supposé dans le modèle.

En ce qui concerne le cylindre de compression, on constate que, lorsque le piston liquide libre remonte vers son point mort haut, la pression dans le cylindre p_C dépasse la pression dans la pipe d'échappement p_{echpC} alors même que la soupape d'échappement est ouverte, ce qui indique que les pertes de charge générées par cette soupape sont trop importantes dans ces conditions de fonctionnement.

La figure 6 présente la position instantanée des soupapes du cylindre de détente, la position instantanée du piston liquide libre et les pressions dans le cylindre de détente et à la cartouche chauffante. Dans le réglage imposé pour la commande des soupapes, on constate bien qu'il y a un laps de temps entre la fermeture de la soupape d'admission et le moment où le piston atteint son point mort bas. Cela devrait conduire à une détente du fluide compris dans le cylindre, ce qui ne semble pas systématiquement observé. De même, on constate également que la pression augmente dans le cylindre lorsque le piston liquide remonte, alors que la soupape d'échappement est ouverte, ce qui semble indiquer que celle-ci génère des pertes de charge importantes.

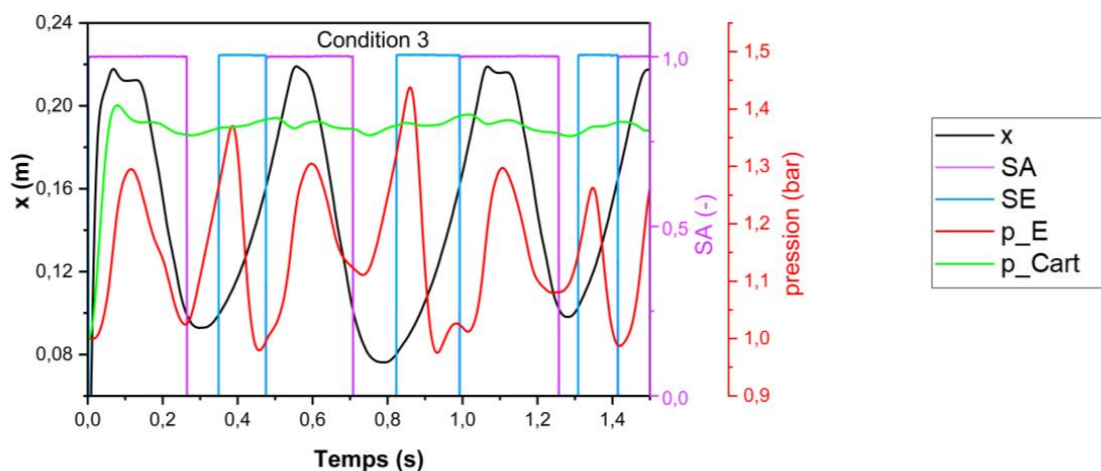


Figure 6 : Etat des soupapes du cylindre de détente, position du piston liquide et évolution des pressions instantanées à la cartouche chauffante et dans le cylindre de détente.

La figure 7 présente les fréquences de fonctionnement et les courses du piston liquide libre pour différentes valeurs de la pression de la ligne haute pression du moteur. Les valeurs expérimentales sont en assez bon accord avec les valeurs théoriques, les écarts pouvant être imputés en grande partie au fait que la pression instantanée expérimentale dans le cylindre de détente est loin de correspondre à la pression théorique, du fait des pertes de charge dans la ligne d'admission. Il en va de même pour le cylindre de compression, pour lequel la soupape d'échappement génère d'importantes pertes de charge.

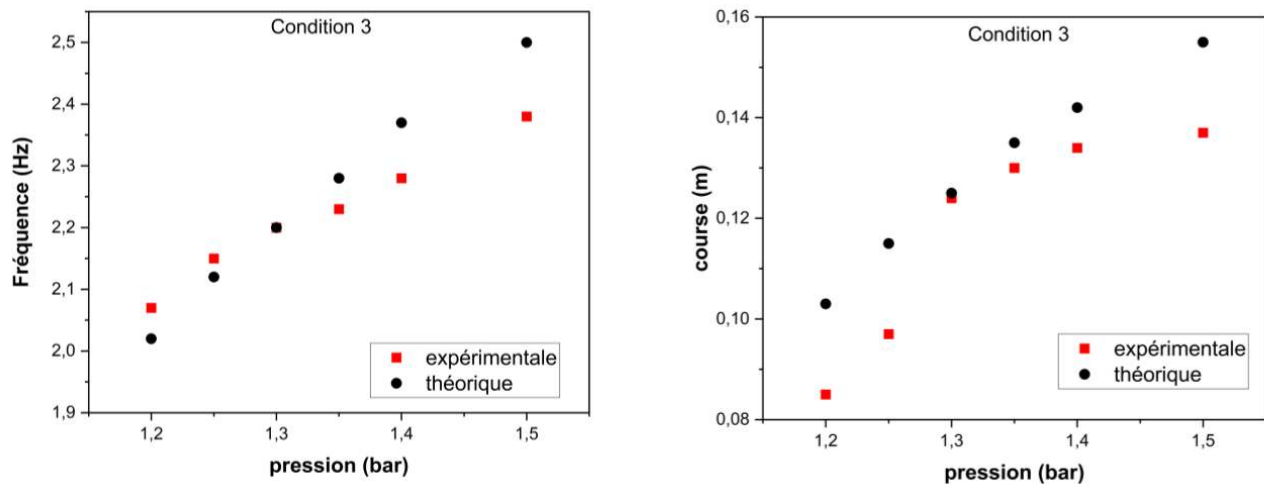


Figure 7 : Fréquence et course du piston liquide libre en fonction de la pression de la branche haute pression

4. Conclusion

Le banc d'essai d'une configuration originale de moteur Ericsson à piston liquide libre a été présenté. Dans sa configuration actuelle, le banc n'a pas permis un fonctionnement en mode 'moteur'. Les essais en mode 'moteur entraîné' par alimentation en air comprimé externe ont montré qu'il est possible d'obtenir un fonctionnement stable du moteur, moyennant un choix judicieux des paramètres opérationnels (pression d'alimentation, réglage des ouvertures/fermetures des soupapes). La fréquence d'oscillation du piston libre et sa course sont en bon accord avec les résultats du modèle théorique. L'examen des résultats expérimentaux a permis de mettre en lumière les améliorations à apporter au banc d'essai.

Références

- [1] T. Finkelstein, A. J. Organ, *Air engines*, London: Professional Engineering Publishing Ltd (2001).
- [2] M. Ndamé Nangué, P. Stouffs, Dynamic simulation of an original Joule cycle liquid pistons hot air Ericsson engine, *Energy*, 190 (2020), 116293.
- [3] R. J. D. Van De Ven, P. Y. Li, Liquid piston gas compression, *Appl. Energy*, 86 (2009), 2183–2191, doi: 10.1016/j.apenergy.2008.12.001.
- [4] R. Mikalsen, A. P. Roskilly, A review of free-piston engine history and applications, *Appl. Therm. Eng.*, 27 (2007), 2339–2352, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2007.03.015.
- [5] R. Chouder, P. Stouffs, A. Benabdesselam, Etude d'une nouvelle configuration de moteur Ericsson à piston liquide libre, *Actes du Congrès de la Société Française de Thermique*, 52 (2022).
- [6] R. Chouder, A. Benabdesselam, P. Stouffs, Modeling results of a new high performance free liquid piston engine, *Energy*, 263 (2023), 125960, doi:10.1016/j.energy.2022.125960.
- [7] R. P. Pescara, Motor compressor apparatus, *Patent N° 1 657 641* (1928).
- [8] C. Pescara, Générateurs à pistons libres Pescara, *Rev. Tech. de l'association des ingénieurs de l'Ecole Breguet*, 69 (1963).

jours nécessitant généralement l'utilisation d'énergie fossile lorsque l'énergie solaire n'est plus disponible (l'arrêt du processus de séchage la nuit peut s'accompagner du développement de moisissures et d'une perte d'une partie des aliments à sécher) [3]. L'utilisation d'un système de stockage thermique couplé au dispositif de séchage peut permettre de rendre le processus de séchage continu. L'énergie solaire peut être stockée sous forme sensible, latente ou thermo-chimique. Le stockage sensible présente l'avantage de pouvoir être mis en œuvre de manière simple avec des matériaux disponibles sur place dans le cadre du séchage de produits alimentaires, ce qui le rend particulièrement attractifs pour les installations familiales dans le contexte africain.

Le stockage de chaleur de type thermocline a fait l'objet de nombreuses études expérimentales (Okello et al. [4], Cascetta et al. [5], ...) et numériques (Elouadi et al. [6], Hanchen et al. [7], ...).

Jain et al. ([8 - 10]), ont réalisés des études sur différents systèmes de séchoir solaire intégrant des stockages thermiques (serre couplée à une tour de séchage intégrant un stockage à sa base, capteur plan vitré multi-passes intégrant un stockage thermique, tour de séchage chauffée à sa base par un système réflecteur de l'énergie solaire et intégrant deux stockages thermiques en parties basse (pour le chauffage) et haute (pour favoriser la convection naturelle). Mohanraj et al.[10], ont effectué une étude expérimentale d'un séchoir solaire indirect fonctionnant en convection forcée et doté d'un stockage thermique. L'unité de stockage placée sous l'absorbeur solaire est constituée d'un mélange de sable et de déchets d'aluminium pour le stockage thermique. La plupart de ces séchoirs solaires placent le stockage thermique en entrée de la chambre de séchage ou sous l'absorbeur solaire. Le déplacement de l'air est assuré par convection forcée ou naturelle.

L'objectif de ce travail est de proposer une nouvelle configuration de séchoir solaire intégrant un stockage thermique, fonctionnant en convection forcée le jour, et en convection naturelle la nuit. Les travaux visent à déterminer le diamètre optimal des cailloux.

2. Description du dispositif

Le dispositif de séchoir solaire est constitué principalement d'un capteur solaire plan air (1) qui a pour rôle de convertir les rayons du soleil en énergie thermique, d'une chambre de séchage (2) qui contient les produits à sécher et d'un stockage thermique de forme cylindrique (3) situé en dessous de la chambre de séchage (Figure 1). Du granit concassé et calibré est utilisé comme matériau de stockage. La figure 1 présente la phase de charge du réservoir de stockage. Pendant la journée, l'air chauffé par le capteur solaire est envoyé vers la chambre de séchage et le réservoir de stockage par convection forcée à l'aide de deux ventilateurs, l'un placé à la sortie de la chambre de séchage et l'autre situé en dessous du réservoir de stockage. Le débit d'air entre dans le réservoir par le haut et transfère sa chaleur aux billes de granit disposées dans le réservoir. Il ressort refroidi par la base du réservoir. Pendant la phase décharge (la nuit), l'air froid s'introduit par le bas du stockage par convection naturelle. Il se réchauffe au contact des billes de granit avant de pénétrer dans la chambre de séchage. Pendant cette phase les deux ventilateurs sont déconnectés et l'entrée d'air du capteur est fermée pour éviter tout effet d'entraînement d'air extérieur humide dans la chambre de séchage (figure 2).

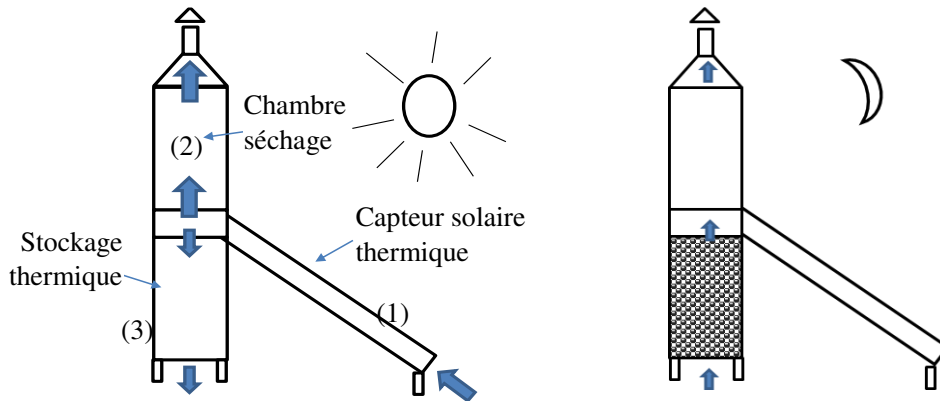


Fig. 1 : Séchoir solaire pendant la phase de charge du stockage

Fig 2 : Séchoir solaire pendant la phase de charge du stockage

3. Modélisation du dispositif de stockage

3.1. Modélisation du stockage thermique thermocline

Un modèle thermique à trois équations et une dimension développé par Esence [11] et Fasquelle [12] est mis en œuvre dans cette étude pour prédire les comportements thermiques de notre système de stockage sensible. Il met en œuvre 3 équations de bilan réalisées au niveau du fluide (1), du matériau solide de stockage (2), et les parois du réservoir (3). Les cailloux sont considérés se comporter comme des corps minces (température uniforme).

$$\varepsilon \left(\frac{\partial (\rho_f c_{p_f} T_f)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_f u_f c_{p_f} T_f)}{\partial z} \right) \quad (1)$$

$$= \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{eff,f} \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) + h_{eff,r} a_r (T_r - T_f) + h_{eff,p} a_p (T_p - T_f)$$

$$(1 - \varepsilon) \rho_r c_{p_r} \frac{\partial T_r}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{eff,r} \frac{\partial T_r}{\partial z} \right) + h_{eff,r} a_r (T_f - T_r) \quad (2)$$

$$\rho_p c_{p_p} \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + h_{eff,p} a_p (T_f - T_p) + U_p a_{ex} (T_{ex} - T_p) \quad (3)$$

Le lit de roches est traité comme un milieu continu. Les conductivités thermiques effectives du fluide et du solide sont données à travers les équations (4) et (5).

$$\lambda_{eff,f} = \varepsilon \lambda_f \quad (4)$$

$$\lambda_{eff,r} = (1 - \varepsilon) \lambda_r \quad (5)$$

Le nombre Reynolds caractéristique des écoulements (6) est basé sur le diamètre équivalent des solides constituant le lit.

$$Re = \frac{\rho_f u_f \varepsilon d_{eq}}{\mu_f} \quad (6)$$

La corrélation de Wakao et Faguei préconisée par Esence [11] est utilisée pour calculer le nombre de Nusselt (7).

$$Nu_r = 2 + 1,1 Re^{0,6} Pr^{1/3} = \frac{h_r d_{eq}}{\lambda_f} \quad (7)$$

Le coefficient d'échange effectif fluide solide est calculé en fonction du coefficient d'échange fluide solide défini dans l'équation (8)[11].

$$\frac{1}{h_{eff,r}} = \frac{1}{h_r} + \frac{d_{eq}}{10 \lambda_r} \quad (8)$$

Le coefficient d'échange effectif entre le fluide et la paroi peut être obtenu à travers les corrélations exprimées dans les équations (9) et (10)[11].

$$Nu_p = \left(1 - 1,5 \left(\frac{d_{eq}}{D}\right)^{1,5}\right) Re^{0,59} Pr^{1/3} = \frac{h_p d_{eq}}{\lambda_f} \quad (9)$$

$$\frac{1}{h_{eff,p}} = \frac{1}{h_p} + \frac{e_p}{3\lambda_p} \quad (10)$$

3.2 Détermination de la vitesse débitante en convection forcée

Le débit massique d'air circulant dans le stockage est déterminé à partir de la courbe caractéristique du ventilateur et de la perte de charge dans le réservoir de stockage. La perte de charge dans le lit de cailloux calculée à partir de la loi d'Ergun (11)

$$\frac{\Delta P}{H} = 150 \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\mu_f \cdot u_{sup}}{D_c^2} + 1,75 \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\rho_f \cdot u_{sup}^2}{D_c} \quad (11)$$

Avec u_{sup} la vitesse superficielle (12) calculée à la température moyenne de l'air dans le stockage

$$u_{sup} = \frac{4 \cdot \dot{m}}{\rho_f \cdot \pi \cdot D_i^2} \quad (12)$$

La vitesse interstitielle de l'air au sein du stockage est calculée à partir du débit massique, de la température locale (via la loi de conservation de la masse (12)) et de la porosité du lit de cailloux (13)

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \text{div}(\rho_f u_f) = 0 \quad (13)$$

$$u = \frac{4 \cdot \dot{m}}{\rho_f \cdot \varepsilon \cdot \pi \cdot D_i^2} \quad (14)$$

3.2 Modélisation de la décharge en convection naturelle

Le débit d'air circulant dans le réservoir de stockage lors de la phase de décharge en convection naturelle est déterminé en réalisant un bilan de quantité de mouvement (15) et de conservation de la masse (16). Le volume de contrôle pris en considération correspond au volume d'air délimité par la paroi latérale du système, et la section haute de la chambre de séchage et la section basse du réservoir de stockage (les pressions régnant dans ces sections prenant en compte les pertes de charges induites en entrée et sortie du fluide)

$$\iint_{S-VDC} \rho \vec{u} \cdot (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS = \vec{P} + \vec{F}_{p_{e-s}} + \vec{F}_{pr} + \vec{F}_v \quad (15)$$

$$\dot{m} = \varepsilon_i \rho_i u_i S_i = cst \quad (16)$$

Avec \vec{P} , le poids de l'air contenu dans le volume de contrôle

$$\vec{P} = -S \int_0^{H_r + H_{cs}} \varepsilon(z) \cdot \rho(z) \cdot g \cdot dz \cdot \vec{e}_z \quad (17)$$

\vec{F}_{pr} : la résultante des forces de pression statique exercées par les cailloux

$$\vec{F}_{pr} = -S \int_0^{H_r} (1 - \varepsilon(z)) \cdot \rho(z) \cdot g \cdot dz \cdot \vec{e}_z \quad (18)$$

$\vec{F}_{p_{e-s}}$: la résultante des forces de pressions sur les surfaces d'entrée et de sortie

$$\vec{F}_{p_{e-s}} = (p_e - p_s) \cdot S \cdot \vec{e}_z \quad (19)$$

\vec{F}_v : les forces visqueuses calculées à l'aide de l'équation d'Argun (11)

$$\vec{F}_v = -\Delta p \cdot S \cdot \vec{e}_z \quad (20)$$

3.3. Résolution numérique

Les équations de bilan d'énergie et de continuité ont été discrétisées par la méthode des volumes finis. Les termes temporels dans l'équation d'énergie et de continuité ont été discrétisés en utilisant le schéma implicite d'Euler. Le terme d'advection a été discrétisé par un schéma implicite et les températures aux frontières ont été ensuite estimées à travers l'interpolation quadratique selon le schéma de QUICK [11]. Le schéma de différence centré d'ordre 2 a été utilisé pour discrétiser le flux de diffusion. La résolution numérique de ces équations a été réalisée sous le langage de programmation SCILAB en utilisant la méthode itérative de Newton-Raphson.

4. Validation du modèle

Les modèles mathématiques développés ont été validés à l'aide des données expérimentales fournies par Cascetta [5]. L'expérience a porté sur un processus de charge et de décharge d'un système de stockage avec des billes d'aluminium comme matériaux de stockage et de l'air comme fluide de transfert de chaleur. La hauteur et volume diamètre du réservoir utilisé par Cascetta sont respectivement de 1,8m et 0,584m. La porosité du lit de bille est de 0,39. La comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales fournies par Cascetta est représentée sur la figure (4). Comme on peut le voir sur la figure (4a), les profils de températures calculés numériquement pendant la charge sont en parfait accord avec les profils expérimentaux. Lors de la décharge (figure (4b)), les résultats numériques sont en moins bon accord avec l'expérience (les profils des températures donnés par les modèles sont légèrement plus élevés au niveau de la thermocline que ceux du modèle expérimental), tout en étant très proche. Cela peut être dû à des phénomènes d'inertie thermique (chaleur sensible) de la paroi qui n'ont peut-être pas été bien pris en compte dans la modélisation.

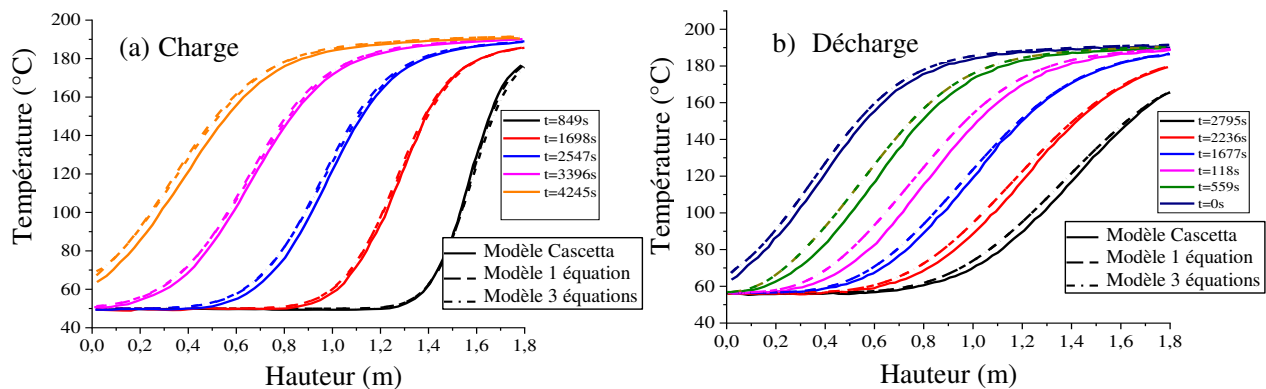


Fig. 4 : Comparaison des profils de températures prédits par le modèle pendant les phases de charge et de décharge avec les résultats expérimentaux de Cascetta [13]

5. Résultats et discussion

Pour un réservoir de stockage donné, la taille des cailloux constitue un paramètre de dimensionnement important. Il impacte les performances du système en phases de stockage et de déstockage en agissant sur les pertes de charges (via la perméabilité du lit de roche), la surface d'échange air-cailloux (via la surface spécifique), le coefficient d'échange avec l'air (via la vitesse interstitielle). On se propose, dans le cadre de cette étude, d'analyser l'impact de ce paramètre en vue de choisir le diamètre qui sera mis en œuvre dans le prototype. La cuve de stockage est caractérisée par un diamètre de 50cm et une hauteur de 0,8m. Les calculs seront réalisés avec une température d'air extérieure de 25°C. La température de l'air entrant dans la chambre de séchage et le réservoir est maintenue constante à 50°C en adaptant le débit d'air

circulant dans le capteur solaire pendant la période de fort ensoleillement de 8h00 à 16h00. De l'air chaud à température variable est injecté dans la chambre de séchage en début de matinée (de 6h00 à 8h00) et en fin de journée (16h à 18h00) en période de faible ensoleillement. Le stockage thermique est activé lorsque le capteur solaire ne délivre plus de chaleur entre 18h00 et 6h00 du matin.

La figure 5 présente la variation de la perte de charge de l'air en fonction de son débit volumique en entrée pour différents diamètres de cailloux. La courbe en noir représente la caractéristique du ventilateur. L'intersection entre les courbes caractéristiques du réseau et du ventilateur permet d'obtenir le débit volumique en phase de charge du système pour chaque diamètre de cailloux. Ce débit est utilisé pour calculer l'évolution temporelle du champ de température au sein du réservoir de stockage en phase de charge. Les valeurs des débits massiques d'air, les coefficients d'échanges entre l'air et les cailloux ainsi que le nombre de Biot caractéristiques des charges pour chaque diamètre de cailloux sont récapitulés dans le tableau 1. Comme le montre le tableau, le nombre de Biot devient supérieur à 0.1 pour des diamètres de cailloux supérieurs à 2 cm. L'hypothèse de corps mince n'est alors plus valable. Un calcul instationnaire doit alors être mis en place pour décrire l'évolution du champ de température dans les cailloux alourdissant considérablement les calculs. Une solution alternative consiste à mettre en œuvre une résistance thermique diffusives pour prendre en compte ces effets d'inhomogénéité thermiques dans les cailloux. Le développement est en cours mais n'a pas encore été intégré aux calculs.

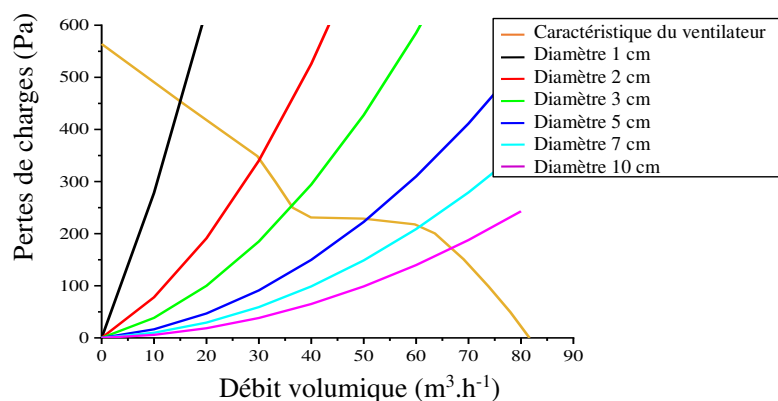


Fig. 5: Caractéristique du circuit et du ventilateur pour différents diamètres de cailloux

Diamètre de cailloux		1cm	2cm	3cm	5cm	7cm	10cm
Charge	\dot{m}	0,0047	0,0095	0,012	0,016	0,019	0,02
	h	15,7	15,17	13,8	12,9	12,4	11,1
	Bi	0,046	0,086	0,118	0,18	0,25	0,32
Décharge	\dot{m}	0,0014	0,0046	0,0067	0,0089	0,0098	0,01
	h	9,00	8,4	7,7	6,8	6,11	5,3
	Bi	0,0257	0,0476	0,066	0,097	0,12	0,15

Tab. 1: Grandeurs caractéristiques lors des phases de charge et de décharge

Les profils de température estimés après 8 heures de charge (figure 6) montrent un étalement de la thermocline d'autant plus important que le diamètre des cailloux est grand. Cet effet résulte de l'accroissement de la vitesse de l'air, la réduction du coefficient d'échange et de la surface spécifique avec l'augmentation de la taille des cailloux et de ses effets sur le débit. En termes d'énergie stockée, la charge du réservoir de stockage augmente avec le diamètre des

cailloux pour atteindre un optimum pour un diamètre de cailloux de 7 cm avant de décroître à nouveau. La prise en compte des transferts diffusifs au sein des cailloux devrait déplacer cet optimum vers un plus petit diamètre.

La figure 7, présente les profils de température du lit après 14 heures de décharge. La distribution de température en fin de charge a été utilisée comme profil de température initiale de la phase de décharge. Les vitesses d'air étant plus faibles en phase de décharge, les cailloux peuvent être considérés comme des corps minces jusqu'à des diamètres de 5 cm (Tableau 1). Les profils de température en fin de décharge sont pratiquement assez proches pour les diamètres de 3 à 10 cm en partie basse du réservoir. Les profils se différencient en partie haute. La température de l'air en sortie est d'autant plus faible que le diamètre des pierres est élevé (excepté pour le diamètre de 1cm), montrant une plus grande aptitude des pierres de gros diamètres à restituer leur chaleur.

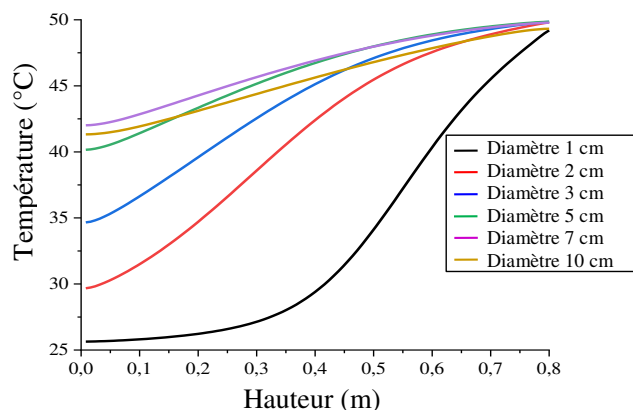


Fig. 6: Impact du diamètre des cailloux sur les profils de températures après 8h de charge

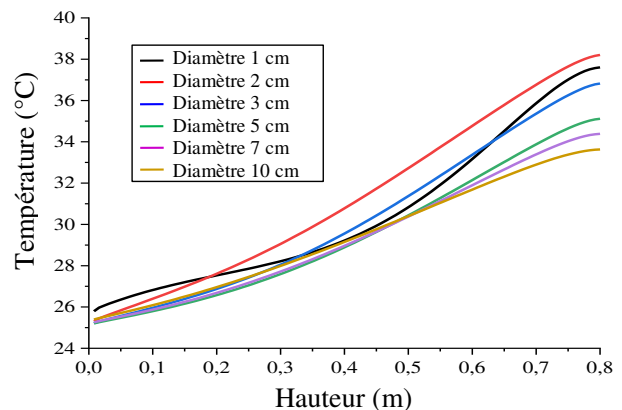


Fig. 7: Impact du diamètre des cailloux sur le profil de température après 14h de décharge

La figure 8, montre l'évolution du débit d'air circulant dans le stockage pendant la phase de décharge. Quel que soit le diamètre de cailloux, le débit d'air diminue au cours du temps sous l'effet de la réduction de la force thermique motrice. Il est d'autant plus élevé que le diamètre de cailloux est grand (effet du diamètre des cailloux sur les pertes de charges) pour atteindre un maximum pour des diamètres proches de 7 à 10cm (effet de réduction de la surface spécifique). Il est probable que pour des diamètres supérieurs la vitesse diminue de nouveau. Cet effet devrait être accentué par les effets d'inertie dans les cailloux.

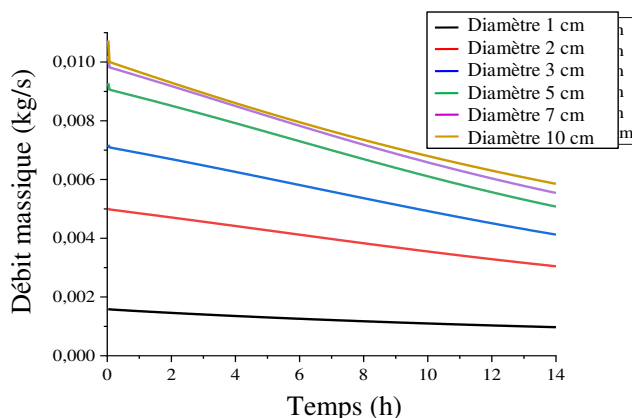


Fig. 8: Evolution du débit massique de l'air au cours du temps lors de la décharge

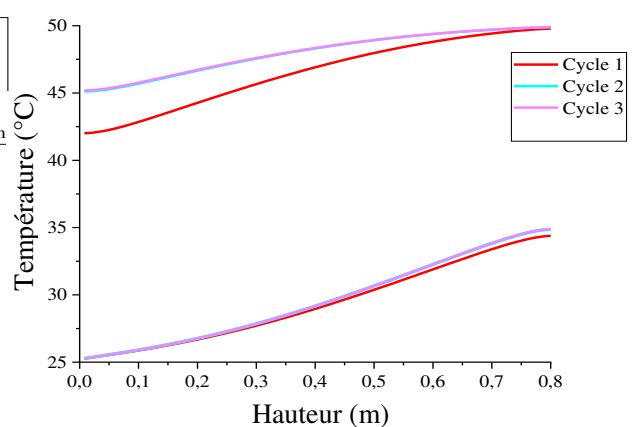


Fig. 9: Profils de température en fin de charge et de décharge au cours de trois cycles consécutifs

Le diamètre de cailloux de 7 cm apparaît comme un optimum à la fois dans la phase de charge (stockage maximum), et dans la phase de décharge (vitesses d'air en décharges

maximales tout en conservant des niveaux de température 10K supérieurs à la température extérieure). Cette étude devrait être complétée par une étude de l'influence de la hauteur de pierre dans le réservoir pour permettre une température plus élevée en fin de déstockage. La figure 9, montre les profils de température en fin de charge et de décharge au cours de trois cycles consécutifs pour un lit de cailloux de 7cm de diamètre. La capacité de stockage augmente au cours des deux premiers cycles pour se stabiliser ensuite.

6. Conclusion

Un modèle numérique a été développé pour décrire le comportement énergétique d'un stockage thermique de type thermocline sur lit de cailloux couplé à un séchoir solaire. Il a été utilisé pour analyser l'impact du diamètre des cailloux sur les performances du système fonctionnant en convection forcée en phase de charge et en convection naturelle en phase de décharge. Le système de stockage présente un optimum pour des cailloux de diamètre proche de 7cm en termes de température de charge / décharge et de débit d'air. Le cyclage réalisé sur le système de stockage a permis de montrer que le régime stationnaire est atteint dès le second cycle, s'accompagnant d'une légère augmentation de l'énergie stockée.

Références

- [1] D. Jain and G. N. Tiwari, "Thermal aspects of open sun drying of various crops" *Energy*, 28 (2003) 37–54, doi: 10.1016/S0360-5442(02)00084-1.
- [2] G. Srinivasan, D.K. Rabha, P. Muthukumar "A review on solar dryers integrated with thermal energy storage units for drying agricultural and food products", *Solar Energy* 229 (2021) 22–38,
- [3] C. Aboubacar, "Etude énergétique d'un séchoir hybride solaire -gaz pour applications au séchage de l'oignon « Violet de Galmi », Université Ouaga I Professeur J. KI-ZERBO, 2016.
- [4] D. Okello, C. W. Foong, O. J. Nydal, and E. J. K. Banda, "An experimental investigation on the combined use of phase change material and rock particles for high temperature (~350 C) heat storage," *Energy Convers. Manag.*, 79 (2014) 1–8,
- [5] M. Cascetta, F. Serra, S. Arena, E. Casti, G. Cau, and P. Puddu, "Experimental and numerical research activity on a packed bed TES system," *Energies*, 9 (2016) 1–13,
- [6] A. Elouali *et al.*, "Physical models for packed bed: Sensible heat storage systems," *J. Energy Storage*, 23 (2019) 69–78, doi: 10.1016/j.est.2019.03.004.
- [7] M. Hänchen, S. Brückner, A. Steinfeld, "High-temperature thermal storage using a packed bed of rocks" *Appl. Therm. Eng.*, 31(2011). 1798–1806.
- [8] D. Jain, "Modeling the performance of greenhouse with packed bed thermal storage on crop drying application," *J. Food Eng.*, 71 (2005) 170–178, doi: 10.1016/j.jfoodeng.2004.10.031.
- [9] D. Jain, "Modeling the system performance of multi-tray crop drying using an inclined multi-pass solar air heater with in-built thermal storage," *J. Food Eng.*, 71 (2004) 44–54,
- [10] D. Jain, "Modeling the performance of the reversed absorber with packed bed thermal storage natural convection solar crop dryer," *J. Food Eng.*, 78 (2007) 637–647,
- [10] M. Mohanraj and P. Chandrasekar, "Performance of a forced convection solar drier integrated with gravel as heat storage material," *Proc. IASTED Int. Conf. Sol. Energy, SOE 2009*, May 2014, pp. 51–54, 2009.
- [11] T. Esence, "Étude et modélisation des systèmes de stockage thermique de type régénératif solide/fluide," Université Grenoble Alpes, 2017.
- [12] T. Fasquelle, "Modélisation et caractérisation expérimentale d'une boucle solaire cylindro-parabolique intégrant un stockage de type thermocline Soutenue," Univ. Perpignan Via Domitia, 2017.

Concentrated solar power applied to desalination

Camila COHEN¹, Flora WALLERANT¹, Dylan LORFING², Quentin FALCOZ³, Régis OLIVES^{3*}

¹Processes, Materials and Solar Energy Laboratory, PROMES-CNRS, 7 Rue du Four Solaire, 66120, Font-Romeu, France

²TBI, Université de Toulouse, CNRS, INRAE, INSA, 135 Avenue de Rangueil, 31077, France

³PROMES-CNRS, Université de Perpignan Via Domitia, Tecnosud, Perpignan 66100, France

*(Corresponding author: regis.olives@promes.cnrs.fr)

Abstract - Desalination is a possible solution to global water scarcity. Nevertheless, it is highly energy consuming and thus polluter. A concentrated solar desalination device is studied. It consists in a solar furnace concentrating solar power on a receiver. The receiver, immersed in water, heats it until it boils. In order to avoid fouling, the process is done in a film boiling regime. Different power values were applied to study the vapor film's setting. It was observed that after its establishment, the power could be decreased without it vanishing. Results also show the protective effect of the vapor film against fouling.

1. Introduction

Only 1 % of Earth's water is available for human consumption. Socio-cultural, and economic disparities exist, as well as enormous gaps between different countries and/or regions. This global problem is of big concern as water scarcity threatens human activities and human health. The majority of Earth's water (up to 97 %) resides in the ocean, thus being saline water, making it not usable for the majority of human requirements (drinking, food production, irrigation...), unless it goes through a desalination process (removing excess salts and other dissolved chemicals). In light of this vast amount, desalination looks like the perfect solution to cope with waterscarcity.

Desalination's cost is based on various elements: the interest rates and life expectancy of the equipment, the investment expenses, the required labour or other operation costs. However, its cost sees an important rise, which shows a direct connection with the energy market. Desalination's price fluctuation depends the most (up to 25 %) on the price of energy [1]. These leads to a great amount of regions not having access to water due to economic unaffordability.

If seawater desalination has proven its efficiency, it is an energy consuming solution. In addition, thermal and electrical energy, based for the great majority on the consumption of fossil fuel, are the most used by industrial desalination sites. To overcome this drawback, renewable energy systems have been developed to power desalination plants [2]. The use of alternative energy for desalination [3] copes with the cost of energy as well as the production of greenhouse gases. Furthermore, water is essential in providing energy, just as energy is needed to provide water, as the energy industry consumes important amounts of water in each one of its stages. Neglecting the energy-related water use can result in higher emissions. Their linkage relationship must be taken into account when identifying energy mix scenarios that fit best the environment, and water and energy supply stress.

Moreover, desalination technologies have to cope with some inconveniences. The most disadvantageous is salt accumulation on the desalination equipment's walls that are in contact with saline water. The salt accumulation leads to corrosion of the equipment, increased and very

frequent maintenance and thus a shortening of its lifetime. Also, the build-up blocks heat exchange with seawater, therefore reducing the operational efficiency [4].

There are two major technologies regarding solar energy. Photovoltaic, which directly converts solar radiation into electricity, and concentrated solar technology which converts solar radiation both into heat and electricity. The key advantages of concentrated solar technology over photovoltaics is its capability to store heat energy. This makes the system continuously efficient, since the storage can be used during absences of sunlight, thus overcoming the limitations of the intermittent nature of solar energy [5].

Concentrated solar power (CSP) can fuel a desalination plant, either directly by using the heat produced when concentrating the solar irradiation to boil water, or indirectly by producing electricity to power the desalination plant. The use of CSP for desalination was first introduced in 2002 by Blanco *et al.* [6]. Afterwards, this technology has been continuously investigated in order to make it commercial and economical [7]. The other advantage of solar concentration is that it can reach high temperatures. At sufficiently high temperatures, it is possible to generate a film of vapor that will protect the surfaces of the system and thus avoid salt deposits. The advantages and disadvantages of CSP for desalination were presented by Lorfing *et al.* [8]. In this context a direct and integrated concentrated solar power desalination device has been elaborated in Odeillo's solar furnace research laboratory.

2. Experimental device

2.1. Experimental set-up

The experimental set-up consists in a solar furnace which concentrates solar power on a receiver placed at its focal point. This last one, immersed in water, takes it to boiling point. Figure 1 shows a schema of the vertical solar furnace.

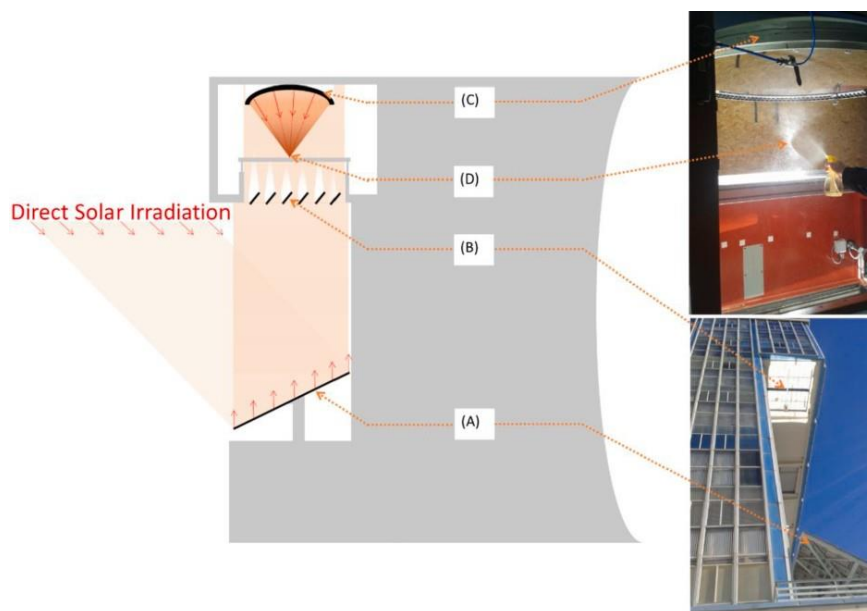


Figure 1 : Layout of the solar vertical concentrator installation at the Odeillo solar furnace in France showing (A) the heliostat, (B) the carbon blade shutter, (C) the parabolic reflector, and (D) the focal point[8,9]

A parabolic dish technology was implemented. Direct solar irradiation was directed towards a parabola by means of a heliostat (A). The amount of radiation arriving on the parabola is controlled thanks to carbon blade shutters (B). The parabola (C) (1.5 m of diameter) concentrates solar irradiation on a receiver placed at its focal point (D). This last one is in contact with water that evaporates as the receiver is heated. We can follow the Nukiyama's boiling curve [10]. The process took place at a particular boiling regime called film boiling, where a sudden increase in temperature between the heated wall and the fluid being heated leads to a boiling crisis, and thus to the formation of a vapor film around the heated surface.

The experimental set-up is shown in figure 2.

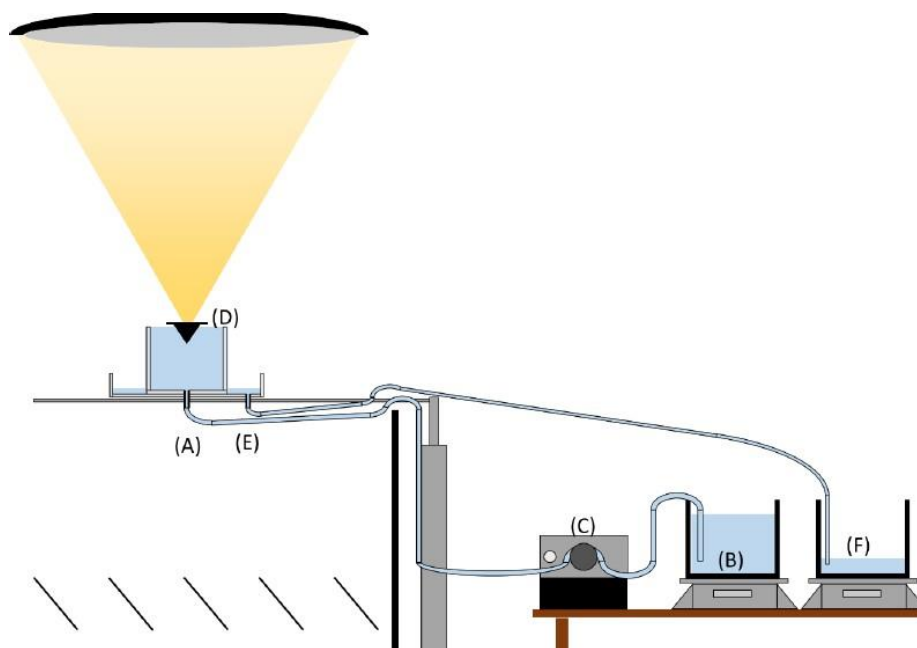


Figure 2 : Fluids circulation in the experimental set-up[9]

The receiver (D) consists in a cone and a circular disc at its base (40 mm of external diameter). The conical shape was chosen for two reasons. First, it allows to create a cavity on the upper side that traps solar energy increasing the efficiency of the system. Second, it allows to guide the vapor film to the receiver's edges, facilitating its extraction. The disc was chosen to fixate the cone to the rest of the set-up. The receiver is immersed in water contained in a main tank, arriving there through an inlet (A) from a weighted tank (B). Its circulation is ensured by an aperistaltic pump (C), allowing to regulate precisely the flow. Once in the main tank, part of the liquid is vaporized, and the vapor thus produced is evacuated into the atmosphere. The vapor's collection was not studied. The part of the liquid not vaporized reaches the secondary tank by overflow. An outlet at the bottom of the secondary plexiglass tank (E) allows the evacuation of the liquid collected in a recovery tank (F). The secondary water tank (25 x 25 cm) is small enough to avoid too much shading.

2.2. Different materials for the receivers

Different receivers made of three different materials and geometries were tested. The table 1 summarizes them (average conductivity coefficients are given). Steel and cast iron were chosen for their high melting temperature (needed in light of the power values used). Copper

was chosen for its high conductivity coefficient, as the concentrated solar power heats the upper side of the receiver, conduction leads to the lower side heating and thus the boiling of water. The different geometries were chosen to test the design impact on the vapor film creation and evacuation.

Material	Melting temperature (°C)	Average conductivity ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Half aperture angle (°)	Internal Diameter (mm)	emissivity
Steel	1400	25	30	21	~0.85
			45	25	
			60	30	
Cast Iron	1250	50	30	21	~0.8
			45	25	
			60	30	
Copper	1085	400	30	21	~0.8
			45	25	
			60	30	

Table 1: Receivers tested with their material and geometry information

The emissivity of the materials is initially that of the unoxidised metal and tends to increase during the experiments. It is therefore between 0.75 and 0.85.

2.3. Instrumentation

Temperatures are measured thanks to K-type thermocouples. Figure 3 shows their location.

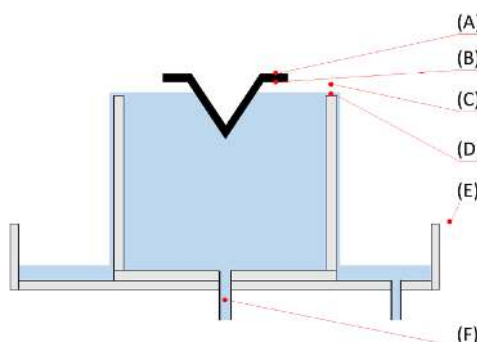


Figure 3: Thermocouples' locations

The acquired temperatures are: the receiver's upper and lower surface temperatures (A and B respectively), the outlet vapor temperature (C), the outlet and inlet water temperatures (D and F respectively) and the ambient temperature (E). The acquisition is ensured by a Midi LOGGER GL240 recorder from Graphtec©.

The direct normal irradiation (DNI) measurement is performed by a pyrheliometer (Kipp & Zonen CHP1) and recorded by a 63 precision Gantner A4 acquisition module. They are installed in a meteorological station on the roof of the solar furnace.

Water flow rates are measured with digital acquisition scales: OHAUS brand Explorer (0.1 g resolution) and KERN FCB A (1 g resolution). The masses measured throughout the experiment are used to calculate the flow rate of the water inlet and outlet. The vapor flow rate is calculated by the difference of these two.

Finally, a Basler acA1920 150 μm CMOS camera coupled to a lens with a focal length of 35 mm allows visual monitoring of the submerged part of the receiver.

3. Results and discussion

The purpose of the experimental device is to demonstrate the feasibility of the concentrated solar evaporator system and the creation of the vapor film. The film boiling regime is generally avoided, because it creates a thermal resistance between the heated surface and liquid water. Special attention is given here, in order to study its ability to protect the receiver from fouling.

In order to reach these objectives, different experiments were performed. The supply tank is filled with enough water to ensure the operation throughout the experiments. The thermocouples are glued or welded to the receivers. The receiver is then positioned at the focal point of the concentrator. The pump is started to fill the main tank. A progressive opening of the regulation blades is done. The position of the evaporator is adjusted as required so that the focal spot is contained within the conical cavity of the receiver. Ambient temperature is measured around 17 °C. Once everything is in place, water starts to circulate with an average flow rate of $1.02 \cdot 10^{-3} \text{ kg s}^{-1}$. Then different power levels are applied, thanks to the progressive opening of the carbon blades. This is done until the set of the vapor film. Afterwards, the blades are slowly shut until the film vanishes.

\dot{Q}_{solar} is the solar power concentrated in the receiver. It is calculated thanks to the DNI , the blades aperture percentage x and the following correlation (with $DNI_{ref} = 1000 \text{ W.m}^{-2}$):

$$\dot{Q}_{solar} = (-3.166 \cdot 10^{-4} \cdot x^3 + 9.896 \cdot 10^{-2} \cdot x^2 + 1.769 \cdot x) \cdot \frac{DNI}{DNI_{ref}} \quad (1)$$

The power transferred to the water will depend on the exchange surface, but also on the radiation and convection losses at the top surface of the receiver.

3.1. Vapor film creation

The camera allowed to observe the passage between the nucleate boiling regime to the filmboiling regime. Figure 4 shows different images of an immersed receiver through the experiment.

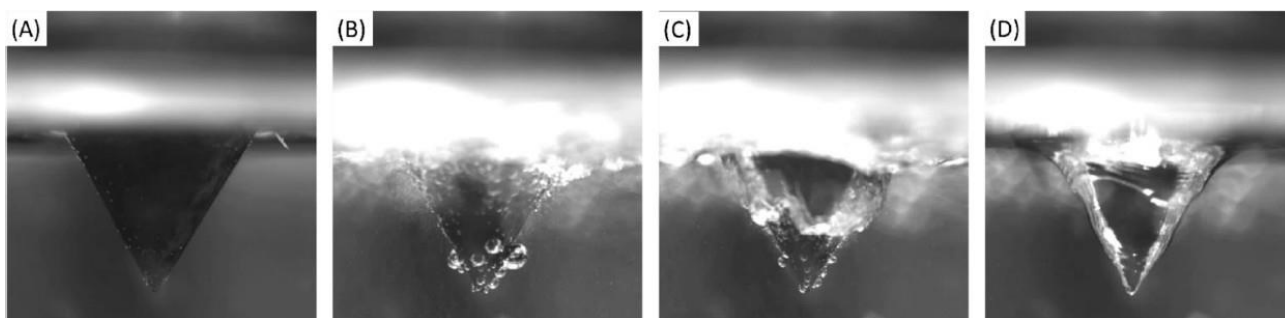


Figure 4: Picture of the progressive setting of the vapor film. A: immersed receiver, B: nucleate boiling, C: film start, D: film installed

Figure 5 shows the plot of \dot{Q}_{solar} , and the temperatures for the inlet water, outlet water and vapor as a function of time. Note that the incremental evolution of the solar flux is linked to the setting of the carbon blade shutters.

We observe nucleate boiling taken place first (B). Due to the location at high altitude of the lab, and measurement errors, the boiling point is measured around 95 °C. Then, the boiling crisis takes place when the power is enough to go from nucleate boiling to film boiling. The film starts to set from the tip of the cone (C). The film apparition takes place at \dot{Q}_{solar} between 700 W and 800 W for every receiver (D). The film vanishing value is around $\dot{Q}_{solar} = 300$ W for receivers in copper and $\dot{Q}_{solar} = 730$ W for receivers in steel. The cast iron experiments were interrupted so values were not determined. The reason of the interruption were heat problems: the receiver started melting when exposed to high \dot{Q}_{solar} .

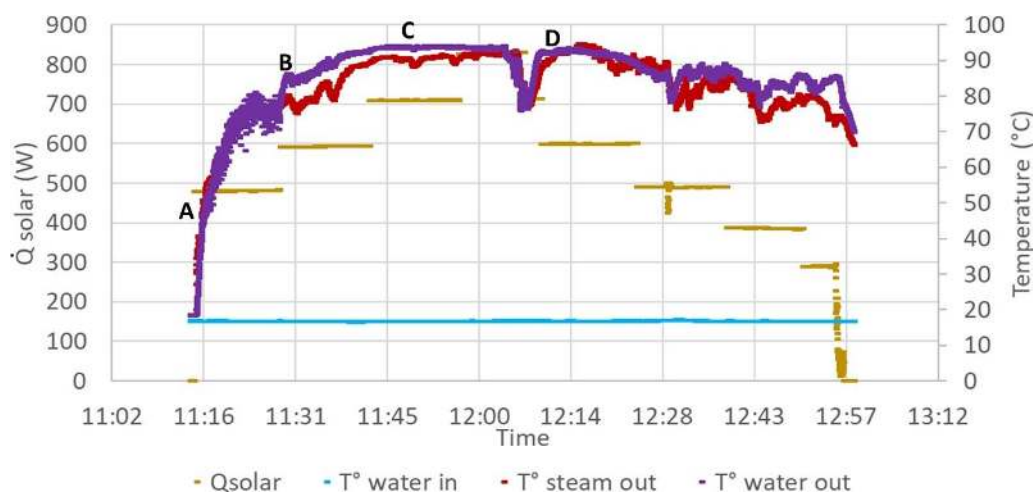


Figure 5: Water temperatures as a function of the solar power (Copper-60° receiver). A: immersed receiver, B: nucleate boiling, C: film start, D: film installed

The film proved to protect the wall of the receiver. In the case of an already fouled receiver, it also proved a clearing effect.

3.2. Conduction through the receiver

The performance of the receiver was evaluated comparing its upper and lower temperatures. This aims at evaluating the thermal conduction through its thickness, and thus the percentage of energy it transfers to the liquid. Figure 6 shows the variation over time of these temperatures, and the applied solar power.

As expected, temperatures increase with the solar power concentrated on the receiver. The important temperature rise around 12 : 50 is due to the boiling crisis. The film acts as insulator between the cone and water, leading the cone's temperature to higher values. The difference between temperatures on the lower and upper plate parts are due to the direct exposition to solar power on the upper side. The lower side receives heat only through conduction.

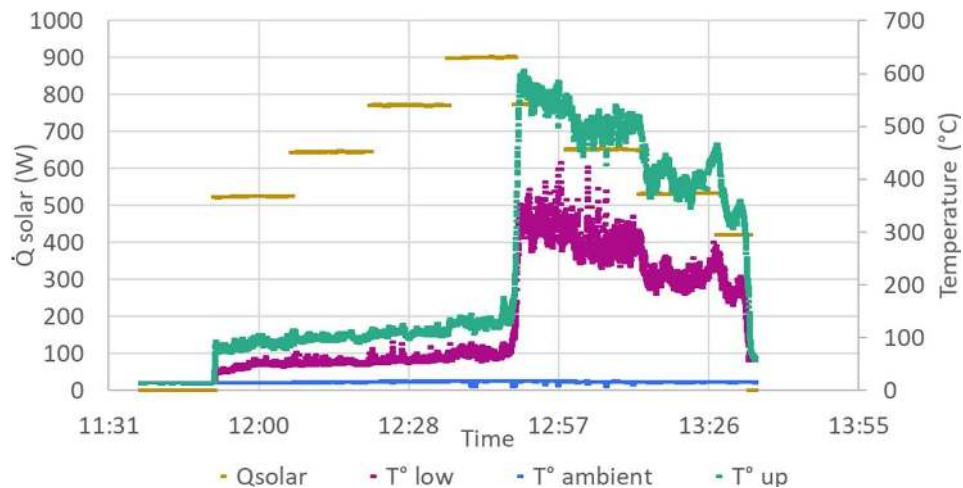


Figure 6: Receiver temperatures as a function of the solar power (Copper-45° receiver).

3.3. Performances

To compare each receiver's performance, we compare the energy needed to keep the vapor film in place. This is the lowest \dot{Q}_{solar} before the film vanishes.

The table 2 gathers the lowest \dot{Q}_{solar} before the film vanishes for different receivers. Because of the early interruption of the cast iron receiver's experiments, we do not have values for these receivers. Also, the value for the steel receiver of 30° half aperture angle gave incoherent results so it is not taken into account.

Material	Half aperture angle (°)	\dot{Q}_{solar} (W)
Copper	30	275
	45	420
	60	246
Steel	45	738
	60	737

Table 2: Lowest \dot{Q}_{solar} before the film vanishes for different receivers

The vapor film is stable for lower \dot{Q}_{solar} values for the copper receivers. This means for these receivers lower energy is necessary to keep the film boiling regime. Performance is proportionate to \dot{Q}_{solar} , so we can deduct that copper receivers (of half aperture angle = 30° ; 60°) are 2.7 and 3 times more efficient than steel receivers, respectively. As for the copper receiver (of half aperture angle = 45°), its performance is 1.75 times higher.

4. Conclusion

Desalination can be a great solution to cope with water scarcity, but it is highly energy consuming process. In addition to this, the energy consumption has a significant effect on the planet. With recent global warming increase, the option to turn towards renewable energies should be studied. As regions with higher water scarcity are also those characterized by important solar irradiation, a concentrated solar powered desalination device was studied.

The main limit of this technology is the salt deposit which affects the desalination unit and

its efficiency. In order to avoid so, a boiling regime called film boiling has been studied. Film boiling regime is characterized by a sudden increase in temperature between the heated wall and the fluid being heated. A boiling crisis then takes place, which leads to the formation of a vapor film around the heated surface. This film avoids contact between heated water and the heated wall, thus avoiding salt deposit in the case of seawater boiling.

The experimental set-up made possible the creation of the film. It was also noticed, that once the film was established, the inlet power could be slowly decreased without the film vanishing.

Results also showed that once the film was in place, it created an insulating barrier between water and receiver. This can protect the wall from salt deposit, but also had a clearing effect on already fouled equipment. Regarding the different receivers tested, it was found that copper receivers were more efficient. Their geometry has an impact on their performance. Half-aperture angles of 30 ° and 60 ° showed 1.5 more efficiency than 45 °.

References

- [1] N. C. Darre and G. S. Toor. Desalination of Water: a Review. *Current Pollution Reports*, 4(2):104–111, June 2018.
- [2] M. Ali Abdelkareem, M. El Haj Assad, E. Taha Sayed, and B. Soudan. Recent progress in the use of renewable energy sources to power water desalination plants. *Desalination*, 435:97–113, June 2018.
- [3] J. Bundschuh, M. Kaczmarczyk, N. Ghaffour, and B. Tomaszewska. State-of-the-art of renewable energy sources used in water desalination: Present and future prospects. *Desalination*, 508:115035, July 2021.
- [4] L. Zhu, L. Sun, H. Zhang, Hu Aslan, Y. Sun, Y. Huang, F. Rosei, and M. Yu. A solution to break the salt barrier for high-rate sustainable solar desalination. *Energy & Environmental Science*, 14(4):2451–2459, 2021.
- [5] M. Shahabuddin, M.A. Alim, Tanvir Alam, M. Mofijur, S.F. Ahmed, and G. Perkins. A critical review on the development and challenges of concentrated solar power technologies. *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, 47: 101434, October 2021.
- [6] J. Blanco, E. Zarza, D. Alarcón, S. Malato, and J. León. Advanced Multi-Effect Solar Desalination Technology: The PSA Experience. Solarpaces, Zurich, Switzerland 2002.
- [7] Solar Water recovery, generation & reforestation technology. URL <https://www.swplc.com/>.
- [8] D. Lorfing, A. Ahmadi, S. Laborie, R. Olives, Q. Falcoz, X. Py, and L. Tiruta-Barna. Energy and environmental performance of a new solar boiler with heat recovery for seawater desalination. *Sustainable Production and Consumption*, 32:330–343, July 2022
- [9] D. Lorfing, R. Olives, Q. Falcoz, E. Guillot, C. Le Men, and A. Ahmadi. Design and performance of a new type of boiler using concentrated solar flux. *Energy Conversion and Management*, 249:114835, December 2021.
- [10] Van P. Carey. Liquid Vapor Phase Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment, 3rd Edition. CRC Press, 2017

Analyse expérimentale du processus de solidification de l'eau pure autour du point d'inversion de sa masse volumique dans un échangeur tube-calandre : application au stockage latent de froid

Jules Voguelin SIMO TALA^{1,*}, Khaoula CHAFIKI¹, Daniel BOUGEARD¹

¹IMT Nord Europe, Institut Mines – Télécom, Univ. Lille, CERI Energie et Environnement, F-59000, Lille, France

*(auteur correspondant : jules-voguelin.simo.tala@imt-nord-europe.fr)

Résumé - La présente étude s'intéresse à l'analyse expérimentale du processus de solidification d'un MCP pour des applications de stockage d'énergie thermique à basse température. Le MCP considéré est de l'eau pure contenue dans la calandre d'un échangeur de type tube-calandre en configuration horizontale, pour laquelle la température initiale du MCP est choisie autour et au loin du point d'inversion de sa dépendance masse volumique-température. Cette étude montre que la forme du front de solidification de l'eau pure est fortement affectée par sa température initiale selon que celle-ci est supérieure ou inférieure au point d'inversion de la masse volumique du MCP, induisant soit une asymétrie, soit une allure symétrique de la matière solidifiée autour du tube frigoporteur. Les mesures de température ont permis de mettre en évidence l'inversion des forces de flottabilité sur le processus de solidification du MCP conduisant à la définition de deux régimes thermiques distincts caractérisant la solidification dans cette configuration d'échange.

Nomenclature

d	Diamètre du tube central, m	x	Position axiale, m
e	Espace annulaire, m	T	Température, K
g	Accélération de la pesanteur, ms^{-2}	t	Temps, s
h	Hauteur intérieur, m	U	Vitesse débitante, ms^{-1}
l	Largeur intérieur, m	<i>Symboles grecs</i>	
L	Longueur, m	ρ	Masse volumique, kgm^{-3}
r	Position par rapport à l'axe du tube, m	μ	Viscosité dynamique, $\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$
R	Rayon du tube extérieur,	<i>Indices et exposants</i>	
Re_d	Nombre de Reynolds, $\frac{\rho U d}{\mu}$, -	i/n	numéro/nombre du/des thermocouple(s)

1. Introduction

Le stockage d'énergie thermique suscite l'intérêt de nombreuses recherches depuis des décennies et plus particulièrement ces dernières années compte tenu des enjeux de la transition énergétique et écologique. Afin d'assurer un fonctionnement continu des procédés et systèmes dépendant de sources intermittentes d'énergie thermique, il est d'une importance capitale de stocker cette énergie dans le but de différer son utilisation. C'est le cas notamment des applications dans le solaire thermique, l'habitat, le management thermique de composants dans l'industrie, etc. [1]. Le stockage thermique peut se faire sous forme sensible, latente ou thermochimique. Le stockage thermique latent se fait en utilisant des matériaux à changement de phase MCP. Il a un avantage compétitif par rapport aux deux autres formes de stockage à savoir : une densité énergétique élevée pour une utilisation à température relativement constante [3]. Les matériaux à changement de phase existent dans une large gamme de

température de changement d'état, le plus abondant étant l'eau naturelle dont la transition de phase se fait à 0°C dans le cas de l'eau pure sans surfusion. A basse température, le stockage d'énergie thermique peut être utile pour des applications telles que la climatisation, le conditionnement thermique de produits alimentaires ou la conservation de médicaments [1-3]. Dans ces applications, l'eau est le MCP de choix pour le stockage d'énergie cependant, contrairement à la plupart des MCP, sa transition de la phase liquide à la phase solide est accompagnée d'un accroissement de volume. La littérature est très fournie pour ce qui concerne l'analyse numérique et expérimentale des processus de fusion-solidification de MCP ne présentant pas un point d'inversion de l'évolution de la masse volumique vis-à-vis de la température [4-6]. Les forces de flottabilités qui jouent un rôle crucial sur le développement de la convection naturelle pour ces MCP sont gouvernées par des valeurs positives du coefficient d'expansion isobare. Dans le cas des MCP présentant un point d'inversion de la dépendance masse volumique-température, les phénomènes convectifs naturels qui jouent un rôle majeur sur les cinétiques de fusion-solidification ont des évolutions contraires autour du point d'inversion. Des études numériques récentes se sont intéressées à l'analyse des échanges convectifs lors du processus de solidification de l'eau partant du point d'inversion de la dépendance masse volumique-température. C'est le cas des travaux numérique récents de Dekhil et al [2-3] qui analysent l'influence de l'intensification des échanges thermiques côté calandre d'un échangeur-stockeur sur les cinétiques de fusion-solidification de l'eau pure et mettent en évidence la meilleure performance des ailettes longitudinales sur les ailettes radiales dans la configuration d'échangeur-stockeur tube-calandre horizontale. Quelques travaux [7-8] se sont intéressés à la solidification de l'eau dans d'autres configurations géométriques d'échange mais à notre connaissance, très peu d'études se sont intéressées à l'analyse expérimentale du comportement de l'eau lors de sa solidification partant de différentes valeurs initiales de température autour et au loin du point d'inversion de sa masse volumique pour des applications de stockage de froid.

La présente étude expérimentale s'intéresse à l'analyse du processus de solidification de l'eau pure confinée dans un échangeur-stockeur de type tube et calandre en employant une technique de visualisation qualitative de front de solidification couplée à des mesures quantitatives de thermométrie locale. Une étude de l'influence de la température initiale de l'eau autour et au loin du point d'inversion de la dépendance masse volumique-température est effectuée dans le but de caractériser par des mesures de distribution locale de température l'influence du développement de la convection naturelle sur la forme et l'évolution temporelle du front de solidification.

2. Dispositif expérimental, acquisition et traitement de données

2.1. Présentation du dispositif expérimental

La figure 1 présente le schéma de principe de l'installation expérimentale. Il s'agit d'un banc d'essai composé de deux circuits fluides séparés dont un pour l'initialisation de la température du MCP (eau) et l'autre pour la circulation du fluide frigoporteur (eau glycolée à 40% de glycol). Cette installation est composée de différents éléments : un échangeur de chaleur bitube à circulation « aller » dans le tube central et « retour » dans l'espace annulaire formé par les deux tubes. Il sert à véhiculer le fluide frigoporteur et assure l'échange thermique entre ce dernier et le MCP ; un bain thermostaté FP51SL de marque JULABO qui permet de réguler la température d'entrée de l'eau glycolée à la valeur de température souhaitée ; un second bain thermostaté permettant d'initialiser la température du MCP à une valeur souhaitée ; un débitmètre électromagnétique haute précision (Process Master FEP300 de marque ABB) qui permet de mesurer le débit quittant le bain thermostaté contenant le fluide frigoporteur ; une

pompe équipée d'une vanne by-pass pour la circulation du fluide frigoporteur ; deux électrovannes dont une en position ouverte lors de la solidification de l'eau (électrovanne 1) pendant que l'autre, reliée au circuit primaire BP (figure 1) est en position fermée (électrovanne 2) ; une centrale d'acquisition servant à relever les valeurs de température et de débit mesurés respectivement par les thermocouples et le débitmètre, reliée à un PC ; une section d'essai en plexiglas (PMMA) instrumentée ; deux sondes de température (PT100) pour la mesure de la température en entrée et en sortie de l'échangeur ; un thermomètre de référence haute précision PT100 servant à calibrer les thermocouples ; une boîte isolée en polystyrène contenant une sonde PT100 permettant la mesure de température au niveau des soudures froides déportées dans la boîte afin d'effectuer une compensation de soudure froide des thermocouples. Toutes les canalisations qui véhiculent le fluide frigoporteur et le MCP ont été isolées afin de limiter les déperditions thermiques.

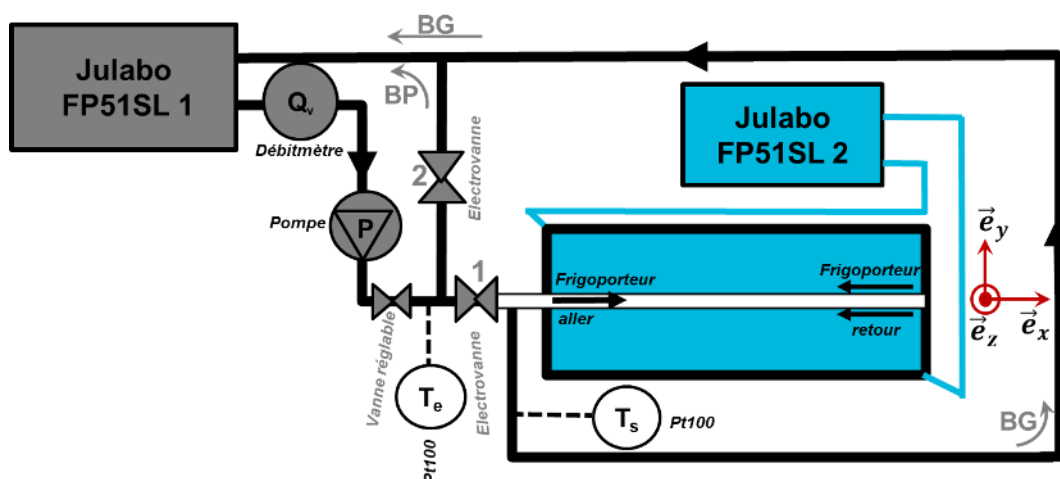


Figure 1 : Schéma de principe de l'installation expérimentale

Des essais de thermométrie locale et de visualisation de front de fusion devant être effectués, une vue isométrique de la section d'essai (sans sa face supérieure) est présentée sur la figure 2a. Il s'agit d'une boîte parallélépipédique en plexiglas à parois épaisses conçue et instrumentée par 27 thermocouples sur trois faces tout en laissant deux de ses faces non instrumentées afin de réaliser des visualisations de front de solidification.

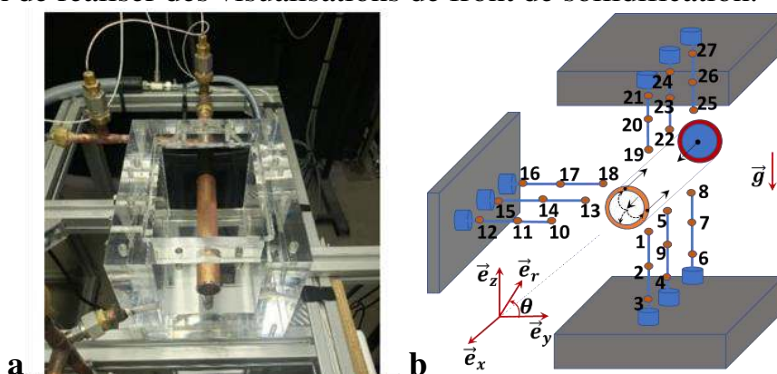


Figure 2 : Vue de la section d'essai (a) positions des thermocouples dans le MCP (b)

Les thermocouples sont installés à travers 9 passages étanches accueillant chacun trois thermocouples de types T de diamètre 0,5 mm. Chaque thermocouple est muni d'une gaine en acier inoxydable à son extrémité (d'environ 15 cm) qui permet d'atténuer les potentielles fuites thermiques liées à la grande conductivité thermique du cuivre dont ils sont constitués (possible effet d'ailettes). Une bride a été prévue à l'entrée de la section d'essais afin d'installer aussi bien un échangeur à tube nu et ultérieurement à tube aileté. Afin d'améliorer le contraste lors de la visualisation du front de solidification, une plaque ABS de couleur noire a été découpée

et enfilée sur l'échangeur bitube pour servir de fond d'image. La section d'essai est traversée par cet échangeur bitube dont le but est de véhiculer le fluide frigopporteur. Ce dernier entre dans l'échangeur par un tube central et ressort par un espace annulaire par écoulement retour jusqu'à un T inégal de séparation. Les 27 thermocouples permettant de mesurer la température du MCP sont disposés à différentes positions longitudinales et radiales par rapport à la paroi de l'échangeur (figure 2b). Suivant la position radiale autour de l'échangeur bitube, la première nappe de 9 thermocouples est positionnée en moyenne à une distance $r' = r - R = 1$ mm de la paroi du tube extérieur de l'échangeur, la seconde à 14 mm, et la troisième à environ 26 mm de la même paroi. Suivant l'axe de l'échangeur, ces thermocouples sont disposés dans trois plans transversaux espacés de 40 mm par groupe de 9 thermocouples dans chaque plan. Une rugosité contrôlée a été ajoutée à la paroi du tube par ponçage au papier de verre abrasif à faible taille de grains (classe 240 grit soit $53 \mu\text{m}$) dans le but de faciliter la nucléation pariétale de l'eau limitant le phénomène de surfusion.

2.2. Acquisition et traitement de données

Une étape préliminaire aux essais a été de calibrer les différents thermocouples en utilisant un thermomètre à résistance de platine haute précision Pt100/AN 5848 de marque AOIP lui-même étalonné régulièrement au Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE). Par ailleurs, afin d'assurer la répétabilité des mesures de température par les thermocouples, les soudures froides des thermocouples ont été déportées dans une boîte en polystyrène isolée de l'ambiance dans laquelle une sonde Pt100 a été utilisée pour effectuer une compensation soude froide par mesure de la température de référence dans la boîte. Les essais ont été réalisés en hiver dans une salle non chauffée avec une température ambiante comprise entre 11°C et 12°C pendant les trois heures que dure chaque essai. Avant de commencer les essais de solidification du MCP, une étape importante consiste à faire fonctionner les deux bains thermostatés simultanément en fixant une consigne interne de température pour le bain contenant le fluide frigopporteur et une autre pour celui contenant le MCP, l'électrovanne 1 (entrée de l'échangeur bitube) étant en position fermée pendant que l'électrovanne 2 est ouverte. Ceci permet, après avoir défini un débit volumique de fluide frigopporteur traversant le débitmètre de faire circuler ce dernier seulement dans la boucle primaire BP jusqu'à une stabilisation de la consigne (sans aucune circulation dans l'échangeur bitube). Pendant ce temps, le fonctionnement du bain thermostaté contenant le MCP permet de faire circuler en boucle le volume de MCP contenu dans la section d'essai jusqu'à l'atteinte d'une température moyenne constante dans la section d'essai définissant ainsi une température initiale du MCP à solidifier. Par ailleurs, cette phase préliminaire permet de développer un champ de température initial stationnaire dans les parois du PMMA qui, malgré leur grande épaisseur sont sources de déperditions thermiques par conduction vers l'ambiance. L'essai de solidification démarre, une fois que ces deux consignes sont atteintes de façon stabilisée, par une ouverture de l'électrovanne 1 (entrée échangeur) synchronisée avec la fermeture de l'électrovanne 2 (boucle primaire) permettant ainsi une circulation du fluide frigopporteur dans la boucle globale BG, la centrale d'acquisition étant en mode acquisition. Au cours de chaque essai, la température ambiante est également mesurée à différents instants afin d'évaluer sa variation pendant les trois heures que dure chaque essai. Les essais ont été réalisés pour un nombre de Reynolds moyen $Re_d = 380$ à l'intérieur du tube central de l'échangeur bitube et pour deux valeurs de température initiale du MCP $T_{i1} = 3,9^\circ\text{C}$ et $T_{i2} = 12,7^\circ\text{C}$, chaque essai de solidification ayant une durée de 3h. Pour tous les essais, le réservoir du bain thermostaté est régulé à une température constante $T_b = -8^\circ\text{C}$. Un appareil photo haute résolution a été utilisé pour visualiser le front de solidification sur les deux faces non instrumentées de la section d'essai en enregistrant une image de celle-ci à intervalles réguliers de 10 minutes. La mesure locale de température de

chacun des 27 thermocouples au fil du temps permet d'avoir l'évolution temporelle de la température moyenne des thermocouples pendant la solidification du MCP par la relation (1) suivante :

$$T_{MCP}(t) = \frac{1}{n} \sum_1^n T_i(t) \quad (1)$$

Des essais qualitatifs préliminaires de visualisation du front de solidification ont été effectués avant la mise en place des thermocouples afin d'évaluer l'influence de la présence des thermocouples sur la forme du front de solidification. Il a été observé en comparant la forme du front de solidification en présence et en l'absence de thermocouples que ceux-ci avaient un effet limité en raison du grand volume de MCP comparativement au volume occupé par les thermocouples qui induisent localement des perturbations mineures de l'écoulement.

3. Résultats et analyses

Dans cette section, les résultats issus des différentes acquisitions sont présentés et analysés. Dans un premier temps, les résultats qualitatifs de visualisation du front de solidification du MCP sont présentés et discutés pour les deux valeurs de température initiale. Puis, l'analyse des évolutions temporelles du champ de température du MCP est effectuée.

3.1. Analyse qualitative de l'évolution spatiotemporelle du front de solidification

Afin d'analyser le processus de solidification et notamment mettre en évidence l'influence de la température initiale du MCP sur le processus de solidification, la figure 3 présente les images du front de solidification sur la face transversale non instrumentée de la section d'essai pour les valeurs initiales de température $T_{i1}=3,9^\circ\text{C}$ et $T_{i2}=12,7^\circ\text{C}$. Ces deux températures ont été choisies pour être dans un cas légèrement en dessous de la température d'inversion de la dépendance masse volumique-température du MCP (environ 4°C , évolution monotone de la masse volumique entre 0°C et T_{i1}) et dans l'autre cas pour être clairement au-dessus de cette valeur (évolution non-monotone de la masse volumique de 0°C à T_{i2}) afin de bien identifier l'influence de l'inversion de la dépendance masse volumique-température sur le processus de solidification et indirectement sur le développement de la convection naturelle. Les limites de cette face sont représentées par le contour carrée en trait continu. Le front de solidification est rendu visible par la différence de contraste avec le fond noir (plaque ABS de fond d'enceinte).

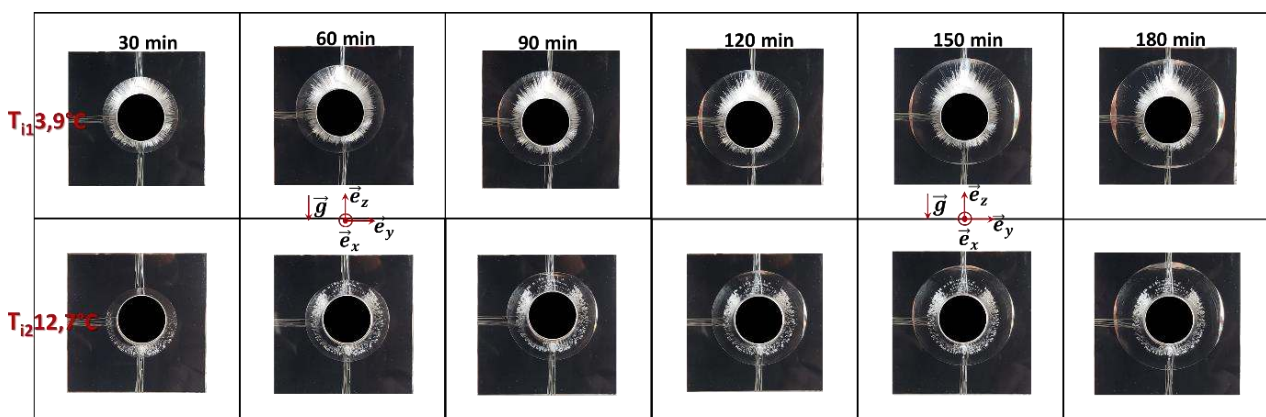


Figure 3 : Evolution du front de solidification pour deux valeurs de température initiales du MCP

On observe que le MCP se solidifie d'abord sur la paroi du tube, ceci étant clairement visible 30 minutes après le début de la solidification. Au fil du temps, l'épaisseur de la couche solidifiée délimitée par le front de solidification et le tube augmente avec une distribution

spatiale différente pour les deux valeurs de températures initiales. Pour une température initiale T_{i1} , le front de solidification présente à tout instant une asymétrie (par rapport à l'axe de l'échangeur bitube) orientée dans le sens contraire à la gravité. L'épaisseur de la couche de MCP solidifiée augmente logiquement jusqu'à la fin de l'essai où on peut voir une différence d'épaisseur nette entre le dessus et le dessous de l'échangeur. Pour la température initiale T_{i2} , l'épaisseur de la couche de MCP solidifiée est moins importante à 30 minutes par rapport à celle correspondant au même instant pour une température initiale $T_{i1}=3,9^{\circ}\text{C}$. Ceci est liée à la différence d'énergie thermique sensible à évacuer dans les deux cas avant d'atteindre la température de solidification du MCP (0°C). Contrairement à la température initiale $T_{i1}=3,9^{\circ}\text{C}$ où on observe une allure monotone de la distribution temporelle de couche de MCP solidifiée entre le dessus et le dessous du tube, celle correspondant à une température $T_{i2}=12,7^{\circ}\text{C}$ met en évidence une asymétrie orientée initialement dans le sens de la gravité au début de la solidification puis une asymétrie orientée dans le sens contraire à la gravité à la fin de l'essai mettant en évidence un effet notoire de la température initiale sur la forme du front de solidification. Afin de mieux analyser cet effet sur l'évolution du front de solidification, la figure 4 représente un zoom de la distribution locale de MCP solidifié 30 min et 180 min (fin de l'essai) après le début de la solidification.

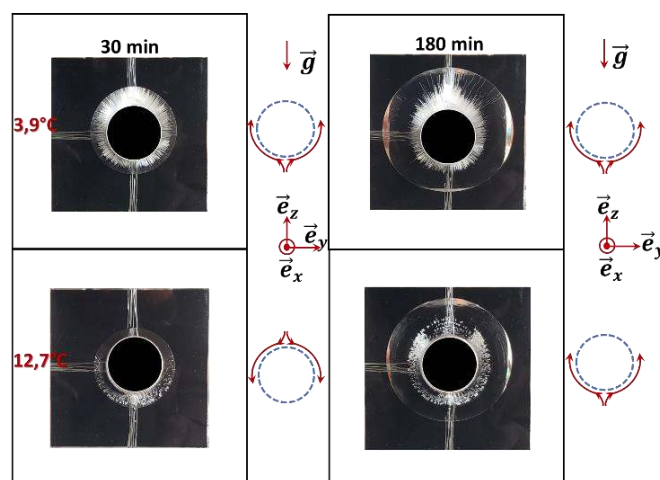


Figure 4 : Influence de la température initiale du MCP sur l'évolution du front de solidification

Sur cette figure, on voit clairement que la distribution locale de couches de MCP présente à 30 min une asymétrie inversée pour ces deux valeurs de températures initiales laissant penser à cet instant au développement autour du tube de mouvements fluidiques inverses, ascensionnels dans le cas de la température initiale $T_{i1}=3,9^{\circ}\text{C}$ et descendant pour la température initiale $T_{i2}=12,7^{\circ}\text{C}$. A la fin de l'essai, on peut clairement voir que les deux fronts de solidifications ont tous une asymétrie orientée dans le sens contraire à la gravité (laissant penser à cet instant à des mouvements fluidiques ascendant dans les deux cas de figure).

3.2. Analyse quantitative du processus de solidification

Afin d'effectuer une analyse semilocale et globale du processus de solidification, la figure 5 présente pour les deux valeurs de température initiales $T_{i1}=3,9^{\circ}\text{C}$ et $T_{i2}=12,7^{\circ}\text{C}$ les évolutions des moyennes de température des thermocouples par groupe de 9 : dans le plan médian vertical au-dessus du tube, dans le plan médian vertical en dessous du tube, dans le plan médian horizontal et enfin la moyenne d'ensemble des 27 thermocouples qui donne une indication sur la température moyenne instantanée du MCP pendant la solidification. On peut observer que pour la valeur de température initiale T_{i1} , tous ces profils ont une allure moyenne décroissante et monotone (figure 5a). La moyenne de température donnée par les thermocouples au-dessus de l'échangeur bitube est à tout instant inférieure à celle donnée par les thermocouples en

dessous de l'échangeur en raison de la croissance de la masse volumique de l'eau pure entre 0°C et le point d'inversion de la dépendance masse volumique-température (autour de 4°C) qui conduit à des valeurs négatives du coefficient d'expansion isobare induisant par conséquent des mouvements fluidiques ascendants à proximité du tube frigoporteur et des mouvements descendant au loin. Ceci a été également observé dans les travaux numériques récents de Dekhil et al [2-3]. La moyenne de température dans le plan médian horizontal ainsi que la température moyenne du MCP restent pendant tout le processus de solidification encadrées par les moyennes de température en dessous et au-dessus du tube ce qui traduit un maintien des mouvements ascensionnels au voisinage du front de solidification pendant toute la durée de la solidification (figure 5a). Ce mouvement ascensionnel est la raison de la dissymétrie orientée dans le sens contraire à la gravité observée précédemment sur le front de solidification (figure 3 et 4). L'analyse des profils analogues correspondant à une valeur de température initiale $T_{i2}=12,7^{\circ}\text{C}$ montre un comportement complètement différent comme on peut le voir sur la figure 5b.

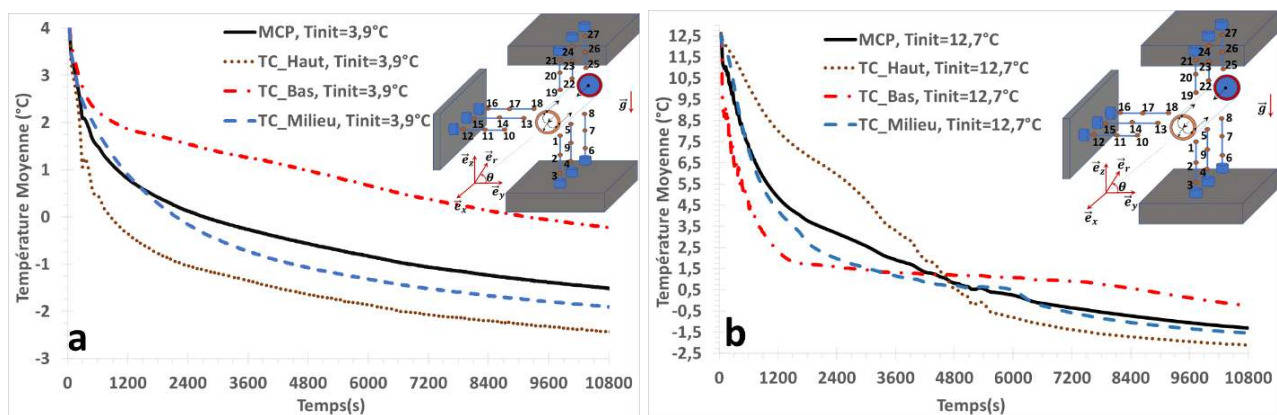


Figure 5 : Evolution spatio-temporelle globale du champ thermique

En effet, la moyenne de température des thermocouples situés au-dessus de l'échangeur bitube est supérieure à celle en dessous de l'échangeur jusqu'à environ 4800 s. Ceci traduit dans cette première phase de la solidification un comportement contraire à celui observé pour la température initiale $T_{i1}=3,9^{\circ}\text{C}$ et indique dans cette phase des mouvements fluidiques descendants dans le voisinage du front de solidification et ascensionnels au loin. Ceci s'explique par le fait qu'entre le point d'inversion de la dépendance masse volumique-température de l'eau pure (4°C) et la température initiale $T_{i2}=12,7^{\circ}\text{C}$, la masse volumique a une évolution monotone et décroissante ce qui conduit à des valeurs positives du coefficient d'expansion isobare et par conséquent à des mouvements fluidiques descendant dans le voisinage de l'échangeur bitube pendant le refroidissement. Pendant cette phase, ces mouvements fluidiques ont pour effet d'induire une asymétrie orientée dans le sens de la gravité sur le front de solidification comme observée plus haut (figure 3 et 4). A partir d'environ 4800 s, on assiste à une inversion des profils temporels de moyenne de température entre le fluide au-dessus de l'échangeur bitube et celui en dessous synonyme d'une inversion des forces de flottabilité qui conduit à un renversement de l'écoulement. Entre 4800 s et jusqu'à la fin de la solidification l'arrangement des profils de température est similaire à celui correspondant à la valeur de température initiale $T_{i1}=3,9^{\circ}\text{C}$ indiquant, dans cette seconde phase de la solidification, des mouvements ascensionnels dans le voisinage du front de solidification et des mouvements descendant au loin. Ceci a pour conséquence l'inversion de l'asymétrie observée sur le front de solidification qui passe d'une asymétrie orientée dans le sens de la gravité dans la première phase de la solidification à une symétrie, puis à une asymétrie orientée dans le sens contraire à la gravité dans la seconde phase de la solidification (figure 3 et 4). On peut ainsi distinguer deux régimes

thermiques lors de la solidification de l'eau pure selon la valeur de sa température initiale à savoir :

- un régime stable sans renversement de l'écoulement lorsque la température initiale de l'eau est en dessous du point d'inversion de la dépendance masse volumique-température
- un régime instable avec renversement de l'écoulement lorsque la température initiale de l'eau est supérieure à celle correspondant à ce point d'inversion.

Ces données expérimentales préliminaires, et la connaissance de ces deux régimes, permettent d'alimenter la base de données de la littérature scientifique dans le cas particulier de la fusion-solidification d'un MCP présentant une anomalie dilatométrique, i.e. ayant un point d'inversion de la masse volumique dans la phase liquide, comme l'eau dans le but d'améliorer les modèles de prédiction du changement de phase en prenant en compte ce phénomène.

4. Conclusion et perspectives

Cette étude avait pour objectif l'analyse expérimentale du processus de solidification de l'eau pure pour une application au stockage de froid. Deux valeurs de température initiale de l'eau (autour et au loin du point d'inversion de la dépendance masse volumique-température), ont été étudiées en employant une technique de visualisation du front de solidification et de thermométrie locale. Les principales conclusions de cette étude sont les suivantes :

- la forme du front de solidification de l'eau pure autour d'un tube frigoporteur horizontal est fortement influencée par sa température initiale : pour une température initiale inférieure au point d'inversion de la dépendance masse-volumique température, on observe une asymétrie du front de solidification orientée dans le sens contraire à la gravité ; dans le cas d'une température initiale supérieure au point d'inversion, on observe une asymétrie du front de solidification orientée dans un premier temps dans le sens de la gravité suivie d'une inversion.
- le processus de solidification de l'eau pure peut être décomposé en deux régimes thermiques : un régime stable sans renversement de l'écoulement lorsque la température initiale de l'eau est en dessous du point d'inversion de la dépendance masse volumique-température ; un régime thermique instable avec renversement de l'écoulement lorsque la température initiale de l'eau est supérieure à celle correspondant au point d'inversion.

Des travaux complémentaires sont en cours afin de caractériser ce processus de solidification dans une plage de température initiale plus large. Ces essais permettront par la suite de développer un modèle général de prédiction du processus de fusion-solidification de MCP incluant l'anomalie dilatométrique.

Références

- [1] MA Dekhil, JV Simo Tala, O Bulliard-Sauret, D Bougeard, Development of an innovative heat exchanger for sensible heat storage in agro-food industry, *Appl. Thermal Eng.*, Vol. 177, Aug. 2020, 115412
- [2] MA Dekhil, JV 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, *Applied Thermal Engineering*, Volume 192, 25 June 2021, 116866
- [3] MA Dekhil, JV Simo Tala, O Bulliard-Sauret, D Bougeard, Numerical analysis of the effect of the iso-surface fin redistribution on the performance enhancement of a shell-and-tube latent heat thermal energy storage unit for low-temperature applications, *Journal of Energy Storage*, Vol. 56, Part A, 1 Dec. 2022, 105892

- [4] V. Safari, H. Abolghasemi, L. Darvishvand, B. Kamkari, Thermal performance investigation of concentric and eccentric shell and tube heat exchangers with different fin configurations containing phase change material, *Journal of Energy Storage* Volume 37, May 2021, 102458
- [5] B. Kamkari, H. Shokouhmand, F. Bruno, Experimental investigation of the effect of inclination angle on convection-driven melting of phase change material in a rectangular enclosure, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 72 (2014), pp. 186-200
- [6] Z.-J. Zheng, Y. Xu, M.-J. Li, Eccentricity optimization of a horizontal shell-and-tube latent-heat thermal energy storage unit based on melting and melting-solidifying performance, *Appl. Energy.*, 220 (2018), pp. 447-454
- [7] H. Sait, Experimental study of water solidification phenomenon for ice-on-coil thermal energy storage application utilizing falling film, *App. Thermal Eng.* Vol. 146, 5 Jan. 2019, pp 135-145
- [8] M.B. Guilherme, T.K. Fernando, J.L.H. Christian, A study of automatic icemaking in household refrigerators, *International Journal of Refrigeration* 142 (2022) 127–136

Remerciements

Cette étude a été réalisée avec le soutien financier de l'IMT Nord Europe et de l'Institut CARNOT-MINES à qui nous adressons nos sincères remerciements

Estimation numérique de la production intermittente d'eau chaude d'une installation solaire

Julien GAMBADE^{1*}, Hervé NOËL¹, Patrick GLOUANNEC¹, Anthony MAGUERESSE¹

¹Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France

* (auteur correspondant : julien.gambade@univ-ubs.fr)

Résumé - Dans le cadre d'un projet européen visant à augmenter l'utilisation de l'énergie solaire thermique pour des applications agricoles, une installation solaire dédiée à la production d'eau chaude a été instrumentée puis modélisée. Une analyse de sensibilité et un algorithme d'identification de paramètres ont été utilisés afin d'améliorer la confrontation mesure/simulation. Deux séquences expérimentales sont présentées afin de valider le modèle numérique pour différentes saisons.

Nomenclature

A	Aire brute du capteur, m ²	Nu_d	Nombre de Nusselt
c_p	Chaleur spécifique, kJ.kg ⁻¹ .K ⁻¹	Pr	Nombre de Prandtl
d	Diamètre des tubes, m	Q_{sup}	Energie fournie, MJ
GHI	Irradiation global horizontale, MJ/m ²	T	Température, °C
Gr	Nombre de Grashof	<i>Symboles grecs</i>	
L	Longueur des tubes, m	μ	viscosité cinématique, m ² .s ⁻¹
\dot{m}	Débit massique, kg.hr ⁻¹	ρ	masse volumique, kg.m ³

1. Introduction

L'agriculture est un secteur très consommateur d'énergies fossiles notamment du fait de fort besoin en eau chaude. Pour répondre à ce besoin, l'utilisation de l'énergie solaire thermique est envisagée. Plusieurs technologies ont été étudiées pour subvenir aux exigences de diverses applications industrielles et agricoles [1]. De plus, Quijiera et al. ont étudié l'intégration d'une installation solaire thermique pour subvenir aux besoins d'une exploitation laitière [2]. Située dans des conditions climatiques peu favorables, ils préconisent l'utilisation de capteurs à tubes sous vide, plus efficaces avec un rayonnement solaire majoritairement diffus.

Dans ce contexte, le projet ICaRE4Farms a pour objectif de promouvoir l'utilisation de l'énergie solaire thermique dans le secteur de l'agriculture en Europe du Nord-Ouest. Cette région possède un rayonnement solaire annuel global qualifié de faible ($GHI < 4287.6$ MJ/m²) [3]. La technologie solaire étudiée est un chauffe-eau solaire à tubes sous vides et réservoir associé. Cette étude porte sur l'intégration d'une installation solaire thermique à une exploitation de veau de boucherie ayant des consommations énergétiques élevées en raison de l'utilisation importante et journalière d'eau à plus de 80°C.

Dans le cadre de cette communication, un modèle numérique d'une installation solaire instrumentée est développé sur le logiciel de simulation thermique dynamique Trnsys. Ensuite, une étude de sensibilité permet de déterminer les paramètres prépondérants qui feront l'objet d'une identification. Finalement, le modèle est confronté aux mesures expérimentales.

2. Matériels et méthodes

L'installation solaire étudiée est installée en Sarthe (latitude 48.2 et longitude 0.50). Seize capteurs solaires (Figure 1) répartis en deux lignes sont chargés de fournir en eau chaude une exploitation de veau de boucherie. La première ligne est constituée de chauffe-eau solaire en

série alors qu'ils sont disposés en parallèle dans la seconde ligne. Les capteurs en série sont toujours pleins et une stratification thermique est observable tandis que les réservoirs des capteurs en parallèle sont partiellement vidés deux fois par jour.

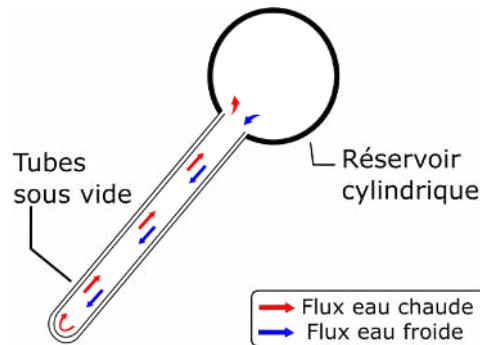


Figure 1 : Vue en coupe du chauffe-eau solaire

2.1. Instrumentation

Des débitmètres sont installés pour mesurer les débits en entrée (\dot{m}_{in}), en sortie (\dot{m}_{out}) et de circulation dans le sol (\dot{m}_{soil}). Des sondes platine intégrées aux débitmètres donnent la température de l'eau en circulation.

Une station météorologique a été implantée sur site afin de connaître l'irradiance globale horizontale, la température ambiante, l'humidité relative, la vitesse et la direction du vent. L'ensemble des données climatiques est disponible en ligne via le site internet MétéoData avec un pas de temps de cinq minutes. L'instrumentation et l'installation sont schématisées dans la Figure 2.

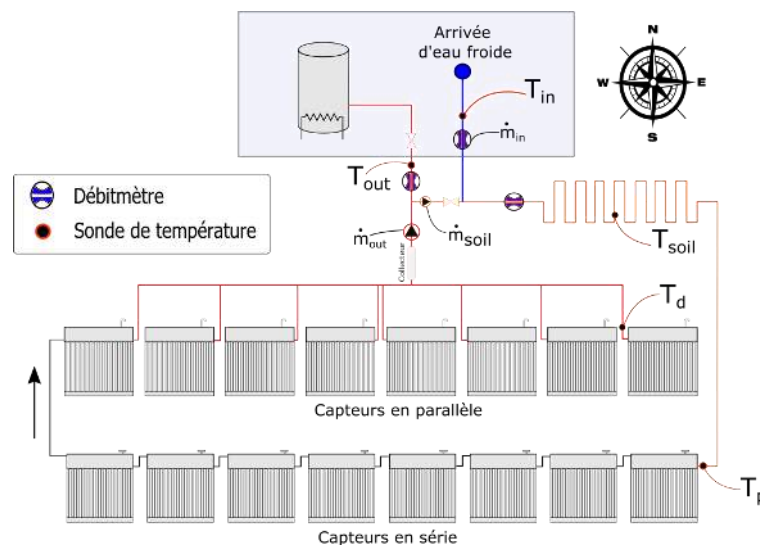


Figure 2 : Instrumentation de l'installation solaire

La contribution de l'installation solaire aux besoins journaliers est estimée à l'aide du débitmètre placé en sortie et des sondes de température. Le calcul de l'énergie journalière fournie par les capteurs solaires Q_{sup} est réalisé avec l'équation (1) :

$$Q_{sup} = \int_0^{24h} \dot{m}_{out} \cdot c_p \cdot (T_{out} - T_{in}) dt \quad (1)$$

2.2. Modélisation

La démarche retenue pour améliorer la performance du modèle numérique de l'installation solaire pilote comporte trois étapes. Dans un premier temps, une analyse de sensibilité a été effectuée sur le modèle avec le logiciel JEA [4]. C'est un outil permettant de mener des analyses paramétriques et des optimisations de modèle développé sur un logiciel externe (Trnsys par exemple). L'objectif est de déterminer les paramètres les plus influents sur l'énergie fournie par l'installation solaire calculée avec le modèle numérique. Les valeurs des paramètres sélectionnés pour l'analyse de sensibilité doivent être déterminées pour correspondre à la nouvelle configuration. Les conclusions issues de l'étude de sensibilité permettront de retenir les paramètres impactants et d'écarter ceux ayant une influence négligeable sur le modèle. L'identification des coefficients est effectuée à l'aide du programme d'optimisation GENOPT [5] appelé par TrnOpt, intégré à Trnsys via la librairie TESS.

2.2.1. Modèle numérique

Le modèle du chauffe-eau solaire individuel est basé sur les travaux de Budihardjo et al [6] [7]. C'est une combinaison de trois modèles de composant individuel (appelés *Type*) "Capteur à tubes sous vide" (*Type 71*), "Réservoir horizontal cylindrique" (*Type 533* et *Type 39*) et "Module équation" (Figure 3).

La fraction de l'irradiance convertie en énergie par les tubes sous vide est déterminée à l'aide du *Type 71*. Les spécificités des capteurs en série et en parallèle impliquent de développer deux modèles de stockage distincts. Pour les réservoirs en série, ils sont divisés en plusieurs nœuds isothermes pour modéliser la stratification thermique tandis qu'une variante du *Type 39* est utilisée. Il modélise un réservoir à volume variable et à température homogène. Enfin, le calcul du débit thermosiphon (\dot{m}) entre les tubes et le réservoir est réalisé à l'aide du *Type Equation*.

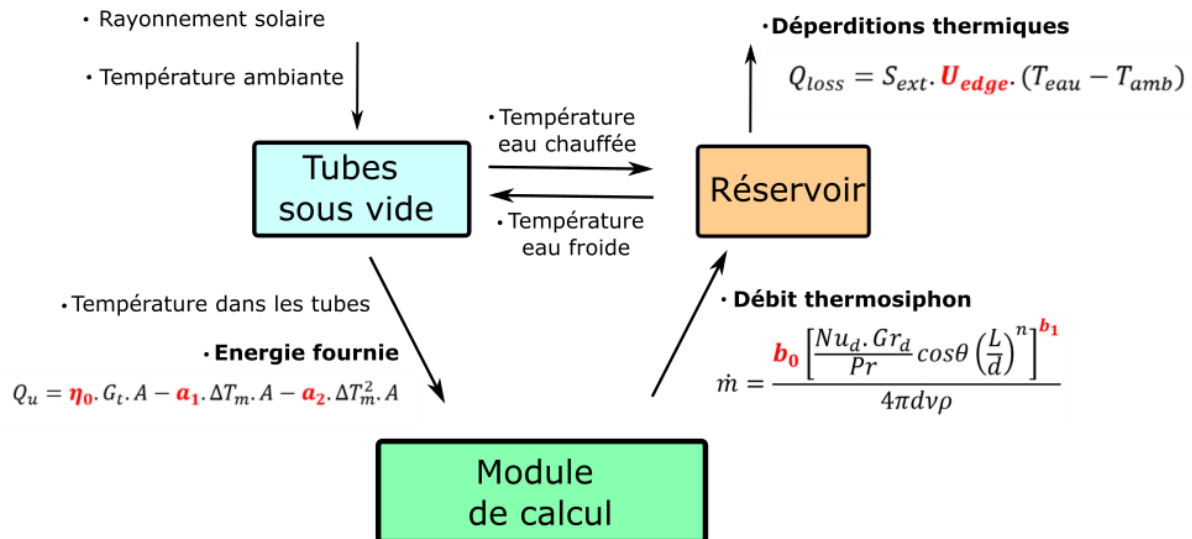


Figure 3 : Logigramme du modèle numérique mettant en évidence les paramètres essentiels

2.2.2. Analyse de sensibilité

La méthode de criblage de Morris *One-Step-At-a-Time* a été choisie [8]. La simulation se déroulant sur 11 jours avec un pas de temps de 5 minutes, cette méthode est particulièrement adaptée. Le nombre de simulation N pour déterminer les indices de sensibilités est calculé avec l'équation (2) :

$$N = k \cdot (n + 1) \quad (2)$$

Ce nombre N de simulations est beaucoup moins élevé que pour d'autres techniques. De plus, elle est particulièrement efficace pour mettre en évidence les paramètres les moins influents. Chaque répétition i ($i \in [1 ; k]$) permet d'évaluer un effet élémentaire $E_j^{(i)}$. Deux indices de sensibilité sont calculés à partir de cette méthode pour chaque paramètre j ($j=1 \dots k$) : la moyenne des valeurs absolues des effets μ_j^* [9] et l'écart-type des effets σ_j . Le premier indice évalue la contribution de l'entrée j sur la dispersion de la sortie et est calculé avec la formule suivante :

$$\mu_j^* = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |E_j^{(i)}| \quad (3)$$

Le second indice σ_j mesure la linéarité du modèle. Il est obtenu avec l'équation (4) :

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (E_j^{(i)} - \mu_j)^2} \quad (4)$$

La distance d^* à l'origine permet de classer les paramètres selon leur influence et elle est calculée selon l'équation suivante :

$$d^* = \sqrt{\mu_j^{*2} + \sigma_j^2} \quad (5)$$

La méthode de Morris est fréquemment utilisée pour différents types de modèles dans le bâtiment [10] et en agriculture [11].

Dix analyses de dix répétitions suffisent pour avoir un nombre acceptable d'indices et donc calculer un écart-type s . Les résultats sont donc présentés dans un intervalle d'erreur calculé comme l'incertitude type de répétabilité (type A) u_A et selon l'équation (6) :

$$u_A = \frac{s}{\sqrt{10}} \quad (6)$$

2.2.3. Technique d'identification

GENOPT est un logiciel d'optimisation pouvant être appelé par TRNSYS afin de minimiser une fonction coût. Différents algorithmes d'optimisation sont disponibles pour résoudre des problèmes à plusieurs inconnues. Sous GENOPT, les algorithmes suivants peuvent convenir à notre étude :

- Algorithme de recherche par motif généralisé.
- Les méthodes par essais particuliers. Trois alternatives sont proposées : avec poids d'inertie (*inertia weight*), avec coefficient de constriction et restreint à la maille.
- L'algorithme du simplexe avec la méthode de Nelder-Mead. Il est souvent utilisé dans les problèmes d'optimisation avec un nombre important de variables indépendantes.

L'algorithme d'optimisation par essais particuliers avec coefficient de constriction correspond aux besoins de l'étude. Introduit par Clerc et Kennedy [12], il est efficace pour identifier plusieurs variables avec des valeurs continues et indépendantes. Cette méthode a été employée par Almeida et al. pour estimer les coefficients d'efficacité de quatre capteurs solaires [13]. Le même algorithme a donc été utilisé dans le cadre de l'identification des paramètres avec la configuration adoptée par Almeida et al.

La fonction coût est le PMAE (*Percentage Mean Absolute Error*). Il est défini comme la moyenne des écarts en valeur absolue entre l'énergie journalière mesurée $Q_{sup,m}$ et simulée $Q_{sup,s}$. Il est calculé avec l'équation suivante où J est le nombre de jours simulés :

$$PMAE = \frac{\sum_{i=1}^J \frac{|Q_{sup,m} - Q_{sup,s}|}{Q_{sup,m}}}{J} \quad (7)$$

2.2.4. Liste des paramètres

Pour chaque paramètre, des bornes ont été choisies autour d'une valeur de référence à l'aide de la littérature et des observations faites précédemment sur le modèle (Tableau 1). Les premiers paramètres sélectionnés sont les coefficients utilisés dans l'équation d'efficacité des capteurs solaires. Leurs valeurs ont été prédéterminées dans le cadre de travaux précédents et elles sont recalculées pour prendre en compte les modifications apportées sur ce modèle. Les deux coefficients b_0 et b_1 doivent être étudiés pour connaître leur influence sur le calcul d'énergie. Les valeurs initiales et les plages de variation sont issues des travaux de Budihardjo et Morrison [7]. La valeur de référence du coefficient de déperdition thermique du réservoir est déterminée en prenant en compte la résistance thermique équivalente des matériaux. La valeur de référence de l'albédo est obtenue à partir de mesures sur site.

	Valeur de référence	Limite inférieure	Limite supérieure	Unité
Rendement optique η_0	0.6	0.2	1.0	-
Coefficient d'efficacité de premier ordre a_1	5	2	15	$\text{kJ}\cdot\text{hr}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$
Coefficient d'efficacité de second ordre a_2	0.001	0.0005	0.01	$\text{kJ}\cdot\text{hr}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$
1 ^{ère} constante dans la corrélation du débit thermosiphon b_0	0.1914	0.18	0.21	-
2 ^{ème} constante dans la corrélation du débit thermosiphon b_1	0.4084	0.40	0.42	-
Coefficient de déperdition du réservoir U_{edge}	3.7	2	15	$\text{kJ}\cdot\text{hr}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
Albedo ρ	0.5	0	1.0	-

Tableau 1 : Liste des paramètres

3. Résultats

3.1. Présentation des séquences expérimentales

La période utilisée pour l'analyse de sensibilité a été retenue pour ses conditions météorologiques variées. De plus, la période doit être suffisamment longue pour que l'influence de l'énergie interne aux réservoirs soit faible sur le calcul de Q_{sup} . En effet, une part non-négligeable de l'énergie convertie à partir de l'éclairement solaire est stockée dans les réservoirs et ne peut être mesurée sans avoir à fortement instrumenter chaque ballon.

La séquence retenue se déroule entre le 1^{er} septembre à minuit et le 12 septembre minuit. Les heures de début et de fin ont été choisies pour correspondre à des périodes sans ensoleillement ni débit, que ce soit de soutirage ou de remplissage. Les conditions météorologiques sont présentées dans la Figure 4 et la Figure 5.

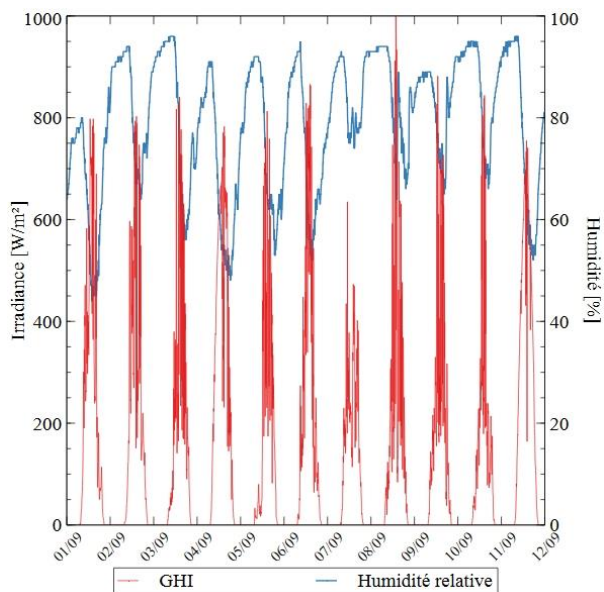


Figure 4 : Irradiance globale horizontale et humidité relative (Période estivale)

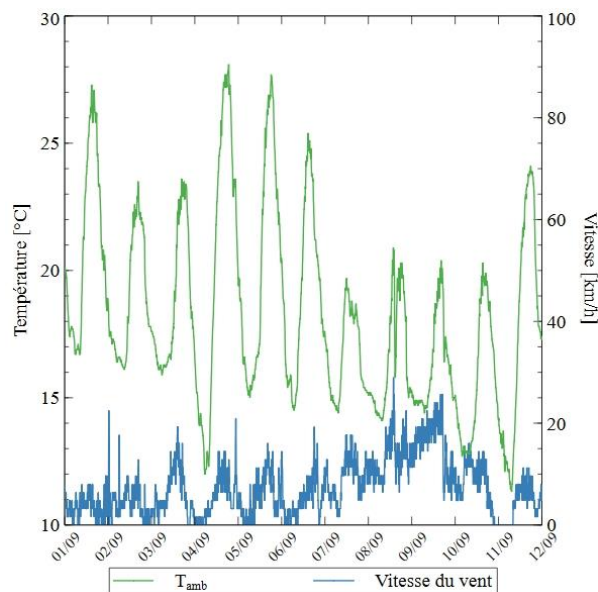


Figure 5 : Température ambiante et vitesse du vent (Période estivale)

La période présente effectivement une alternance de jours ensoleillés et nuageux. L'irradiance au zénith varie entre 450 W/m^2 et 1000 W/m^2 avec une irradiance moyenne autour de 279 W/m^2 sur l'ensemble de la période. La température ambiante est comprise entre 11°C et 28°C . La vitesse moyenne du vent est modérée et atteint une valeur maximale de 30 km/h .

Le modèle numérique calibré est alors testé dans des conditions météorologiques moins favorables. La simulation est faite du 16/02/2022 à 6h au 6/03/2022 à 6h et elle comporte des journées avec des conditions variées (Figure 6 et Figure 7). L'ensoleillement global horizontal est beaucoup plus faible comparé aux périodes précédentes avec une valeur maximale autour de 650 W/m^2 avec une moyenne sur la séquence entière de 107 W/m^2 . L'air environnant est également plus froid avec une température comprise entre -2°C et 13°C .

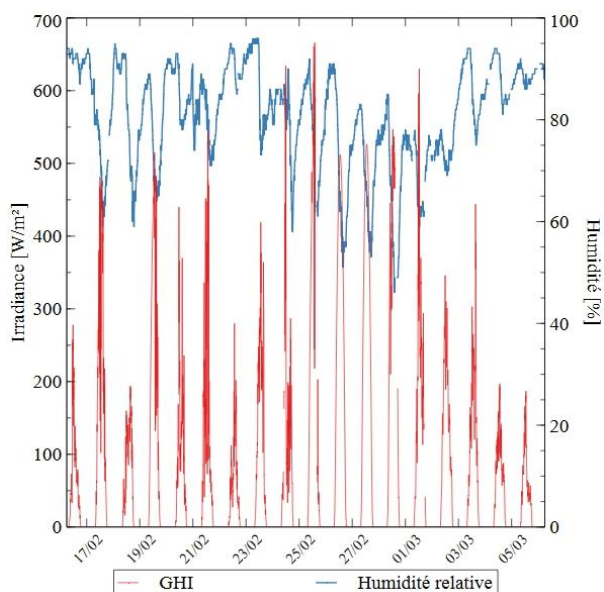


Figure 6 : Irradiance globale horizontale et humidité relative (Période hivernale)

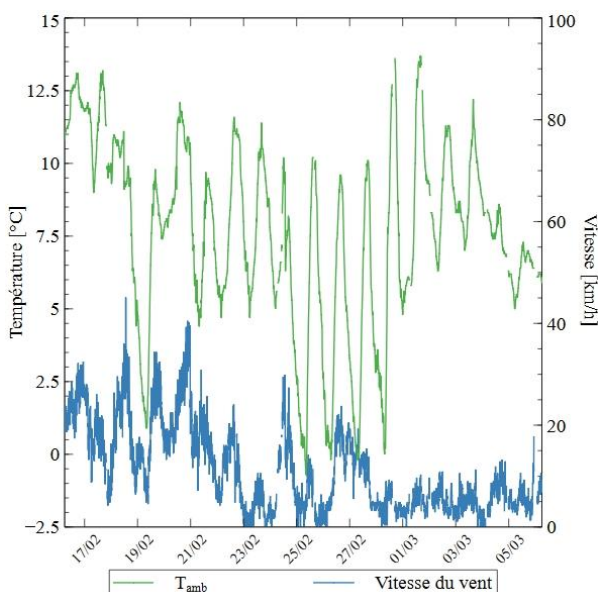
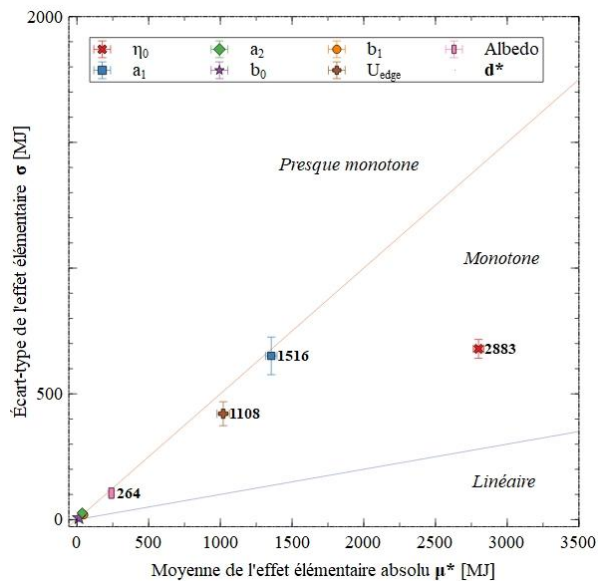


Figure 7 : Température ambiante et vitesse du vent (Période hivernale)

3.2. Analyse de sensibilité

Les indices de sensibilités obtenus grâce à la méthode de criblage de Morris sont présentés dans la Figure 8 :



	μ_j [MJ]	σ_j [MJ]
η_0	2800	679
a_1	-1355	651
a_2	37	26
b_0	14	6
b_1	47	19
U_{edge}	-1020	421
ρ	240	105

Figure 8 Indices de sensibilité de Morris

Plus un point est éloigné de l'origine, plus le coefficient associé est impactant. Pour le modèle numérique du site étudié, les trois paramètres les plus influents sont le rendement optique η_0 ($d^*=2883$ MJ), le coefficient d'efficacité de premier ordre du capteur a_1 ($d^*=1516$ MJ) et le coefficient de déperdition thermique du réservoir U_{edge} ($d^*=1108$ MJ). Les quatre autres paramètres ont une influence plus faible sur l'énergie fournie. Une moyenne des effets élémentaires μ_j positive implique une augmentation de l'énergie utile fournie et inversement.

En conclusion, l'ensemble des indices de sensibilité ciblent η_0 , a_1 et U_{edge} comme étant les paramètres les plus influents. Par conséquent, leur identification est indispensable pour améliorer la confrontation mesure/simulation. Dans cette optique, l'identification des coefficients b_0 , b_1 , et a_2 ne présente pas d'intérêt. L'albédo étant moins influent que les trois premiers et ayant de plus été mesuré expérimentalement, il est écarté du processus d'optimisation. Pour ces derniers paramètres, les valeurs utilisées dans les simulations seront les valeurs de références présentées dans le Tableau 1.

3.3. Identification des coefficients

L'optimisation donne une fonction coût (PMAE) de 2.2%. Les valeurs des coefficients identifiés sont présentées dans le Tableau 2 :

	Valeur initiale	Valeur identifiée	Unité
η_0	0.6	0.75	-
a_1	5	4.64	$\text{kJ}\cdot\text{hr}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$
U_{edge}	3.7	3.16	$\text{kJ}\cdot\text{hr}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$

Tableau 2 : Résultats de l'identification

Le triplet de coefficients se démarque des valeurs usuelles pour des capteurs à tubes sous vide. Ils sont représentatifs des performances d'un arrangement de capteur spécifique en fonctionnement et non dans le cadre d'un essai normatif.

3.4. Validation du modèle

Les paramètres identifiés permettent d'estimer les énergies journalières suivantes durant les deux séquences expérimentales (Figure 9 et Figure 10):

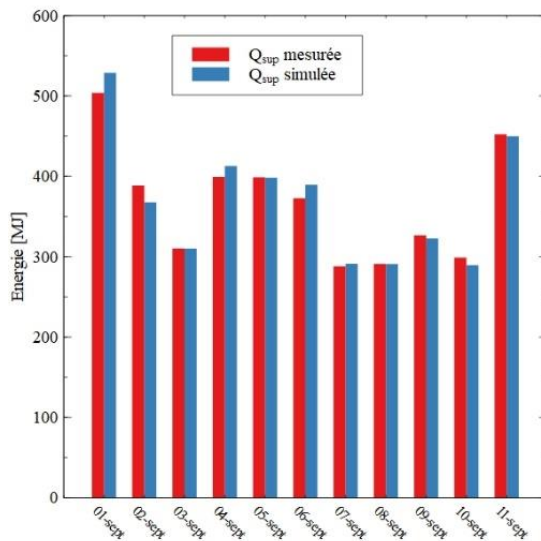


Figure 9 : Confrontation modèle/mesure (Période estivale)

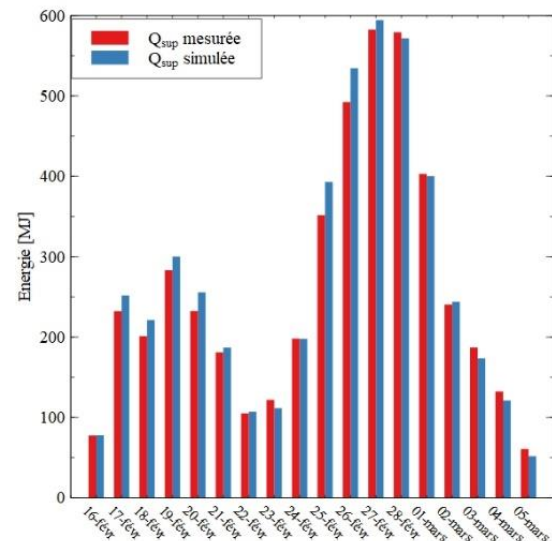


Figure 10 : Confrontation modèle/mesure (Période hivernale)

Pour les deux périodes étudiées, la confrontation simulation/expérience donne un résultat cohérent. L'erreur relative sur l'ensemble de la période estivale est de 0.5% et le PMAE est pour rappel de 2.2%. Le modèle surestime l'énergie fournie durant la période hivernale de 2.8%. La déviation moyenne entre les mesures et la simulation est de 5.8%. À noter que les valeurs absolues des erreurs en hiver et en été sont dans le même ordre de grandeur. Sur la séquence hivernale, la valeur de Q_{sup} moins élevée implique une erreur relative journalière plus importante mais n'excédant toutefois pas 15%.

4. Conclusion

Ce travail présente la démarche mise en œuvre pour valider le modèle numérique d'une installation solaire conçue pour une production biquotidienne d'eau chaude dans le cadre d'une application agricole.

Dans un premier temps une analyse de sensibilité a permis d'éliminer les paramètres ayant une influence négligeable sur l'estimation de l'énergie fournie par les capteurs solaires. Les trois paramètres retenus (η_0 , a_1 et U_{edge}) sont identifiés afin de minimiser l'erreur entre l'énergie mesurée et simulée.

Le triplet de coefficients identifiés a été utilisé pour valider le modèle durant deux séquences expérimentales. Une estivale où l'erreur relative sur l'énergie fournie est de 0.5% avec un PMAE de 2.2% et une hivernale où l'erreur n'excède pas 2.8%.

Le modèle numérique validé est un outil d'aide au dimensionnement et à l'amélioration des futures installations solaires de production d'eau chaude afin de réduire la consommation d'énergie fossile dans le secteur de l'agriculture.

Références

- [1] K.P. Sakhare, Kiran, H. Balsoriya, J.P. Kesari, Opportunities for solar thermal systems across dairy, agricultural, hotel & automobile industries, Materials Today: Proceedings. (2022) S2214785321080925. <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2021.12.353>.

- [2] J.A. Quijera, M.G. Alriols, J. Labidi, Integration of a solar thermal system in a dairy process, *Renewable Energy*. 36 (2011) 1843–1853. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2010.11.029>.
- [3] R. Právělie, C. Patriche, G. Bandoc, Spatial assessment of solar energy potential at global scale. A geographical approach, *Journal of Cleaner Production*. 209 (2019) 692–721. <https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2018.10.239>.
- [4] Y. Zhang, L. Jankovic, JEA, An Interactive Optimisation Engine for Building Energy Performance Simulation, (2017) 10.
- [5] M. Wetter, GenOpt® -- A Generic Optimization Program, (n.d.) 9.
- [6] G.L. Morrison, I. Budihardjo, M. Behnia, Measurement and simulation of flow rate in a water-in-glass evacuated tube solar water heater, *Solar Energy*. 78 (2005) 257–267. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2004.09.005>.
- [7] I. Budihardjo, G.L. Morrison, Performance of water-in-glass evacuated tube solar water heaters, *Solar Energy*. 83 (2009) 49–56. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2008.06.010>.
- [8] M.D. Morris, Factorial Sampling Plans for Preliminary Computational Experiments, *Null*. 33 (1991) 161–174. <https://doi.org/10.1080/00401706.1991.10484804>.
- [9] F. Campolongo, J. Cariboni, A. Saltelli, An effective screening design for sensitivity analysis of large models, *Environmental Modelling & Software*. 22 (2007) 1509–1518. <https://doi.org/10.1016/j.envsoft.2006.10.004>.
- [10] M. Labat, K. Attonaty, Numerical estimation and sensitivity analysis of the energy demand for six industrial buildings in France, *Journal of Building Performance Simulation*. 11 (2018) 223–240. <https://doi.org/10.1080/19401493.2017.1322637>.
- [11] H. Ben Touhami, R. Lardy, V. Barra, G. Bellocchi, Screening parameters in the Pasture Simulation model using the Morris method, *Ecological Modelling*. 266 (2013) 42–57. <https://doi.org/10.1016/j.ecolmodel.2013.07.005>.
- [12] M. Clerc, J. Kennedy, The particle swarm - explosion, stability, and convergence in a multidimensional complex space, *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*. 6 (2002) 58–73. <https://doi.org/10.1109/4235.985692>.
- [13] P. Almeida, M.J. Carvalho, R. Amorim, J.F. Mendes, V. Lopes, Dynamic testing of systems – Use of TRNSYS as an approach for parameter identification, *Solar Energy*. 104 (2014) 60–70. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2014.02.010>.

Remerciements

Ces recherches ont été effectuées dans le cadre du projet ICaRE4Farms, financé par le programme INTERREG Europe du Nord Ouest. Fengtech a conçu l'installation solaire et l'a mise à disposition pour l'étude.

Effet de l'influence de la concentration en oxygène sur la décomposition thermique et la combustion du PMMA en cône calorimètre à atmosphère contrôlée.

Rita NOHRA^{1,2}, Damien MARQUIS², Benjamin BATIOT¹, Thomas ROGAUME¹

¹ Institut Pprime (UPR 3346), CNRS, Université de Poitiers, ISAE-ENSMA, téléport 2, 86861 Futuroscope Chasseneuil cedex, France

² Laboratoire national de métrologie et d'essais, 29, avenue Roger Hennequin - 78197 Trappes Cedex

Résumé – La présente étude évalue l'influence de la sous-oxygénation sur le comportement thermique du poly-méthacrylate de méthyle acrylique (PMMA) en cône calorimètre à atmosphère contrôlée (CACC). Les essais ont été menés pour différentes concentrations d'oxygène, comprises entre 10% vol et 21% vol et pour un éclairage énergétique de 35 kW/m². L'analyse se concentre sur le comportement de la phase solide et de la phase gazeuse, considérant l'étude de la vitesse de perte de masse (MLR), du taux de dégagement de chaleur (HRR) et des températures. Les résultats montrent l'effet significatif de la concentration d'oxygène sur la combustion du matériau polymère.

Nomenclature

–	Moyenne temporelle	\dot{Q}	Taux de dégagement de chaleur, kW
<.>	Moyenne spatiale	T	Température, K
''	Par unité de surface, /m ²	X _{O₂}	Concentration d'oxygène (%vol)
\dot{m}	Vitesse de perte de masse, g/s	Z	Hauteur, mm
P	Position de la surface de l'échantillon, mm	<i>Indices</i>	
		o ₂	Concentration d'oxygène
		21	Air

1. Introduction

Le comportement au feu des matériaux solides dépend fortement de la quantité d'oxygène présente dans l'air ambiant [1]. En effet, lorsque la quantité d'oxygène n'est pas suffisante, le feu passe à un état sous-ventilé et des comportements complexes en phase gazeuse peuvent être observés. Ils affectent directement les transferts de chaleur et de masse en surface du matériau et par conséquent sa décomposition thermique et sa combustion [2][3].

Il apparaît alors que les modèles numériques actuellement utilisés en ingénierie de sécurité incendie ne permettent pas de bien tenir compte de telles situations, lesquelles ont pourtant tendance à se développer du fait par exemple de l'évolution des enveloppes bâtementaires et de leurs isolations. Pour pouvoir modéliser la réaction au feu d'un matériau en atmosphère sous-oxygénée, il faut pouvoir appréhender les réactions thermochimiques qui le régissent, les échanges thermiques aux interfaces solide-gaz, etc.

Le matériau utilisé dans cette étude est le poly-méthacrylate de méthyle acrylique (PMMA) de fait de son processus de décomposition relativement simple [4]. Plusieurs études sur le PMMA ont été menées pour comprendre le comportement de ce matériau durant sa combustion. Toutefois, peu d'études permettent de comprendre le comportement au feu des matériaux polymères (et donc du PMMA) en atmosphère viciée. Citons par exemple les travaux de Tewarson et al [3] (16.6% à 46.5% d'O₂), Santo et al [5] (18% à 20.9% d'O₂), Kacem et al [6] (21% d'O₂) ou encore de Beaulieu et al [7] (21% d'O₂). De plus, la majorité des études se sont limités à des concentrations d'oxygène comprises entre 16 et 21% bien que

le matériau puisse réagir à des concentrations plus faibles lorsqu'il est exposé à un flux radiant externe [8].

Dans ce contexte la présente étude a pour enjeu de caractériser la décomposition thermique et la combustion du PMMA pour des concentrations en dioxygène variant de 21 à 10% vol. Pour cela, une étude expérimentale est conduite en cône calorimètre à atmosphère contrôlée [9]. Outre la vitesse de perte de masse (Mass Loss Rate ou MLR en anglais) et le taux de dégagement de chaleur (Heat Release Rate ou HRR en anglais), une instrumentation spécifique a été mise en œuvre afin de caractériser les champs de température au sein des phases gazeuse et solide. Ce travail permet alors d'appréhender les effets de la sous-oxygénation sur les transferts de chaleur.

2. Approche expérimentale

2.1. Matériau étudié

Le matériau utilisé dans cette étude est le poly-méthacrylate de méthyle acrylique (PMMA) coulé transparent. Ce polymère n'est ni chargé, ni ignifugé. Sa masse volumique apparente est de 1183 kg/m^3 . La composition élémentaire de ce PMMA est inconnue, toutefois, des valeurs sont disponibles pour des produits similaires [10]. Le comportement du PMMA de la présente étude a déjà été étudié à plus grande échelle notamment par Alibert [11] et Kacem [12]. Lors des essais en cône calorimètre à atmosphère contrôlée (CCAC), les échantillons sont de dimensions $100 \times 100 \times 30 \text{ mm}^3$.

Les éprouvettes ont été conditionnées à $(23 \pm 2)^\circ\text{C}$ et avec une humidité relative de $(50 \pm 5)\%$ pendant plus de 88 heures, en respect de la norme ISO 291 [13].

2.2. Dispositif expérimental

Ces expériences ont été réalisées à l'aide du cône calorimètre à atmosphère contrôlée (CCAC) illustré sur la Figure 1, qui est une variante du cône calorimètre (CC) décrit dans la norme ISO 5660-1 [14]. Ce dispositif expérimental permet d'étudier la réaction au feu d'un matériau horizontal en faisant varier l'éclairement énergétique et les conditions environnantes. Le CCAC est constitué d'un cône radiant positionné au sommet d'une enceinte métallique permettant d'en contrôler l'atmosphère. La connexion entre le cône radiant et l'enceinte métallique est refroidie à l'eau afin de limiter l'échauffement des parois. Une cheminée de 0,6m de hauteur est placée en partie supérieure et directement sous la hotte sans y être reliée. Cette cheminée est utilisée pour limiter les phénomènes de post oxydation en sortie de cône [15]. Pour éviter le retour de l'air ambiant à contrecourant à l'intérieur de la cheminée, une restriction de 20% de diamètre est appliquée à la sortie de la cheminée. Le cône tronqué rayonnant similaire à un corps gris permet d'exposer le matériau étudié à un éclairement énergétique souhaité compris entre 10 et 75 kW/m^2 . Le dispositif est équipé d'une fenêtre d'observation. Le CCAC est équipé d'une balance de précision permettant de mesurer la perte de masse de l'échantillon durant l'essai.

L'échantillon de dimensions $100 \times 100 \times 30 \text{ mm}^3$ est recouvert d'une feuille d'aluminium sur 3 de ses faces latérales et sur la face inférieure. Un côté est laissé ouvert pour observer l'évolution temporelle de la surface au cours des essais. La feuille d'aluminium est utilisée pour limiter les diffusions gazeuses sur les côtés de l'échantillon et contrôle la taille de la surface exposée. L'échantillon est ensuite recouvert d'un cadre métallique. De fait, la surface exposée au flux de chaleur radiant provenant du cône est de $88,36 \text{ mm}^2$. Une plaque de silicate isolante est placée en face arrière de l'échantillon pour ajuster sa hauteur. La hauteur entre la

surface exposée de l'échantillon et le cône radiant est de 25mm. Une bougie d'allumage, située à 15mm au-dessus de la surface exposée de l'échantillon permet d'enflammer les gaz de décomposition lorsque la concentration des gaz atteint la valeur limite d'inflammation. Au sein du conduit d'évacuation des fumées, un anneau de prélèvement permet l'échantillonnage des gaz, lesquels sont alors conduits à des analyseurs de monoxyde de carbone, de dioxyde de carbone et d'oxygène. La mesure de ces gaz permet de calculer le taux de dégagement de chaleur par la méthode de la déplétion en dioxygène.

Dans le cas présent, la cheminée n'étant pas directement reliée à la hotte, l'air ambiant peut pénétrer dans le conduit d'évacuation, biaisant la mesure en oxygène et donc les calculs du taux de dégagement de chaleur. Pour compenser cette erreur, le taux de dégagement de chaleur est corrigé en utilisant la méthode de Werrel [16].

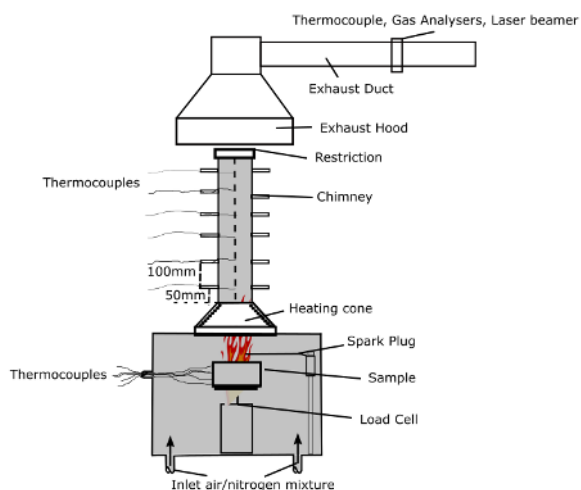


Figure 1 Le cône calorimètre à atmosphère contrôlée

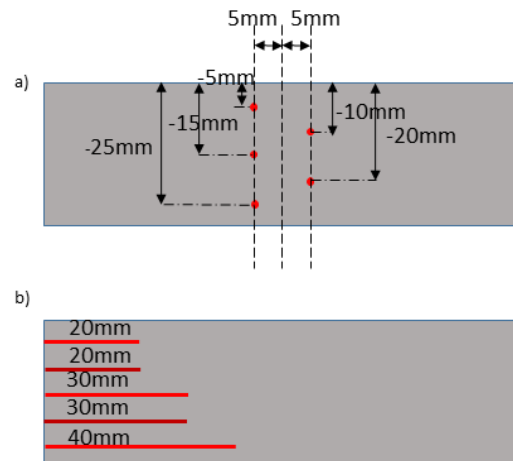


Figure 2 Disposition des thermocouples dans l'échantillon a) Vue de face et b) Vue de profil

Au cours des essais, les températures en phase gazeuse sont mesurées. La cheminée a ainsi été modifiée pour permettre l'insertion de 6 thermocouples chemisés de type K et de diamètre 0,5mm comme illustré en Figure 1. Le premier thermocouple est positionné à une hauteur de 50mm de la base de la cheminée c.à.d. à une hauteur de 155mm de la surface initiale de l'échantillon. Les autres thermocouples sont ensuite espacés de 100mm. Ils sont positionnés de sorte que la jonction chaude soit sur l'axe central de la cheminée.

En phase solide, 5 thermocouples sont introduits dans l'échantillon (Figure 2). Les thermocouples sont disposés sur 2 axes et en quiconque pour ne pas biaiser les mesures. Les thermocouples à l'intérieur de l'échantillon de PMMA sont également de type K et de 0,5mm de diamètre.

2.3. Protocole expérimental et conditions d'essai

Pendant le test, le débit d'extraction de la hotte est réglé à (24 ± 2) l/s. Les essais sont réalisés sous un débit de gaz vecteur constant de 160 l/min. Le temps initial correspond à l'instant t_0 où l'échantillon est exposé au cône radiant. La période d'échantillonnage est fixée à 1s. L'acquisition est réalisée durant l'intégralité de la combustion et est stoppé plusieurs minutes après l'extinction de la combustion. Les essais sont effectués à des concentrations d'oxygène constantes : 10%, 11%, 12%, 15% et 21% vol et un éclaircissement énergétique de 35 kW/m².

3. Résultats

3.1. Comportement sous air (21% d'O₂)

Cette section présente les résultats obtenus lors des essais sous air pour un éclairage énergétique de 35 kW/m². Les figures 3 et 4 présentent respectivement l'évolution de la vitesse de perte de masse \dot{m} , du taux de dégagement de chaleur par unité de surface \dot{Q}'' et des températures en phase gazeuse au cours des essais.

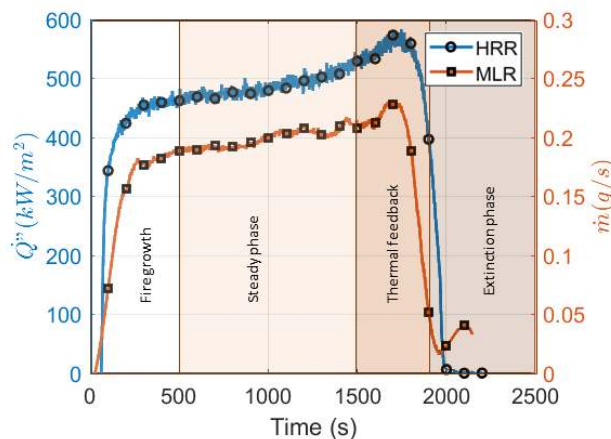


Figure 3 Evolution temporelle de HRR et MLR sous 21% d'O₂

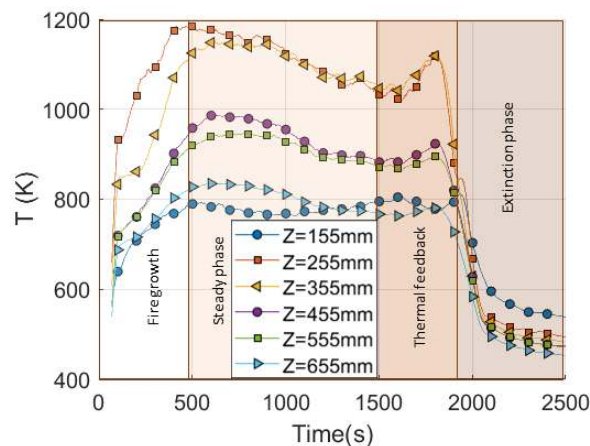


Figure 4 Evolution temporelle des températures en phase gazeuse sous 21% d'O₂

La décomposition thermique du PMMA est classiquement décrite par quatre étapes majeures illustrées sur la Figure 3. Quelques instants après son exposition au flux de chaleur, l'échantillon s'enflamme. Très rapidement, la flamme se développe sur l'intégralité de la surface (entre 0 et 500s). On peut observer que le HRR et la MLR augmentent brutalement jusqu'à atteindre un point d'inflexion. Cette phase est suivie d'une période stationnaire (entre 500 et 1500s) où la vitesse de décomposition thermique reste quasi stable tout comme la structure de la flamme. Cette phase délimite l'intervalle de temps dans lequel toutes les moyennes temporelles de cette étude sont calculées. Cette étape est suivie, en fin d'essai, d'une rétroaction thermique (thermal feedback) qui se traduit par un pic de MLR et de HRR (entre 1500 et 1900s). Elle est induite par la plaque en silicate isolante positionnée sur la partie inférieure qui chauffe par retour thermique l'échantillon du fait de sa faible épaisseur résiduelle. Ce comportement thermique est décrit dans différentes études et est discuté plus en détail dans la référence [15].

Suivant le même principe que le HRR et la MLR, les températures en phase gazeuse (Figure 4) augmentent très rapidement pendant la phase de croissance jusqu'à atteindre un maximum aux alentours de 500s. A partir de cet instant les températures tendent progressivement à diminuer pendant la phase stationnaire entre 500 et 1500s. Les températures des gaz augmentent à nouveau lors de l'étape de rétroaction thermique (comprise entre 1500 et 1900s) puis diminuent finalement avec l'extinction. Ces résultats démontrent que les températures des gaz suivent globalement un comportement similaire à celui du HRR.

La température la plus élevée est atteinte à 255 mm au-dessus de la surface du spécimen et diminue plus haut dans la cheminée. L'analyse des températures ne permet pas de déterminer avec justesse la hauteur de la flamme à l'intérieur de la cheminée. Cependant, étant donné que les deux températures de gaz les plus élevées se situent à une hauteur comprise entre 255 mm et 355 mm du spécimen, on peut supposer qu'il s'agit de la partie persistante de la flamme. La

flamme devient intermittente au-delà de cette hauteur. Il convient de souligner que la température du gaz la plus élevée est de (1121 ± 87) K. Cette valeur est très proche des valeurs rapportées par *Alibert et al* [17] (1087 ± 20) K, *Kacem* [6] (1100) K et *Beaulieu et al* [7] (1184 ± 100) K pour des flammes de PMMA transparent.

La Figure 5 représente la position P de la surface de l'échantillon de PMMA durant l'essai. Elle a été obtenue par post-traitement d'image sous Matlab 2019. La figure montre que la surface de régression est quasi-linéaire entre 0 et 1000s. A partir de 1000s, le traitement vidéo ne permet plus l'analyse de la position de la surface.

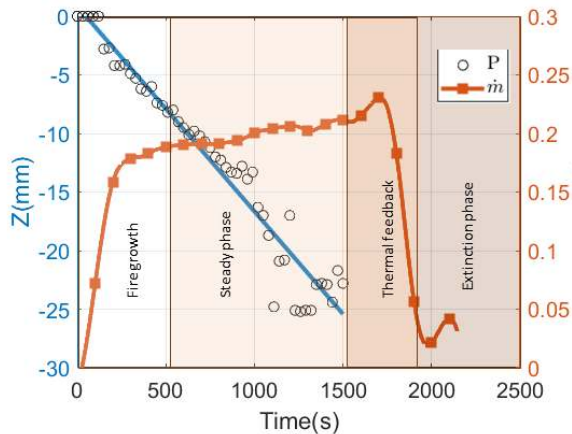


Figure 5 Evolution de la position de la surface de l'échantillon de PMMA

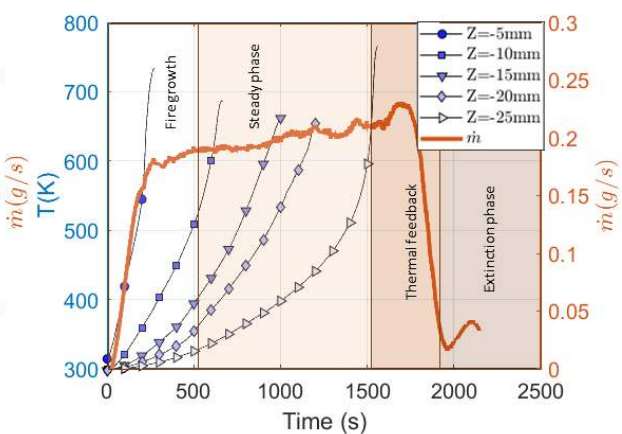


Figure 6 Evolution temporelle des températures en zone solide sous 21% d' O_2

La Figure 6 montre l'évolution temporelle des températures à l'intérieur de l'échantillon durant l'essai. Les températures ne sont plus représentées sur la figure lorsque le thermocouple sort du matériau. Les courbes de vitesse de perte de masse sont reportées pour situer les résultats en fonction de l'avancement de la décomposition thermique. Cette représentation permet d'observer l'échauffement du matériau durant l'essai. Compte tenu des caractéristiques optiques du PMMA (coefficient d'extinction) et des longueurs d'onde du rayonnement du cône radiant, *Boulet et al* [19] montre que l'échauffement du PMMA transparent en profondeur n'est pas uniquement conductif mais également radiatif. Les parts des 2 composantes, difficiles à évaluer expérimentalement, évoluent au cours du temps en profondeur. En fonction de la position du thermocouple l'échauffement est différent pour chaque épaisseur, la température augmente brutalement au cours du temps lorsque la surface du solide se rapproche du thermocouple.

A partir de ces mesures, le Tableau 1 synthétise les moyennes temporelles sous air du taux de dégagement de chaleur \bar{Q}''_{21} , de la perte de masse \bar{m}_{21} et la moyenne spatiale et temporelle de la température en phase gazeuse $\langle \bar{T}_{21} \rangle$. Ces valeurs sont utilisées dans le calcul des ratios de la partie 3.2.

\bar{Q}''_{21} (kW/m ²)	\bar{m}_{21} (g/s)	$\langle \bar{T}_{21} \rangle$ (K)
522	0,2092	932

Tableau 1 Valeurs moyennes du HRR, MLR et des températures lors de essais à 21%

3.2. Comportement sous atmosphère viciée

Dans cette section, le comportement du PMMA sous atmosphère appauvrie en oxygène est étudié. Les essais ont été réalisés avec un éclairage énergétique de 35 kW/m^2 et sous les concentrations d'oxygène suivantes : 10%, 11%, 12%, 15% et 21%vol. Dans cette section les

résultats sont présentés sous forme de ratio d'une variable entre la valeur à une concentration d'oxygène donné et le résultat sous air. Cette approche permet de bien visualiser l'influence de l'oxygène sur la variable étudiée. Suivant cette approche, la Figure 7 représente les ratios de différentes variables en fonction de la concentration d'oxygène. L'analyse est réalisée à la fois sur le taux de dégagement de chaleur $\bar{Q}''_{O_2}/\bar{Q}''_{21}$ (Figure 7.a), la vitesse de perte de masse $\bar{m}_{O_2}/\bar{m}_{21}$ (Figure 7.b), la moyenne spatiale des températures en phase gazeuse $\langle \bar{T}_{O_2} \rangle / \langle \bar{T}_{21} \rangle$ (Figure 7.c) et la vitesse d'échauffement en phase solide β_{O_2}/β_{21} (Figure 7.d). La vitesse d'échauffement est obtenue en dérivant les températures par rapport au temps. Elle est moyennée sur la période de temps où le thermocouple se trouve dans le matériau. On rappelle que l'ensemble des autres valeurs est moyenné sur la plage de temps de la partie stationnaire.

La Figure 7.a, 7.b et 7.c montre que l'évolution des différents ratios évolue en fonction de la concentration en dioxygène. Deux comportements distincts peuvent être observés sur le régime de combustion du PMMA se traduisant par une rupture de pente aux alentours de 12%. Le premier régime peut être défini sur une plage entre 21 et 12vol% en oxygène et un second entre 12 et 10%. Ce comportement a été observé par *Marquis et al* [8] sur un PMMA noir. Jusqu'à une concentration d'oxygène de 12%, la combustion du matériau se produit avec une flamme de diffusion en surface de l'éprouvette. En dessous de 12%, l'oxygène se rapproche de la limite d'inflammation, une transition du régime de combustion est alors observée. Ainsi la combustion se déroule avec une flamme qui se produit au sein de la cheminée. En dessous de 10%, aucune inflammation n'est observée, le niveau d'oxygène est en dessous de la limite d'inflammabilité. *Marquis et al* [8] ont démontré que le comportement de la phase solide jusqu'à 0% reste similaire à celui observé à 10%.

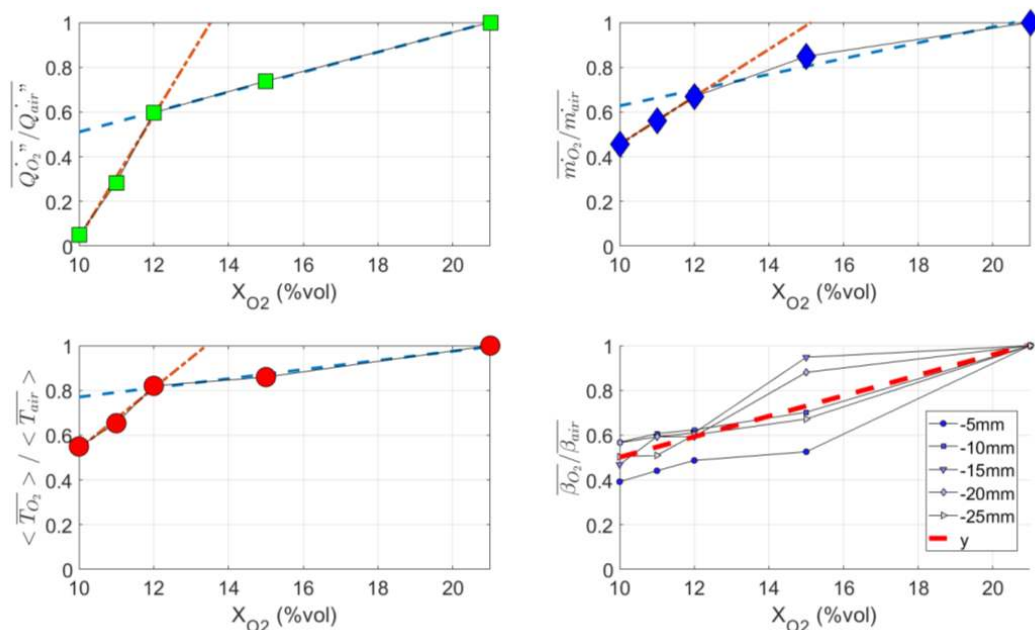


Figure 7 Influence de la concentration d'O₂ sur les ratios de a) HRR, b) MLR, c) températures en phase gazeuse et d) Vitesse d'échauffement

La Figure 7.a montre que le HRR libéré pendant la combustion est maximum à 21% et diminue avec les niveaux d'oxygène. Les réactions homogènes en phase gazeuse tendent à diminuer, ce qui impacte directement l'énergie dégagée par la flamme et la densité de flux reçue en surface de l'échantillon. Il en résulte une réduction de la vitesse de décomposition thermique du PMMA [19].

Tout comme le HRR, la Figure 7.b montre que la MLR est maximale pour une concentration d'O₂ de 21% puis, elle diminue avec les niveaux d'oxygène. A partir de 12%

l'apport de la flamme sur la décomposition du matériau diminue jusqu'à devenir totalement nulle à 10%. A cette concentration, la décomposition du matériau est liée uniquement à l'éclairement du cône radiant. Les réactions homogènes sont très limitées (HRR quasi nulle) et les températures mesurées en phase gazeuses sont fortement affectée par le rayonnement du conduit métallique.

La Figure 7.c montre l'évolution du ratio des températures moyennes en fonction du niveau d'oxygène. Comme le HRR et la MLR, elles sont maximales à 21% et diminuent avec les niveaux d'oxygène.

Enfin, la Figure 7.d montre l'évolution du ratio des vitesses d'échauffement en fonction du niveau d'oxygène à des différentes hauteurs dans le matériau. Elle est maximale à 21% et diminue avec l'oxygène. Un seul modèle linéaire peut être utilisé ici pour décrire le comportement sur toute la plage d'oxygène indépendamment de l'épaisseur. Contrairement aux autres variables, la rupture de pente liée à un changement de régime est difficile à détecter.

En supposant une linéarité sur les plages concernées, il est possible de déterminer des modèles simples sous la forme $y=ax+b$ avec y un ratio et x la concentration en oxygène pour décrire le comportement du MLR, du HRR, de la température des gaz ou de la température en phase solide en connaissant le comportement sous atmosphère normale. Les coefficients a et b alors obtenus sont présentés dans le Tableau 2.

		$\bar{Q}''_{O_2}/\bar{Q}''_{21}$	$\bar{m}_{O_2}/\bar{m}_{21}$	$\langle \bar{T}_{O_2} \rangle / \langle \bar{T}_{21} \rangle$	β_{O_2}/β_{21}
21%-12%	a	0,0446	0,0352	0,0275	0,0458
	b	0,0638	0,275	0,425	0,043
12%-10%	a	0,274	0,106	0,125	0,0458
	b	-2,702	-0,606	-0,729	0,043

Tableau 2 Coefficients a et b des droites représentant les deux régimes de combustions

4. Conclusion

Des essais ont été menés en CCAC pour déterminer l'influence de la concentration d'oxygène sur les températures en phases gazeuse et solide obtenues lors de la combustion d'un échantillon de PMMA. L'étude a montré que la plus faible température de gaz se trouve la plus proche de l'échantillon. A partir de 255mm où la température est la plus élevée, les températures des gaz diminuent avec la hauteur dans la cheminée. La température maximale observée est en accord avec les valeurs rapportées par la littérature. Il a été observé que la concentration d'oxygène a un effet important sur les paramètres de combustion du PMMA, notamment le régime de combustion, le HRR, la MLR et les températures en phases solide et gazeuse. La flamme migre dans le conduit en diminuant la concentration d'oxygène. Le HRR, la MLR ainsi que les températures diminuent avec la concentration d'oxygène. Un modèle a été proposé pour décrire le comportement des différentes variables en fonction de la concentration d'oxygène. Les essais futurs serviront à évaluer l'influence de l'éclairement énergétique.

Références

- [1] D. Marquis, F. Hermouet, E. Guillaume, Effects of reduced oxygen environment on the reaction to fire of a poly (urethane-isocyanurate) foam. *Fire Mater*, 41-3 (2017), 245-274.

- [2] A. Tewarson, F.H. Jiang, T. Morikawa, Ventilation controlled combustion of polymers, *Combust. Flame*, 95 (1993), 151-169.
- [3] A. Tewarson, J.L. Lee, R.F. Pion, The influence of oxygen concentration on fuel parameters for fire modeling, *Symp (Int) Comb*, 18 (1981), 563–570.
- [4] A. Bhargava, P. Van Hees, B. Andersson, Pyrolysis modeling of PVC and PMMA using a distributed reactivity model, *Polym. Degrad. Stab*, 129 (2016), 199-211.
- [5] G. Santo, F. Tamanini, Influence of oxygen depletion on the radiative properties of PMMA flames, *Symp (Int) Comb*, 18 (1981), 619–631.
- [6] A. Kacem, M. Mense, Y. Pizzo, G. Boyer, S. Suard, P. Boulet, G. Parent, B. Porterie, A fully coupled fluid/solid model for open air combustion of horizontally-oriented PMMA samples, *Combust. Flame*, 170 (2016), 135–147.
- [7] P.A. Beaulieu, N.A. Dembsey, Effect of oxygen on flame heat flux in horizontal and vertical orientations, *Fire Saf. J*, 43 (2008), 410–428.
- [8] D. Marquis, E. Guillaume, A. Camillo, *Effects of oxygen availability on the combustion behaviour of materials in a controlled atmosphere cone calorimeter*, Proc. Symp (Int) Fire Saf. Sci., 11 (2014), 138-151.
- [9] V. Babrauskas, W.H. Twilley, M. Janssens, S. Yusa, A cone calorimeter for controlled atmosphere studies, *Fire Mater*, 16 (1992), 37-43
- [10] J. Luche, Jocelyn, T. Rogaume, F. Richard et al. Characterization of thermal properties and analysis of combustion behaviour of PMMA in a cone calorimeter. *Fire Saf. J.*, 46-7 (2011), 451-461.
- [11] D. Alibert, *Effet de la sous-oxygénation sur les paramètres de combustion*, Thèse de doctorat, (Aix-Marseille, 2017).
- [12] A. Kacem, *Modélisation numérique de la pyrolyse en atmosphères normalement oxygénée et sous-oxygénée*, Thèse de doctorat, (Aix-Marseille, 2016).
- [13] ISO 291, Plastics—standard atmospheres for conditioning and testing, ISC: 83.080.01, (2005), <http://www.iso.org>
- [14] ISO 5660-1. Reaction-to-fire tests—heat release, smoke production and mass loss rate—part 1: heat release rate (cone calorimeter method), (2002), <http://www.iso.org>
- [15] D. Marquis, E. Guillaume, D. Lesenechal, Accuracy (trueness and precision) of cone calorimeter tests with and without a vitiated air enclosure. *Procedia Eng.*, 62 (2013), 103-119.
- [16] M. Werrel, J.H. Deubel, S. Krüger, *et al*, The calculation of the heat release rate by oxygen consumption in a controlled-atmosphere cone calorimeter, *Fire Mater*, 38-2 (2014), 204-226.
- [17] D. Alibert, M. Coutin, M. Mense, Effect of oxygen concentration on the combustion of horizontally-oriented slabs of PMMA, *Fire Saf. J.*, 91 (2017), 182-190.
- [18] P. Boulet, J. Gerardin, Z. Acem *et al*. Optical and radiative properties of clear PMMA samples exposed to a radiant heat flux, *Int. J. Therm. Sci.*, 82 (2014),1-8.
- [19] F. Hermouet, *Développement d'une approche innovante de modélisation de la cinétique de décomposition thermique des matériaux solides en espaces confinés sous-ventilés. Application aux incendies en tunnel*, Thèse de doctorat, (Poitiers, 2015).

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'ANRT pour le financement de la thèse dans le cadre de laquelle se présente ce papier.

Effect of human hair on thermal conductivity of mortars

Hussein NASREDINE¹, Thouraya SALEM^{1,2*}, Othman OMIKRINE-MTEALSSI¹,
Teddy FEN-CHONG¹

¹Univ Gustave Eiffel, Cerema, UMR MCD
77454 Marne-la-Vallée, France

²ESITC-Paris

79 avenue Aristide Briand, 94110 Arcueil, France

*(Corresponding author: salem@esitc-paris.fr)

Abstract - This study aims to examine the potential for using Human Hair Fibers (HHF) to adjust the thermal properties of indoor spaces: HHF has a thermal conductivity of roughly $0.037 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, making it a good thermal insulator. This study examines the effect of 0% to 8% HHF by weight of cement on the compressive strength, open porosity, and thermal conductivity of mortars. It was found that the addition of HHF results in a decrease in thermal conductivity and compressive strength with an increase in porosity. Adding 8% HHF allows to obtain a lightweight mortar with 37% less thermal conductivity than the reference mortar at 28 days.

1. Introduction

The European market offers a wide range of thermal insulation materials [1]. Approximately 60% of the market is dominated by mineral and inorganic fibrous materials such as glass and stone wool, 30% by organic foamy materials (expanded polystyrene, extruded polystyrene, and polyurethane). In comparison, 10% are comprised of combined materials (wool-wool, gypsum-foam) and new technologies like nano cellular foams and transparent materials [2]. As a result, bio-based building materials are becoming increasingly relevant since they have very low or even positive environmental impacts (renewable resources, CO₂ storage, greenhouse gas emissions reduction, etc.) [3], [4]. Additionally, some of these materials have already been well established on the building market for many decades and possess excellent multi-physical properties (heat insulation, sound absorption, transmission loss) [5], [6].

Although thermal insulations are environmentally friendly, they are energy-intensive to produce and use non-renewable materials. Reducing the energy consumption of buildings is one of the most important challenges of the 20th century, especially considering climate change, fossil resource scarcity, and global energy demand [1]. Thus, sustainable thermal insulation materials derived from renewable resources and industrial waste are becoming increasingly popular. The first use of human hair fibers in concrete was in India, Pakistan, Syria, and other countries [7]. Several articles were written about the mechanical properties of concrete reinforced with HHF [8], but none discussed the thermal and microstructural properties of mortar reinforced with HHF. The effect of HHF introduction at different rates on the mechanical, porosity, and thermal properties of mortars was thus studied here.

2. Materials and methods

2.1. Materials

For mortar preparation, cement, water, and sand are used. CEM I 52.5 N CE CP2 NF Portland cement, normalized sand with a particle size between 0.08 and 2 mm and a density of 1713 kg/m³ were used. There is a sand/cement mixture ratio of 3 and a water/cement mixture of 0.5. In the study, hair fibers predominantly measured 2 cm in length, representing the practical availability of hair clippings from a specific establishment (Fig. 1). Utilizing Scanning Electron Microscopy (SEM) analysis, the fibers' average diameter was determined to be 70 micrometers. The aspect ratio, a critical parameter for assessing reinforcement potential in mortars, was calculated to be approximately 286 based on the fibers' average length and diameter. HHF are incorporated as an additive to mortars (by weight of cement) in varying percentages, such as 0%, 1%, 1.5%, 2%, 2.5%, 3%, 4%, and 8%.



Fig. 1: Human hair fibers

2.2. Mixing design and specimen preparation

The formulation of mortar mixes follows the NF EN 196-1 standard protocol. First, HH fibers, cement, and water are mixed at a low speed (140 rpm) for 30 seconds. After that, the mix is sanded at a low speed for 30 seconds. It is then mixed for 30 seconds at high speed (285 rpm). In the final step, the components are mixed at high speed for 1 minute after scraping the mould for 90 seconds. Mortar cubes of 40x40x160mm size were fabricated to examine the compressive strength, the thermal conductivity and the open porosity.

2.3. Characterization methods

2.3.1. Mechanical characterization

The mortar specimens were tested for compressive strength at day 7 and 28 using CONTROLS PILOT4 C300KN. The loading speed for compression is 2400 N/s and 50 N/s according to NF P 18-455.

2.3.2. Dry density and porosity

Mortars density was calculated from dry sample mass and sample size measurements. Additionally, mercury injection is used to determine open porosity and pore size distribution. Measurement of mortar porosity is carried out using the Micrometrics Autopore IV 9520 Porosimeter. The penetrometer is filled with low-pressure mercury after removing all air (0.1 MPa). As the pressure increases, the mercury is able to reach smaller pores. After that, samples are placed in a hydraulic fluid under high pressure (up to 414 MPa).

2.3.3. Thermal conductivity

Thermal conductivity measurements were conducted using the Hot Disk probe. In this method, a Kapton sensor is used as a source of heat and temperature sensors. Most often, the probe is sandwiched between two identical samples. Prior to the experiment, the following parameters must be optimized: probe size, experiment duration, sample size, and probe power [9]. For each hair percentage, the sensor was placed between the mortars and three values were taken. Hair fibers of a specified apparent density were placed in between the probe, and a series of measurements were subsequently conducted to ascertain their thermal conductivity, in both a compacted and uncompact state.

3. Results and discussion

3.1.1. Compressive strength

The results of the compressive tests are plotted in Fig. 2. Each point represents the average of three tests. As compared to the reference mortar, mortar reinforced with HH fibers had a much lower compressive strength. A compressive strength of 36.4 MP, 29.1 MPa and 14.9 MPa (day 28) can be achieved for 0%, 1% and 8% HHF. The addition of 8% HHF reduces compressive strength by 49%. A decrease in mechanical strength can be attributed to an increase in porosity caused by the incorporation of HHF particles into the matrix and poor HHF adhesion to the matrix. Aspect ratio, fiber content, and fiber treatment influence the mechanical properties of mortars [10]. It has also been observed that a high concentration of human hair in mortars causes balling and lumping of fibers, which would adversely affect the mechanical properties of the studied mortars. The compressive strength of mortars is reduced when HH fibers are added, but the materials produced have enough mechanical strength to be used in structural applications, for example, prefabricated blocks for load bearing walls with improved thermal insulation properties [9].

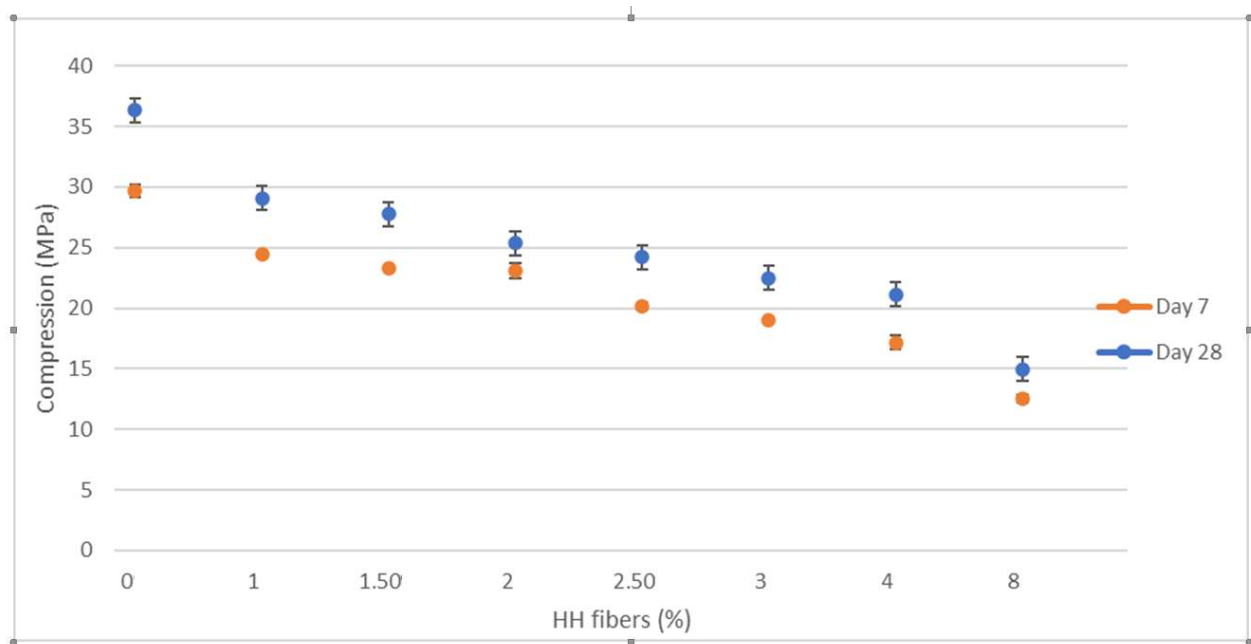


Fig. 2: The influence of adding HHF on the Compressive strength

3.1.2. Porosity

As can be seen in Fig. 3, pores range in diameter between 3.6 nm and 429 μm . Furthermore, the pores increased in areas with pores between 100 nm and 10 μm and greater than 10 μm with the addition of hair fibers. The porosity of all mortars varied between 14.1 % and 23.2% when 8% HHF was added. The analysis reveals that the mortar exhibits a considerable number of macropores and large capillaries, which potentially contribute to reduced thermal conductivity. However, the presence of such pores in mortars is unfavorable, as it adversely impacts their mechanical strength. The primary cause for this reduction in mechanical properties is the presence of macropores, resulting from the addition of human hair fibers (HHF) to the cement paste and the transition zones formed between the cement paste and fibers. Consequently, it is crucial to balance thermal conductivity reduction and maintain adequate mechanical strength in mortars to achieve optimal performance. This can be attained by selecting suitable materials and adjusting mixing proportions during the mortar preparation process. Several studies have reported findings counter to the positive influence of fibers on the microstructural properties of mortars and concrete. For instance, Gencil et al. (2011) discovered that fiber addition could increase porosity and subsequently decrease mechanical strength [11]. Similarly, Yan et al. (2016) noted that incorporating bamboo fibers resulted in a compressive strength decrease of approximately 10% to 15% due to increased porosity [12]. Researchers have ascribed these trends to factors such as fiber-matrix compatibility issues, increased porosity, and the hydrophilic nature of natural fibers, leading to weaker interfaces between fibers and the mortar matrix [13]–[15].

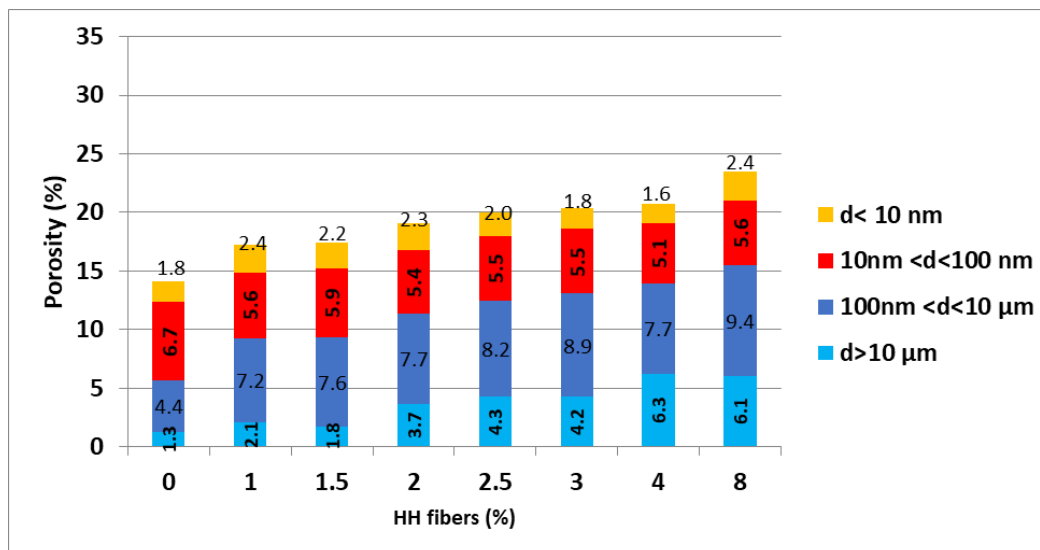


Fig. 3 : Variation of the pores volume of mortars in different pore range

3.1.3. Thermal conductivity and density

Table 1 shows the thermal conductivity of mortars with different amounts of HH fibers. The results showed that the thermal conductivity of the mortars with HHF ($1.72\text{--}1.2\text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) was lower than the reference mix ($1.89\text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). Thermal conductivity decreased by approximately 37% when adding 8% HH fibers. There is a direct correlation between thermal conductivity and density of bio-aggregate based building materials, as well as with formulation factors (binder, aggregates, and binder-aggregate ratios) and water content [16]. Therefore, the decreasing thermal conductivity values mainly resulted from the HH fibers used in mortars, which had a porous structure and low thermal conductivity ($0.037\text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). It should be noted that the mentioned thermal conductivity value was measured at an apparent density of $506 \pm 9\text{ kg/m}^3$ (with compaction). The low thermal conductivity of HH fibers is a key factor in reducing the overall thermal conductivity of the mortars. This is because the porous nature of HH fibers hinders the transfer of heat through the material, resulting in a decreased rate of thermal energy transmission. It can also be observed that the thermal conductivity results follow the same trend as the bulk density results, which indicates that the thermal conductivity decreases as mortar bulk density decreases. The thermal conductivity of the mortars with HH fibers mixes was consequently found to be reduced from 1.72 to $1.20\text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ with the corresponding bulk density of $2101\text{--}1945\text{ kg/m}^3$.

Table 1 : Properties of produced HHF mortars

HH fibers (%)	Density ($\text{Kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	Thermal Conductivity ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	Compressive Strength (MPa)	Porosity (%)
0	2211 ± 1.1	1.89 ± 0.1	36.4 ± 2.3	14.11 ± 0.5
1	2101 ± 0.2	1.72 ± 0.1	29.1 ± 3.7	17.23 ± 0.2
1.5	2090 ± 0.3	1.63 ± 0.1	27.8 ± 2.9	17.44 ± 0.1
2	2068 ± 0.2	1.57 ± 0.1	25.3 ± 5.5	19.05 ± 0.1

2.5	2063 ± 0.2	1.52 ± 0.1	24.2 ± 3.8	20.01 ± 2.6
3	2045 ± 0.1	1.47 ± 0.1	22.5 ± 1.1	20.40 ± 1.3
4	2020 ± 0.1	1.41 ± 0.1	21.1 ± 5.2	20.71 ± 0.8
8	1945 ± 0.2	1.20 ± 0.1	14.9 ± 2.3	23.46 ± 1.3

4. Conclusion and perspectives

This study evaluated cement-based mortars containing HH fiber wastes' thermal, microstructural, and mechanical properties. It is possible to achieve a good balance between the thermal and mechanical performances of mortars by using HH fibers at an optimum content. Furthermore, the addition of HH fibers decreased the thermal conductivity of the composites studied by up to 37% when 8% HH fibers were added to mortars. Based on these experimental results, the following conclusions were drawn:

- The compressive and bending strength were consistent with the density and porosity, indicating that adding more HH fiber will decrease its mechanical strength.
- When HH fibers are added, the MIP tests reveal pores larger than 10 μm . Therefore, MIP results showed a gradual increase in porosity with HH fiber addition.
- Human hair fiber reinforcement improves the insulation properties of mortar by reducing thermal conductivity. The results reveal that 8 wt% HHF with a thermal conductivity of $1.2 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ allows to obtain good thermal insulation with sufficient mechanical strength of some structural applications.

The promising outcomes of the study suggest the need for additional research into the recycling of human hair for use in cementitious materials. Future investigations should consider several factors, such as the HHF treatment, including washing and drying before incorporation into mortar, or the use of superplasticizer to improve their dispersion, mortar flowability, and fiber/binder adhesion. Another aspect to explore is the impact of varying lengths of HHF on the mechanical strength of the material. The hygroscopic properties of HHF mortars should also be examined, as well as their environmental impact through a life cycle analysis. The incorporation of human hair waste-based mortars in construction practices presents a promising avenue for enhancing insulation in buildings while simultaneously mitigating the environmental impact associated with human hair waste.

References

- [1] K. Walbrück, L. Drewler, S. Witzleben, and D. Stephan, "Factors influencing thermal conductivity and compressive strength of natural fiber-reinforced geopolymer foams," *Open Ceram.*, vol. 5, p. 100065, Mar. 2021, doi: 10.1016/j.oceram.2021.100065.
- [2] F. Ardente, M. Beccali, M. Cellura, and M. Mistretta, "Building energy performance: A LCA case study of kenaf-fibres insulation board," *Energy Build.*, vol. 40, no. 1, pp. 1–10, Jan. 2008, doi: 10.1016/j.enbuild.2006.12.009.
- [3] M. Pervaiz and M. M. Sain, "Carbon storage potential in natural fiber composites," *Resour. Conserv. Recycl.*, vol. 39, no. 4, pp. 325–340, Nov. 2003, doi: 10.1016/S0921-3449(02)00173-8.

- [4] K. Ip and A. Miller, “Life cycle greenhouse gas emissions of hemp–lime wall constructions in the UK,” *Resour. Conserv. Recycl.*, vol. 69, pp. 1–9, Dec. 2012, doi: 10.1016/j.resconrec.2012.09.001.
- [5] L. Arnaud and E. Gourlay, “Experimental study of parameters influencing mechanical properties of hemp concretes,” *Constr. Build. Mater.*, vol. 28, no. 1, pp. 50–56, Mar. 2012, doi: 10.1016/j.conbuildmat.2011.07.052.
- [6] N. Mati-Baouche *et al.*, “Mechanical, thermal and acoustical characterizations of an insulating bio-based composite made from sunflower stalks particles and chitosan,” *Ind. Crops Prod.*, vol. 58, pp. 244–250, Jul. 2014, doi: 10.1016/j.indcrop.2014.04.022.
- [7] V. M. Nila, K. J. Raijan, S. Anthony, M. Riya Babu, and N. Rose Davis, “Human hair as fibre reinforcement in concrete: an alternative method of hair waste management and its applications in civil constructions.” <https://1library.net/document/q5mevg7y-human-reinforcement-concrete-alternative-method-management-applications-constructions.html>
- [8] A. Rai, S. Bhandari, and S. Chandrawanshi, “AN EXPERIMENTAL STUDY ON MECHANICAL PROPERTIES OF HUMAN HAIR FIBRE REINFORCED CONCRETE (M30 Grade).” <https://www.jetir.org/view?paper=JETIR1907P54>
- [9] T. Salem, M. Fois, O. Omikrine-Metalssi, R. Manuel, and T. Fen-Chong, “Thermal and mechanical performances of cement-based mortars reinforced with vegetable synthetic sponge wastes and silica fume,” *Constr. Build. Mater.*, vol. 264, p. 120213, Dec. 2020, doi: 10.1016/j.conbuildmat.2020.120213.
- [10] K. Walbrück, L. Drewler, S. Witzleben, and D. Stephan, “Factors influencing thermal conductivity and compressive strength of natural fiber-reinforced geopolymer foams,” *Open Ceram.*, vol. 5, p. 100065, Mar. 2021, doi: 10.1016/j.oceram.2021.100065.
- [11] O. Gencil, C. Özel, W. Brostow, and G. Martinez-Barrera, “Mechanical properties of self-compacting concrete reinforced with polypropylene fibres,” *Mater. Res. Innov.*, vol. 15, pp. 216–225, Jun. 2011, doi: 10.1179/143307511X13018917925900.
- [12] L. Yan, B. Kasal, and L. Huang, “A review of recent research on the use of cellulosic fibres, their fibre fabric reinforced cementitious, geo-polymer and polymer composites in civil engineering,” *Compos. Part B Eng.*, vol. 92, pp. 94–132, May 2016, doi: 10.1016/j.compositesb.2016.02.002.
- [13] X. Li, L. Tabil, and S. Panigrahi, “Chemical Treatments of Natural Fiber for Use in Natural Fiber-Reinforced Composites: A Review,” *J. Polym. Environ.*, vol. 15, pp. 25–33, Feb. 2007, doi: 10.1007/s10924-006-0042-3.
- [14] G. Ramakrishna and S. Thirumalai, “Impact strength of a few natural fibre reinforced cement mortar slabs: A comparative study,” *Cem. Concr. Compos.*, vol. 27, pp. 547–553, May 2005, doi: 10.1016/j.cemconcomp.2004.09.006.
- [15] F. Silva and R. Toledo Filho, “Tensile behavior of high performance natural (sisal) fibers,” *Compos. Sci. Technol.*, pp. 3438–3443, May 2013, doi: 10.1016/j.compscitech.2008.10.001.
- [16] S. Amziane and F. Collet, Eds., *Bio-aggregates Based Building Materials: State-of-the-Art Report of the RILEM Technical Committee 236-BBM*, vol. 23. in RILEM State-of-the-Art Reports, vol. 23. Dordrecht: Springer Netherlands, 2017. doi: 10.1007/978-94-024-1031-0.

Condensation sur des surfaces lisses et nano-texturées : application à la collecte d'eau de rosée

Maxence THOREY^{1*}, Frédéric FILAINE¹, Anne MONGRUEL², Daniel BEYSENS^{2,3}, Laurent ROYON¹

¹Laboratoire Interdisciplinaire des Energies de Demain.
Université Paris cité, UMR 8236CNRS – Paris 75013. France

²Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes.

CNRS - ESPCI Paris – PSL University. Sorbonne Université. Sorbonne Paris Cité – Paris 75005. France

³OPUR Organisation Pour l'Utilisation de la Rosée.

2 rue Verderet – Paris 75016. France

*(auteur correspondant : maxence.thorey@etu.u-paris.fr)

Résumé - L'eau de rosée, source alternative ou complémentaire d'eau potable, présente l'avantage de se condenser la nuit sans apport d'énergie sur des surfaces en échange radiatif avec le ciel. Les rendements de la collecte d'eau de rosée sont fortement influencés par les conditions météorologiques, mais aussi par les propriétés physiques et morphologiques des substrats utilisés. Le refroidissement radiatif est en effet dépendant des propriétés émissives d'un matériau. Les propriétés de mouillage conditionnent de plus le régime de condensation de l'eau qui peut être sous forme de gouttes ou de film. Cette étude propose d'observer l'influence de ces paramètres sur des surfaces modèles à base de silicium modifiées par nano-texturation (Black Silicon) dans un dispositif expérimental innovant reproduisant en laboratoire le refroidissement radiatif.

Nomenclature

k	coefficient de convection, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	σ	constante de Stefan, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$
C_p	capacité thermique massique, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	φ	flux thermique, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
h	épaisseur du film équivalent, mm		
L_v	chaleur latente de vaporisation, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
m	masse, kg	<i>amb</i>	ambient
P_v	Pression de vapeur, Pa	<i>cond</i>	conductif
S	surface de contact d'une goutte, m^2	<i>rad</i>	radiatif
T	température, K	<i>s</i>	substrat
		<i>sup</i>	supérieur
		<i>inf</i>	inférieur
<i>Symboles grecs</i>		<i>r</i>	rosée
γ	constante psychrométrique	<i>capt</i>	capteur
ε	émissivité	<i>mes</i>	mesurée
θ	angle de contact statique, °	<i>cal</i>	calculée
λ	longueur d'onde, nm		

1. Introduction

La distribution de la luminance spectrale de l'atmosphère présente des pics d'émission correspondants aux différents composants de l'atmosphère tels que le CO_2 , H_2O , ou O_3 [1], [2]. L'atmosphère n'émet que peu de rayonnement dans la plage de longueurs d'ondes de l'infrarouge comprise en 8 et 13 μm , appelée la fenêtre atmosphérique. Un corps émissif qui échange de l'énergie par rayonnement avec l'atmosphère va donc se retrouver en déficit radiatif et, lorsque l'équilibre thermique sera atteint, sa température sera moins élevée que la température ambiante. Si la température du corps descend au-dessous de la température du point de rosée, alors l'eau présente à l'état de vapeur se condense sur la surface pour former la rosée naturelle.

La température du point de rosée T_r dépend uniquement de la température T_{amb} de l'air ambiant et de son humidité relative (HR) [3], [4] selon l'équation (1).

$$T_r = \frac{c \left[\ln\left(\frac{HR}{100}\right) + \frac{bT_{amb}}{c + T_{amb}} \right]}{b - \ln\left(\frac{HR}{100}\right) + \frac{bT_{amb}}{c + T_{amb}}} \quad (1)$$

Avec b et c deux constantes respectivement égales à $b = 17.625 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ et $c = 243.04 \text{ }^\circ\text{C}$.

La différence de température entre l'air ambiant et la surface de condensation entraîne un gradient de pression partielle en vapeur d'eau et donc une diffusion de la vapeur d'eau vers la surface froide. Si l'on considère que toute la vapeur d'eau qui diffuse vers la surface froide subit une transformation de l'état de vapeur vers l'état liquide, le taux de condensation n'est alors limité que par la diffusion des molécules à travers une couche limite de concentration. Ceci s'exprime par l'équation 2 [1]:

$$\frac{dh}{dt} = \frac{k}{\gamma L_v} [P_v(T_{amb}) - P_v(T_s)] \quad (2)$$

Où h est le volume d'eau condensé par unité de surface. k est le coefficient de convection thermique, γ est la constante psychrométrique qui relie les pressions de vapeur et de saturation aux températures sèches et humides, L_v est la chaleur latente de vaporisation. P_v est la pression de vapeur correspondant à la température ambiante T_{amb} et à la température de la surface T_s . L'équation (2) utilise le fait que les couches limites de diffusion des molécules et de la chaleur sont égales par suite de l'égalité inhabituelle du coefficient de diffusion massique avec la diffusivité thermique ($24 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

La collecte d'eau de rosée représente un enjeu important dans des zones arides où les populations ont un accès difficile à l'eau. Il est possible de récupérer plus d'eau de rosée que d'eau de pluie dans certaines régions et à certaines périodes de l'année [5]. Les rendements maximaux des dispositifs existants sont aux alentours de $0.4\text{-}0.5 \text{ L/m}^2/\text{ nuit}$ de rosée alors que le rendement théorique maximal est d'environ $1 \text{ L/m}^2/\text{ nuit}$ de rosée [1].

L'objectif de cette étude est de développer un dispositif expérimental permettant de reproduire en laboratoire la formation de la rosée par un échange radiatif entre une surface et une source froide. Par rapport au prototype proposé en [6], plusieurs améliorations sont implémentées. Tout d'abord, les dimensions du dispositif ont été augmentées significativement d'un facteur 5 à 10. De plus, l'utilisation de l'enceinte climatique permet un contrôle des paramètres T_{amb} et RH plus précis. Cet article présente une caractérisation de la variation de l'intensité du refroidissement radiatif en fonction de l'aire de la surface rayonnante de la source froide et de l'émissivité des substrats.

2. Dispositif expérimental et matériaux

Le dispositif expérimental permettant le refroidissement d'un échantillon par échange radiatif avec de la glace carbonique est décrit par la figure 1. Le dispositif est installé dans une chambre climatique Memmert HPP 750 eco (A) qui permet de réguler l'air intérieur en température ($5\text{-}70 \text{ }^\circ\text{C}$) et en humidité relative (RH, $10\text{-}90\%$). Les conditions expérimentales étudiées sont $T_{enceinte} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ et $RH = 85\%$. La chambre radiative (F) et le compartiment à glace carbonique (L) sont séparés par un double vitrage en polypropylène (J) dont la fonction est d'empêcher les échanges thermiques par déplacement de matière tout en assurant une très

bonne transmission du rayonnement infrarouge (IR). La température de sublimation de la glace carbonique est de 195 K et son émissivité est $\varepsilon_{\text{carboglance}} = 0.95$. D'après la loi de Stefan-Boltzmann, la glace carbonique rayonne une quantité d'énergie moins importante qu'une surface de même émissivité à température ambiante. En revanche sa forte émissivité permet l'absorption du rayonnement provenant de l'échantillon d'après la loi du rayonnement de Kirchhoff.

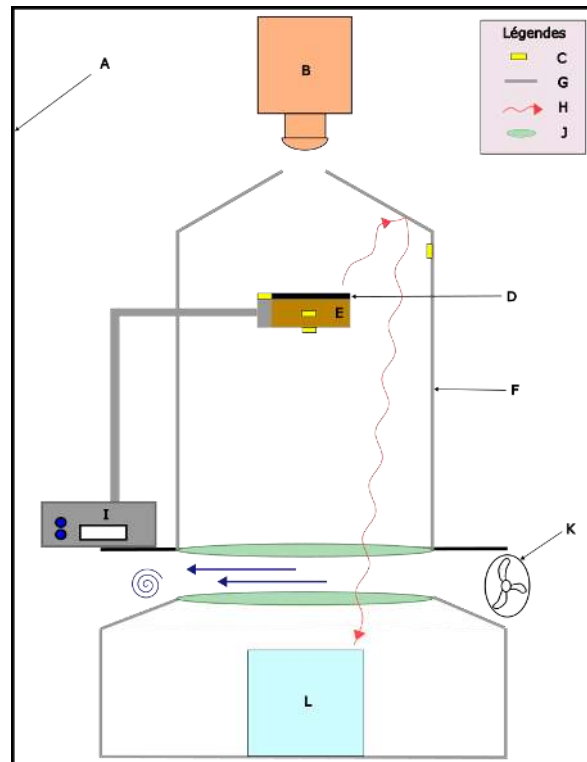


Figure 1 : schéma du dispositif expérimental. A : enceinte climatique. B : caméra infra-rouge. C : thermo-fluxmètres. D : échantillon. E : isolant polyuréthane. F : chambre radiative. G : parois en aluminium. H : représentation de l'échange radiatif. I : balance. J : film de polypropylène. K : ventilation. L : glace carbonique.

Deux réservoirs de glace carbonique sont utilisés afin de faire varier le déficit radiatif, un petit réservoir de dimensions $15 \times 15 \text{ cm}^2$ et un grand réservoir de dimensions $28 \times 28 \text{ cm}^2$. Les parois de la chambre radiative sont en aluminium (G) dont la propriété est de réfléchir le rayonnement IR, augmentant l'échange radiatif entre l'échantillon et la glace carbonique. Un système de ventilation (K) est mis en place entre les deux films de polypropylène afin d'y éviter la condensation d'eau dont la conséquence serait d'absorber et réémettre les radiation IR et donc d'inhiber les échanges radiatifs. Un échantillon (D) est placé sur un porte-échantillon composé d'un isolant en polyuréthane (E) qui repose sur une balance (I). Une caméra thermographique (B) permet la visualisation de la nucléation et de la croissance des gouttes sur l'échantillon. Des thermo-fluxmètres (C) sont disposés sur les parois de l'enceinte, ainsi que sur le porte-échantillon. Les dispositifs (B), (C), et (I) permettent l'acquisition de données tout le long de l'expérience.

2.1. Matériaux

Les surfaces étudiées sont des wafers de Silicium (Si) de dimensions $6 \times 6 \times 0.025 \text{ cm}^3$ ($L \cdot l \cdot h$) et de conductivité thermique égale à $148 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, dont on fait varier l'émissivité par traitement plasma. Le traitement a pour conséquence de nano-structurer la surface en y formant des pics dont la hauteur est d'environ $1 \mu\text{m}$. Cette texturation de surface a un impact sur les

propriétés radiatives du substrat et augmente son absorptivité. Le matériau obtenu par cette texturation du silicium est appelé Black Silicon (BSi) en référence à sa très grande absorptivité proche de 1 [7], [8]. Une très forte propriété d'absorption du matériau implique donc une très forte propriété d'émission et va donc permettre un refroidissement radiatif plus efficace. Dans le cadre de nos expérimentations, nous considérons les émissivités totales $\varepsilon_{Si} = 0.7$ et $\varepsilon_{BSi} = 0.95$. Il est à noter, cependant, que dès que la condensation commence, l'émissivité de l'eau (0.95-0.98) [9] dans la fenêtre atmosphérique va rapidement dominer l'émissivité du substrat sec.

2.2. Taux de condensation

Le taux de condensation est défini comme l'évolution du volume d'eau condensée par unité de surface et est exprimé en L/m²/h ou mm/h. Expérimentalement, le taux de condensation est obtenu par trois méthodes différentes à partir des mesures fournies par les thermo-fluxmètres (B), la balance (C) et la caméra IR (I) présentés sur la figure 1.

2.2.1. Mesure de flux de chaleur

Des thermo-fluxmètres sont positionnés à divers emplacements du dispositif expérimental, et sont reliés à des systèmes d'acquisitions continues. Les capteurs 1 et 2 sont situés sur les parois de la chambre radiative et renseignent sur la température ambiante T_{amb} (fig.3). Cette mesure dont la précision est de 0.1°C est plus adéquate que la valeur de consigne de l'enceinte climatique. Les thermo-fluxmètre 6 et 7 sont positionnés à côté de la surface, sur la partie supérieure du porte-échantillon (fig.3). Le capteur 7 mesure uniquement le flux radiatif net du capteur tandis que le capteur 8 mesure le flux global qui est la somme du flux radiatif et du flux convectif. La différence entre les deux valeurs enregistrées renseigne donc sur le flux convectif φ_{conv} . À partir de ces deux capteurs, il est possible de déterminer la valeur du flux radiatif incident $\varphi_{rad,sup}$ ainsi que le coefficient de convection k_{sup} sur le porte-échantillon. Les capteurs 4 et 5 (fig.3), identiques aux capteurs 6 et 7, sont placés sous le porte-échantillon et donnent accès au flux radiatif net incident sous le porte échantillon, $\varphi_{rad,inf}$. La figure 2 montre les valeurs des flux radiatifs nets $\varphi_{rad,sup}$ et $\varphi_{rad,inf}$. Le déficit est environ 2 fois plus conséquent sous le porte-échantillon ce qui est cohérent car la face inférieure du porte-échantillon est située en face de la glace carbonique. De plus, on observe que le flux global sur le porte-échantillon est plus important que le flux radiatif net seul, car le flux convectif apporte de l'énergie au capteur, la température ambiante étant supérieure à celle du capteur. Il est à noter que ces capteurs ne sont pas en contact direct avec l'isolant ce qui implique qu'ils soient moins refroidis que le substrat utilisé. Cela permet d'éviter qu'il y ait de la condensation sur les capteurs. Le capteur 3 (fig.3) est situé au centre de l'isolant. Il permet de mesurer la valeur du flux conductif φ_{cond} transmis par l'isolant au substrat. Un thermo-fluxmètre 8 placé sous l'échantillon (fig. 3) permet de mesurer la température de l'échantillon, T_s (supposée uniforme dans l'épaisseur de l'échantillon).

La température T_s de l'échantillon peut être calculée à chaque instant grâce à l'équation (3) :

$$mC_p \frac{dT_s}{dt} = \varepsilon(\varphi_{rad,sup} - \sigma T_s^4) + \varphi_{conv,sup} + \varphi_{cond} \quad (3)$$

Ici m est la masse de l'échantillon et C_p est sa capacité calorifique massique. Le taux de condensation peut par la suite être calculé à partir de l'équation (2). Il est à noter que l'équation (3) introduit une approximation. Nous considérons que l'émissivité totale est égale à

l'absorptivité totale du substrat ce qui implique que l'émissivité spectrale de notre échantillon soit constante. En effet, le flux radiatif reçu par l'échantillon est composé d'un rayonnement dans l'infra-rouge lointain dont la source est la glace carbonique. Le rayonnement émis et le rayonnement reçu par le substrat diffèrent donc par leur domaine spectral. La comparaison entre le calcul de la température de l'échantillon (équation 3) et la mesure du thermo-fluxmètre 8 est présentée sur la figure 3, l'écart moyen est de 0.3 °C.

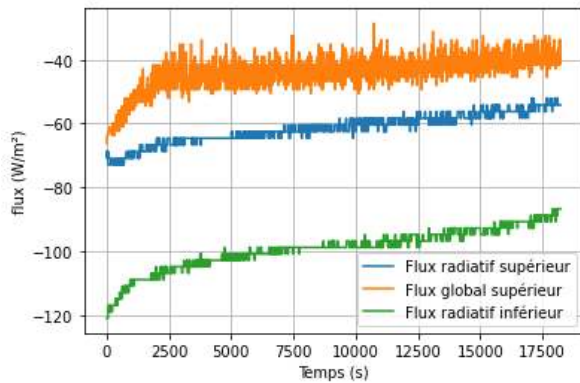


Figure 2 : Flux de chaleur radiatifs et globaux mesurés sur et sous le porte-échantillon.

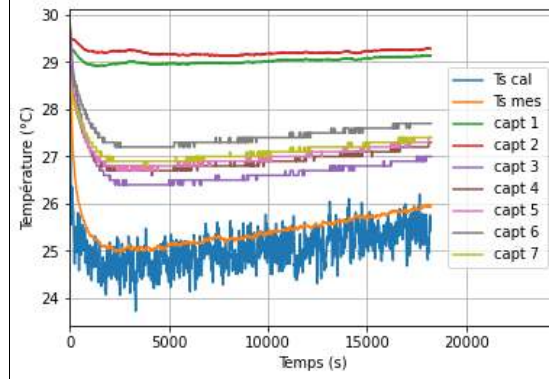


Figure 3 : Evolution des températures mesurées et calculées dans la chambre radiative.

2.2.2. Mesure de masse

La mesure la plus directe du taux de condensation est fournie par la balance sur laquelle repose le porte-échantillon. La balance enregistre une variation de masse qui correspond à la nucléation et à la croissance des gouttes d'eau sur l'échantillon, mais aussi sur les parois du porte-échantillon. La condensation sur les parois du porte-échantillon est diminuée par le fait que les surfaces sont en aluminium, et donc peu émissives. La condensation sur les thermo-fluxmètres survient de manière plus fréquente. Elle est identifiable grâce aux valeurs acquises par les capteurs car l'énergie transmise par la condensation de l'eau perturbe la mesure des différents flux.

2.2.3. Visualisation des gouttes

L'acquisition d'images par caméra thermique permet la visualisation de la croissance des gouttes sur les surfaces lisses (fig. 4). Il est à noter que le gradient de température (fig. 4 et 5) n'est pas une mesure physique réelle mais un effet induit par l'utilisation de bague-allonges qui réduisent le rayonnement capté par la caméra thermique. De plus, l'échelle mesurant la densité de flux énergétique rayonnée par le substrat n'est pas la même entre les figures 4 et 5. Une analyse des images renseigne sur la surface S couverte par chaque goutte. Dans le cas d'une goutte ayant la forme d'une calotte sphérique, le volume est calculé à partir de S connaissant l'angle de contact θ de la goutte sur le substrat, à l'aide de l'équation (4) [10], [11] :

$$V = \frac{S^{3/2}}{\sqrt{\pi}} * \frac{2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta}{3\sin^3\theta} \quad (4)$$

L'évolution du volume d'eau sur les différentes images s'avère par conséquent être une nouvelle mesure du taux de condensation de la surface. L'angle de contact statique d'une goutte d'eau sur les différentes surfaces a été caractérisé avec un goniomètre Kruss DSA 25S. Sur le BSi, une goutte déposée est dans un état Cassie-Baxter. En revanche, la condensation de l'eau

sur le BSi se fait sous forme de film (état Wenzel, fig. 5) car les nucléi d'eau sont suffisamment petits pour se former au fond des interstices du BSi [12]. La nucléation hétérogène de l'eau dans les interstices est privilégiée lorsque la surface est chimiquement hydrophile, ce qui est le cas pour le Silicium. Dans le cas du BSi, la détermination du volume d'eau condensé à partir des images de thermographie IR n'est donc pas possible.

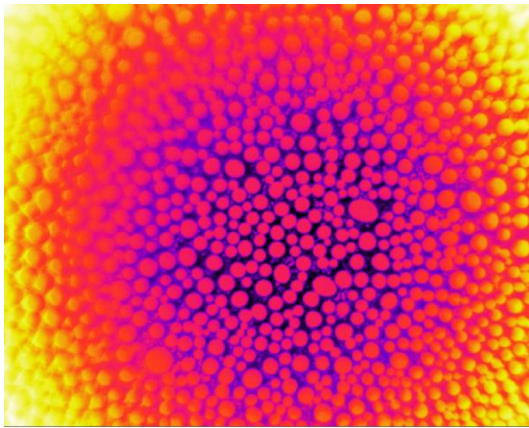


Figure 4 : Visualisation par thermographie IR, condensation en gouttes sur du Si.

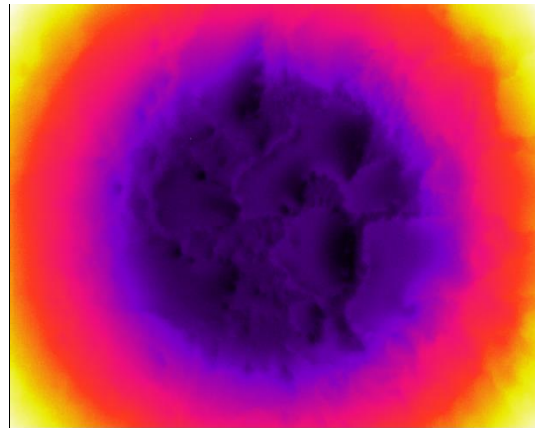


Figure 5 : Visualisation par thermographie IR, condensation en film sur du BSi.

3. Résultats

Nous présentons ici les résultats obtenus lors des expériences menées dans la chambre radiative. Il est à noter que les taux de condensation obtenus par l'analyse des flux ne sont pas renseignés lorsque la température du substrat T_s est proche du point de rosée T_r car les incertitudes sont trop importantes.

3.1. Influence de la source froide

Une première expérience consiste à comparer les taux de condensation sur un échantillon donné (Si) en faisant varier la taille de la cuve de glace carbonique (fig. 6). On observe que le flux radiatif incident sur la surface $\varphi_{rad,sup}$ est compris entre 400 et 415 W/m² avec la petite cuve (15×15 cm²) et vaut entre 355 et 365 W/m² avec la grande cuve (28×28 cm²). On observe que la température du substrat est plus faible avec la grande cuve et que le taux de condensation mesuré par la balance est significativement plus grand.

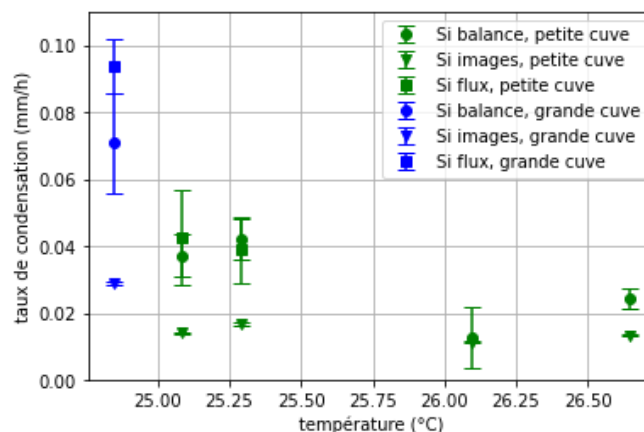


Figure 6 : Taux de condensation mesuré par les méthodes (2.2.1), (2.2.2) et (2.2.3) : influence de la surface de la source froide.

Bien que l'analyse d'images indique des taux de condensation inférieurs à ceux obtenus soit par la balance, soit par les flux, les résultats sont tout de même cohérents. Les images provenant du centre de la surface ne tiennent en effet pas compte des gouttes sur les bords. Or il s'avère que le taux de condensation n'est pas homogène sur la surface [13], la croissance des gouttes étant plus importante sur les bords. Les gouttes de bord peuvent capter les molécules d'eau sur un plus grand angle solide que sur la surface, où elles sont en compétition. Cette compétition conduit à un gradient de concentration dirigé uniquement perpendiculairement à la surface. On constate cependant une différence significative du taux de condensation pour les différentes tailles de cuve. Le taux de condensation mesuré par analyse d'images pour les expériences avec la petite cuve est en effet compris entre 0.11 et 0.17 mm/h alors que celui de la grande cuve est de 0.29 mm/h.

3.2. Effet de l'émissivité du substrat

Une seconde expérience consiste à comparer deux surfaces d'émissivité différentes, Si et BSi (fig.7). Les différences de température entre Si et BSi ne semblent pas significatives par rapport aux incertitudes de mesure car les valeurs ne semblent pas avoir une incidence importante sur le taux de condensation mesuré par la balance. Cette observation corrobore le fait que l'émissivité d'un substrat mouillé est dominée par l'émissivité de l'eau [9]. On remarque par ailleurs que, comme prévu, les taux de condensation augmentent lorsque la température diminue sur un même substrat.

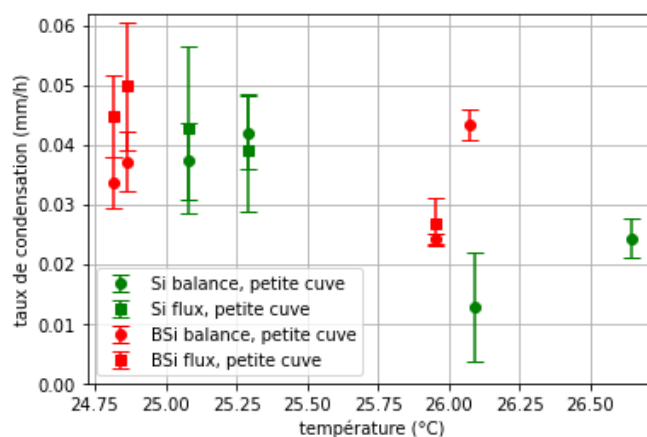


Figure 7 : Comparaison des taux de condensation mesurés sur du Si et du BSi en fonction de la température de la surface.

Il est à noter que les variations des déficits radiatifs ne sont pas équivalentes entre (3.1) et (3.2). On considère comme référence les échantillons Si refroidis par la petite cuve à une température moyenne de 25.75°C. L'utilisation de la grande cuve (3.1) induit une augmentation du déficit radiatif de 33 W/m². En revanche, la variation d'émissivité entre Si et BSi (3.2) induit une augmentation du déficit radiatif de 12.5 W/m², et cette valeur diminue lorsque l'eau se condense et fait varier l'émissivité effective de la surface. Cela explique que les taux de condensation mesurés soient significativement plus importants lors de l'expérience (3.1). On remarque enfin que pour toutes les manipulations faites sur du Si et du BSi, lorsque la différence entre T_s et T_{amb} est suffisamment grande, les taux de condensation mesurés par les flux et par la balance sont cohérents, compte-tenu des barres d'erreur. Ceci valide donc l'utilisation du modèle de croissance des gouttes par diffusion des molécules d'eau à travers la couche limite de concentration.

4. Conclusion

Dans le cadre de l'étude de nouveaux matériaux pour la condensation de l'eau de rosée, la chambre radiative s'avère un dispositif expérimental adapté et efficace pour reproduire en laboratoire les conditions de refroidissement radiatif observées pour la rosée naturelle. Avec ce dispositif, un refroidissement du substrat de quelques °C est obtenu, ce qui permet, dans un air humide, la condensation de l'eau. Deux expérimentations ont permis de faire varier l'intensité du refroidissement radiatif : tout d'abord en modifiant la surface rayonnante de la source froide (glace carbonique), et ensuite en modifiant les propriétés émissives du substrat. Dans ce dernier cas, on observe comme prévu que l'eau domine l'émissivité du substrat mouillé par la condensation. Les taux de condensation obtenus par trois méthodes différentes (pesée, flux, taille des gouttes) se sont avérés être cohérents, démontrant la robustesse des méthodes de traitement des données.

Références

- [1] D. Beysens, *Dew Water*, River Publishers. Gistrup, 2018.
- [2] B. Zhao, M. Hu, X. Ao, N. Chen, et G. Pei, « Radiative cooling: A review of fundamentals, materials, applications, and prospects », *Appl. Energy*, vol. 236, p. 489-513, févr. 2019, doi: 10.1016/j.apenergy.2018.12.018.
- [3] P. Berdahl, M. Martin, et F. Sakka, « Thermal performance of radiative cooling panels », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 26, n° 6, p. 871-880, juin 1983, doi: 10.1016/S0017-9310(83)80111-2.
- [4] A. Dimoudi et A. Androustopoulos, « The cooling performance of a radiator based roof component », *Sol. Energy*, vol. 80, n° 8, p. 1039-1047, août 2006, doi: 10.1016/j.solener.2005.06.017.
- [5] M. Tomaszkiwicz, M. Abou Najm, D. Beysens, I. Alameddine, E. Bou Zeid, et M. El-Fadel, « Projected climate change impacts upon dew yield in the Mediterranean basin », *Sci. Total Environ.*, vol. 566-567, p. 1339-1348, oct. 2016, doi: 10.1016/j.scitotenv.2016.05.195.
- [6] J. Trosseille, A. Mongruel, L. Royon, et D. Beysens, « Radiative cooling for dew condensation », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 172, p. 121160, juin 2021, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121160.
- [7] K. N. Nguyen, P. Basset, et F. Marty, « On the optical and morphological properties of microstructured Black Silicon obtained by cryogenic-enhanced plasma reactive ion etching », *J Appl Phys*, p. 9, 2013.
- [8] X. Liu *et al.*, « Tailoring silicon for dew water harvesting panels », *iScience*, vol. 24, n° 7, p. 102814, juill. 2021, doi: 10.1016/j.isci.2021.102814.
- [9] J. Trosseille, A. Mongruel, L. Royon, et D. Beysens, « Effective substrate emissivity during dew water condensation », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 183, p. 122078, févr. 2022, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.122078.
- [10] J. Trosseille, « Refroidissement radiatif et texturation de surface pour condenseurs de rosée à haut rendement. », p. 208.
- [11] R. D. Narhe, M. D. Khandkar, P. B. Shelke, A. V. Limaye, et D. A. Beysens, « Condensation-induced jumping water drops », *Phys. Rev. E*, vol. 80, n° 3, p. 031604, sept. 2009, doi: 10.1103/PhysRevE.80.031604.
- [12] K. K. Varanasi, M. Hsu, N. Bhate, W. Yang, et T. Deng, « Spatial control in the heterogeneous nucleation of water », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, n° 9, p. 094101, août 2009, doi: 10.1063/1.3200951.
- [13] M.-G. Medici, A. Mongruel, L. Royon, et D. Beysens, « Edge effects on water droplet condensation », *Phys. Rev. E*, vol. 90, n° 6, p. 062403, déc. 2014, doi: 10.1103/PhysRevE.90.062403.

Remerciements

Nous remercions Tarik Bourouina, Elyes Nefzaoui et Frédéric Marty (laboratoire ESYCOM, ESIEE Paris) pour la fabrication des surfaces de black silicium. Ce travail a été réalisé avec le support de l'ANR METAWATER (ANR-20-CE08-0023).

Thème 6

Transferts en milieux hétérogènes

Conception d'un outillage de mise en œuvre des composites à haute dynamique thermique via l'utilisation de structures lattices	629
Caractérisation et performances thermiques des fibres de <i>Furcraea Foetida</i> et d'ananas en tant que matériau isolant en vrac	639
Analyses tomographiques de câbles supraconducteurs en conduit pour les réacteurs de fusion nucléaire : de l'image à la propriété physique	647
Production d'eau purifiée par évaporation solaire à partir de structures 3D imprégnées de charbon actif : étude numérique du système	655
Caractérisation thermo-hydraulique de câbles en conduit de bobines supraconductrices de tokamaks	663
Etude d'une méthode de chauffage rapide de pile à combustible PEM pour une application transport	671
Etude du stockage/déstockage cyclique de l'énergie thermique par Matériaux à Changement de Phase dans une enceinte rectangulaire	679
Analyse numérique de l'effet de l'intensification des transferts thermiques par extension de surface sur les cinétiques de fusion/solidification d'un MCP dans un échangeur-stockeur tube-calandre	687
Caractérisation thermique de la cire d'abeille et des matériaux à changement de phase biosourcés (Bio-MCP)	695
Numerical and experimental investigation of a phase-change material embedded in a confined space and subjected to a magnetic field	703

Conception d'un outillage de mise en œuvre des composites à haute dynamique thermique via l'utilisation de structures lattices

Matthis BALTHAZAR^{1,2,*}, Nicolas BAUDIN², Denis EDELIN^{2,3}, Sébastien GUEROULT¹, Vincent SOBOTKA²

¹ Institut de Recherche Technologique Jules Verne, 44 340 Bouguenais, France

² Nantes Université, Laboratoire de Thermique et Énergie de Nantes UMR CNRS 6607, 44 300 Nantes, France

³ ICAM Ouest, 44 470 Carquefou, France

*(auteur correspondant : matthis.balthazar@etu.univ-nantes.fr)

Résumé - La gestion de la thermique lors des processus de mise en forme de pièces composites étant un point clé de la qualité finale de la pièce produite, il est primordial de maîtriser dans l'espace et dans le temps le champ de température à la surface de l'outillage. L'utilisation d'un milieu poreux, ici des structures lattices dans lesquelles un fluide va circuler permet d'améliorer et de maîtriser spatialement les échanges thermiques. Cet article vise à évaluer l'influence de la géométrie de la structure lattice sur les échanges thermiques et la perte de charge, qui sont deux points déterminants dans les outillages de mise en forme de composites.

Nomenclature

A	surface, m^2	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
c_p	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	φ	porosité
d	diamètre, m	ϕ	flux de chaleur, W
L	longueur, m	<i>Indices et exposants</i>	
P	pression, Pa	<i>avg</i>	moyenne
\dot{q}	densité de flux thermique, $W.m^{-2}$	b	brin
T	température, K	c	contact
v	vitesse, $m.s^{-1}$	<i>ifps</i>	interface fluide / plaque supérieure
V	volume, m^3	<i>ilps</i>	interface lattice / plaque supérieure
y^+	distance à la paroi adimensionnelle	<i>in</i>	entrée
<i>Symboles grecs</i>		<i>max</i>	maximum
η	proportion	<i>out</i>	sortie
Θ	indice de dépendance au maillage	<i>st</i>	surface de travail
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$		
μ	viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$		

1. Introduction

L'utilisation des matériaux composites ne cesse d'augmenter, en particulier dans l'industrie du transport. La mise en forme de ces pièces est un réel enjeu car les propriétés de celles-ci dépendent de nombreux paramètres, dont un est essentiel : la gestion de la thermique lors du cycle de fabrication. L'apport et l'évacuation de la chaleur dans la pièce doivent donc être maîtrisés afin de garantir la qualité de la pièce et une cadence de fabrication élevée. Une mauvaise gestion de la thermique lors de la mise en forme peut entraîner des défauts visuels et mécaniques [1], [2], [3], ou géométriques [4]. La productivité du procédé, est largement dépendante du temps de refroidissement de la pièce mise en forme. Ainsi, dans le cas des

procédés de thermo-estampage ou de moulage par injection, plus de 50 % du temps de cycle est dédié au refroidissement de la pièce [5], [6]. Traditionnellement, la gestion thermique de l'outillage est assurée par des canaux dans lesquels circule un fluide à température et débit imposé. Cependant, la distance entre les canaux et la surface de l'outillage (L_1 , figure 1) va être limitée par deux aspects : la résistance mécanique et le marquage thermique. Le temps de réponse thermique va être contraint par cette distance. Une alternative aux approches classiques est l'utilisation d'un milieu poreux constitué de structures lattices cubiques dans lequel un fluide de régulation va circuler. Ces structures poreuses peuvent être intégrées dans les outillages au plus près de la surface (à une distance $L_2 < L_1$) car elles apportent un renfort structurel, et évitent le marquage thermique grâce à un écoulement sous forme de « nappe ». L'inertie ther-

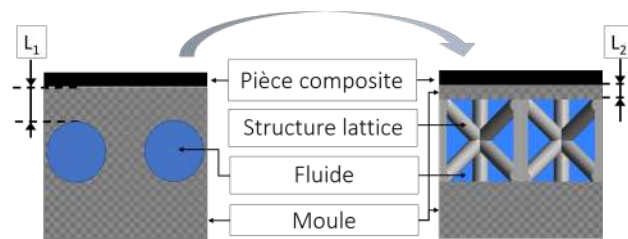


Figure 1 : Refroidissement classique par canaux (gauche) système proposé (droite)

mique peut alors être fortement réduite. Cette solution a pour objectif de réduire au maximum le temps de réponse thermique de l'outillage lorsqu'il est soumis à des variations de température, mais aussi de pouvoir concentrer localement les puissances à évacuer ou à apporter en adaptant spatialement la porosité de la structure. L'utilisation de telles structures est envisageable grâce aux récents progrès au niveau de la fabrication additive permettant de réaliser des formes complexes, comme les structures lattices, qui ne peuvent pas être réalisées en usinage.

1.1. Géométries des cellules étudiées

Dans cette étude, quatre géométries de cellules unitaires cubiques (cubique centrée : BCC et cubique à faces centrées : FCC) de dimensions extérieures $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ ont été utilisées. Les géométries ont été sélectionnées de manière à respecter la contrainte d'angle d'inclinaison des brins de la structure qui ne doit pas excéder 45° afin d'être imprimées sans avoir besoin de structure support. Les différentes géométries sont comparées à porosités égales ($\varphi = V_{pores}/V_{total} = 0.8$) en faisant varier le diamètre des brins (d_b) d'une géométrie à l'autre afin d'avoir un volume de fluide égal. Les cellules étudiées (figures 2a, 2b, 2c, et 2d) ainsi que leurs caractéristiques (d_b et A_c la surface de contact avec le fluide) sont présentées dans le tableau 1.

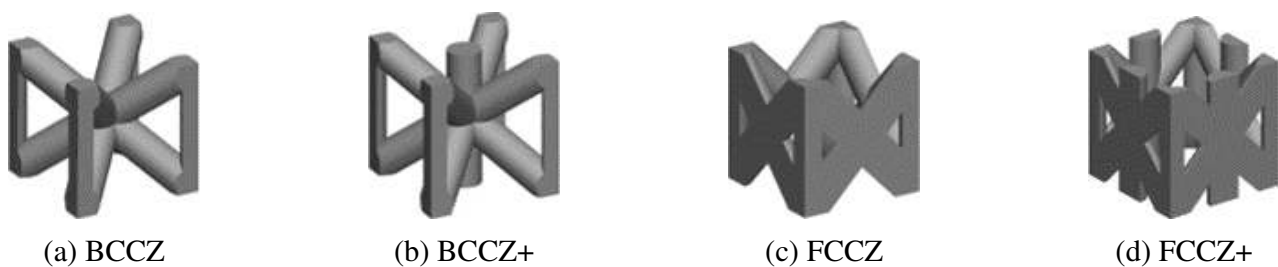


Figure 2 : Géométries de cellules étudiées

	d_b	A_c
	m	m ²
BCCZ	$2,00.10^{-3}$	351.10^{-6}
BCCZ+	$1,90.10^{-3}$	365.10^{-6}
FCCZ	$2,25.10^{-3}$	305.10^{-6}
FCCZ+	$1,96.10^{-3}$	350.10^{-6}

 Tableau 1 : Paramètres des différentes cellules unitaires pour $\varphi = 0.8$

2. Methode numérique

L'étude numérique a pour but d'analyser les échanges thermiques ainsi que l'écoulement d'un fluide ayant lieu dans un système composé d'un canal contenant une succession de cellules élémentaires dans lesquelles un fluide circule afin de refroidir une plaque supérieure où un flux de chaleur est appliqué. Le système est alors dans une configuration de refroidissement. La résolution numérique de l'écoulement du fluide couplé aux transferts thermiques est effectuée grâce à la méthode des volumes finis via le logiciel *Fluent*. L'étude est réalisée en trois dimensions, en régime stationnaire et plusieurs hypothèses sont émises : 1) propriétés thermophysiques constantes, 2) écoulement incompressible, 3) écoulement en régime permanent, 4) pas d'effet de la gravité.

2.1. Domaine de calcul et conditions aux limites

Le domaine d'étude est constitué d'une partie supérieure et une inférieure entre lesquelles se trouve la structure lattice où circule le fluide. Ces trois domaines sont considérés en acier et la partie fluide est constituée d'eau liquide. Les différentes propriétés des domaines précédents sont précisées tableau 2. Une longueur d'entrée est présente afin d'assurer un écoulement complètement développé et établi à l'entrée de la structure lattice. La longueur de sortie est quant à elle présente pour éviter des problèmes de contre-pression. Une vitesse et température constantes d'entrée sont appliquées. Les structures utilisées étant symétriques, seulement la moitié de la configuration a été simulée. Enfin, un flux de chaleur homogène et constant est appliqué sur la partie supérieure du système : surface de travail (comme ci-dessous en figure 3). Les valeurs utilisées pour les simulations sont disponibles dans le tableau 3.

	ρ	λ	c_p	μ
	kg.m ⁻³	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	kg.m ⁻¹ .s ⁻¹
Eau	998.2	0.6	4182	0.001
Acier	8030	16.3	502.5	

Tableau 2 : Propriétés physiques des matériaux utilisés dans les simulations

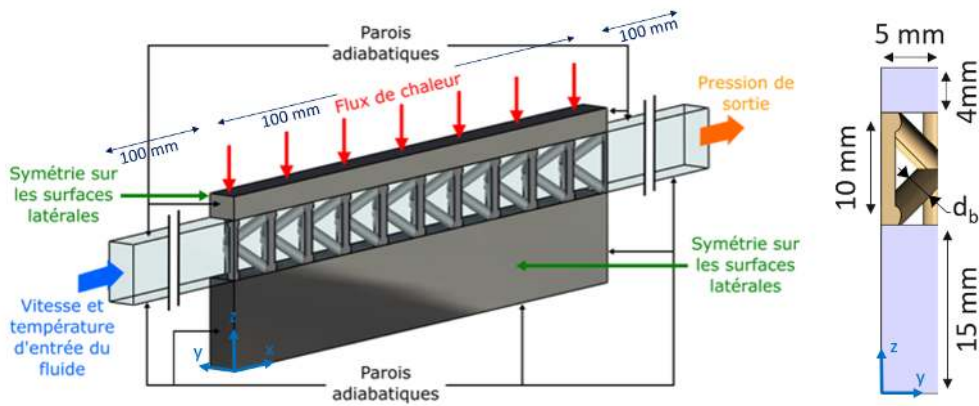


Figure 3 : Conditions aux limites du domaine de calcul

	Paramètre	Valeur
Température d'entrée	T_{in}	300 K
Vitesse d'entrée	v_{in}	1 $m.s^{-1}$
Pression de sortie	P_{out}	0 Pa
Densité de flux de chaleur	\dot{q}	250 000 $W.m^{-2}$

Tableau 3 : Conditions utilisées pour les simulations

2.2. Modèle de turbulence

Afin de modéliser l'écoulement qui dans notre cas est turbulent (nombre de Reynolds de 10 000 en entrée du domaine lorsque $v_{in} = 1 \text{ m.s}^{-1}$) il est nécessaire d'utiliser un modèle de turbulence adapté à notre étude. Ici, le modèle doit être adapté à un écoulement dans un milieu poreux et au couplage avec les transferts thermiques. De nombreux auteurs étudiant des systèmes similaires [7], [8], [9], [10] ont utilisé le modèle $k-\omega$ SST avec de bons résultats en comparaison à l'expérimental. Ce modèle de turbulence donne des résultats fiables en proche paroi pour des écoulements laminaires et turbulents [9], [10]. Le modèle $k-\omega$ SST sera donc celui retenu pour cette étude.

2.3. Maillage et convergence en maillage

Le maillage des parties fluide et solides a été réalisé à l'aide d'Ansys Mesh. Les mailles sont prismatiques dans la zone d'inflation et tétraédriques dans le reste du domaine. Une trentaine de couches d'inflation a été générée proche des parois et la valeur de y^+ à la paroi est inférieure à 1. Une convergence en maillage a été menée afin de s'assurer que les résultats ne dépendent pas du nombre de mailles utilisées (tableau 4). Pour cette convergence en maillage, deux variables d'intérêt ont été comparées : la température moyenne sur la surface de travail ($T_{avg,st}$) ainsi que la perte de charge (ΔP). L'indice de dépendance au maillage est défini de la manière suivante (équation 1) :

$$\Theta = \frac{|i_{\text{maillage fin}} - i_{\text{maillage grossier}}|}{i_{\text{maillage fin}}} \times 100 \quad (1)$$

Le maillage est considéré comme suffisamment fin lorsqu'il ne génère plus de variations significatives sur les variables d'intérêt.

	<i>Elements</i>	$T_{avg,st}$	Θ	ΔP	Θ	Remarque
	-	K	%	kPa	%	
BCCZ	1 546 238	377,6	0,13	14,7	7,3	
	2 790 528	377,2	0,03	13,9	1,5	
	3 800 544	377,1	—	13,7	—	Accepté
BCCZ+	1 866 084	376,5	0,16	20,4	2	
	2 779 337	376	0,03	20,4	2	
	3 827 453	375,9	—	20,2	—	Accepté
FCCZ	1 196 880	376,5	0,13	24,7	2,1	
	2 059 988	376,1	0,03	24,5	1,2	
	3 005 024	376	—	24,2	—	Accepté
FCCZ+	1 807 862	375,7	0,08	41,4	1,9	
	2 951 924	375,5	0,03	42,1	0,2	
	4 117 487	375,4	—	42,2	—	Accepté

Tableau 4 : Convergence en maillage des différentes géométries

3. Résultats numériques

3.1. Champ de température à la surface de l'outillage

Les champs de température à la surface supérieure du système, où est appliqué le flux de chaleur sont disponibles figure 4. On y trouve les résultats des différentes configurations, et la comparaison avec un canal vide. Le tableau 5, présente les résultats de température moyenne ($T_{avg,st}$), d'écart type ($\sigma_{T,st}$) ainsi que la température max ($T_{max,st}$) au niveau de la surface de travail. On constate donc que l'efficacité d'échange thermique est largement améliorée grâce à l'utilisation des structures lattices, car les températures moyenne et maximum sont beaucoup plus faibles. Le refroidissement de la pièce composite se fera donc plus rapidement, le temps de cycle sera alors réduit. De plus, on voit que grâce à l'utilisation des structures lattices l'uniformité du champ de température est améliorée car l'écart type σ_{st} est plus faible ; ce qui est un paramètre important lors de la mise en forme des pièces composites.

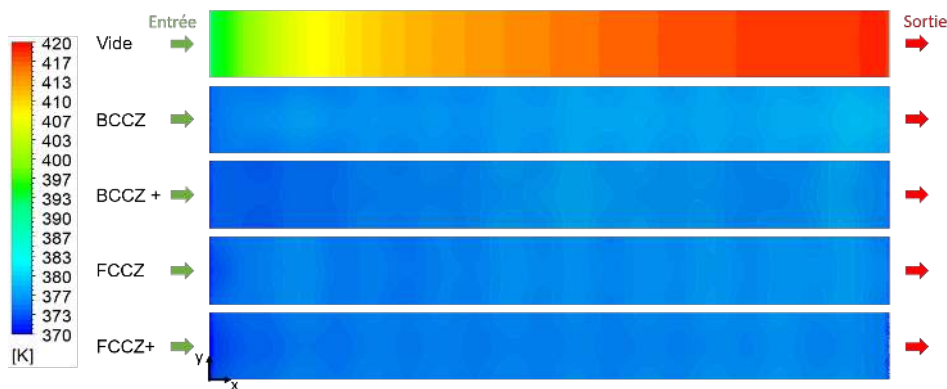


Figure 4 : Champ de température de la surface de travail

	$T_{avg,st}$	$T_{max,st}$	σ_{st}
	K	K	K
Canal vide	412,9	418,4	6,1
BCCZ	377,1	379,1	1
BCCZ+	375,9	377,7	1,1
FCCZ	376	377,1	0,8
FCCZ+	375,5	376,8	0,9

Tableau 5 : Résultats de la température de surface de travail

3.2. Répartition du flux de chaleur

L'évacuation du flux de chaleur peut se faire de deux manières différentes dans notre système. La première, par convection via le contact direct entre le fluide et la plaque supérieure. Cette interface fluide / plaque supérieure, représentée en bleu en figure 5 est nommée A_{ifps} . La chaleur peut aussi être évacuée par conduction dans les brins de la structure lattice en passant par les surface en rouge : A_{ilps} . Les fractions surfaciques de ces différentes surfaces sont reportées tableau 6. Le flux de chaleur appliqué sur la surface de travail est de $250 W$. Le flux de chaleur évacué par convection directe entre le fluide et la plaque supérieure est noté ϕ_{ifps} , et celui évacué par conduction dans les brins de la structure ϕ_{ilps} . La proportion de flux évacuée par effet d'ailette via la conduction dans les brins de la structure est notée $\eta_{\phi,ilps}$. On voit alors tableau 6 que l'évacuation du flux de chaleur se fait majoritairement par convection directe entre le fluide et la plaque supérieure. Au niveau des quatre géométries utilisées, $\eta_{\phi,ilps}$ est faible, l'effet d'ailette n'est donc pas le phénomène prépondérant permettant l'amélioration des échanges thermiques dans notre cas. Cela vient des caractéristiques de l'écoulement qui sont présentées dans la partie suivante.

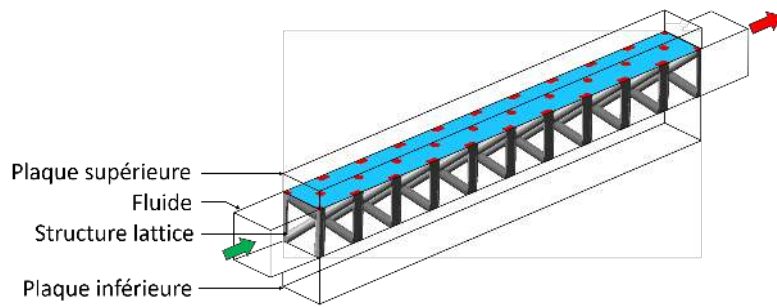


Figure 5 : Schéma des différentes surfaces en contact avec la plaque supérieure

$$\eta_{ilps} = \frac{A_{ilps}}{A_{ilps} + A_{ifps}} \quad (2)$$

$$\eta_{\phi,ilps} = \frac{\phi_{ilps}}{\phi_{ifps} + \phi_{ilps}} \quad (3)$$

	η_{ilps} %	ϕ_{ilps} W	ϕ_{ifps} W	$\eta_{\phi,ilps}$ %
BCCZ	7,2	18,5	231,5	7,4
BCCZ+	9,3	24,6	225,4	9,8
FCCZ	6,8	16,8	233,2	6,7
FCCZ+	11,1	30,2	219,8	12,1

Tableau 6 : Évacuation du flux de chaleur

3.3. Écoulement du fluide

L'écoulement, étant responsable de la convection, est analysé dans cette partie. En figure 6, on retrouve les vecteurs vitesses normalisés au sein d'une cellule unitaire suivant deux plans. Un premier plan (P1) proche de la paroi supérieure (à $2 \cdot 10^{-4}$ m), et un deuxième (P2) orthogonal à la plaque supérieure et parallèle à l'écoulement d'entrée placé à 1/4 de la section.

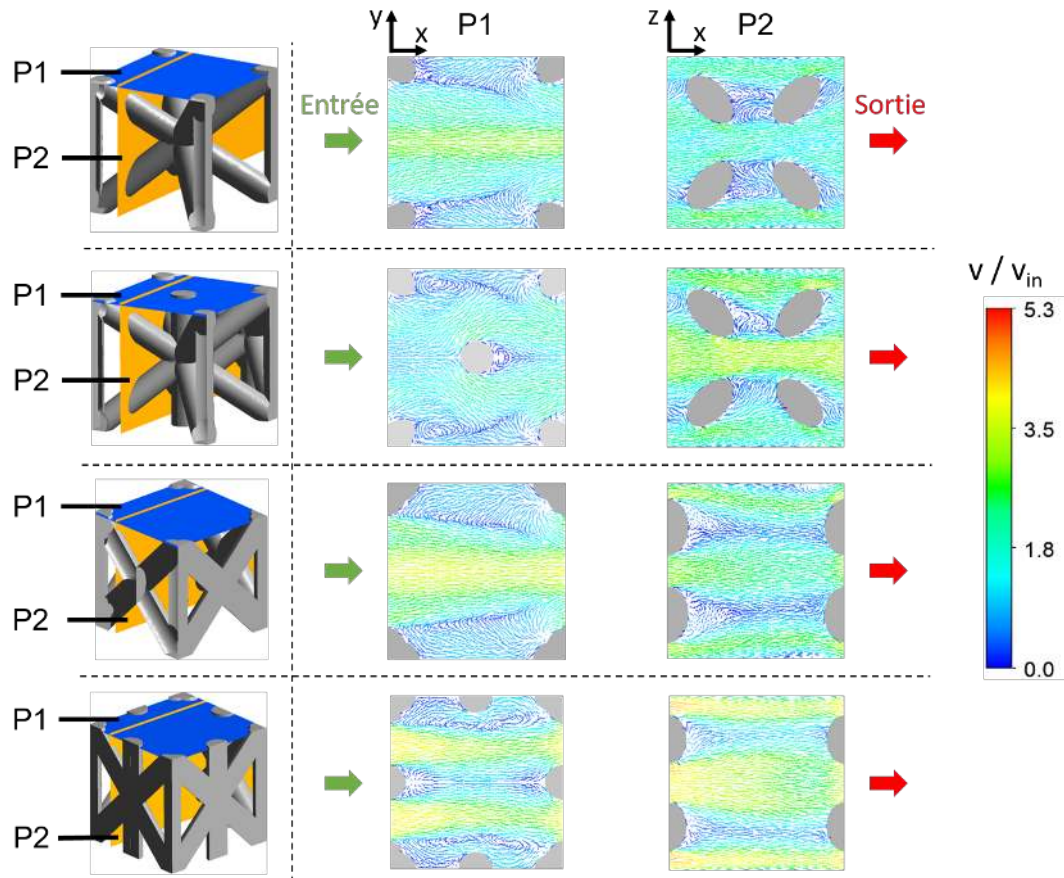


Figure 6 : Vecteurs vitesses normalisés dans différents plans pour les quatre géométries de cellules

On remarque dans les plans P1, sous la surface supérieure que la vitesse du fluide est élevée. Dans ces plans, on observe également des régions où l'écoulement est tourbillonnaire. Ces deux phénomènes vont favoriser le transport par convection. Dans le plan P2, on retrouve aussi un fort mélange du fluide ainsi qu'une vitesse d'écoulement élevée évitant la formation d'une couche de fluide chaude sous la surface à refroidir. Cependant, un des inconvénients des structures poreuses comme celles-ci est la perte de charge générée (tableau 4). On voit que les structures engendrent un fort impact sur la perte de charge, il convient donc de choisir celle proposant le meilleur compromis entre efficacité thermique et hydraulique.

4. Conclusion

Ce travail numérique a permis de modéliser l'écoulement d'un fluide au sein d'une structure lattice, couplé aux transferts thermiques afin d'analyser ces deux physiques. On voit que la géométrie de la structure a une plus forte influence sur la perte de charge que sur les transferts thermiques. La structure poreuse agit plutôt comme un amplificateur de turbulence, et l'effet d'ailette n'est pas le phénomène prépondérant au niveau des transferts thermiques. La conductivité de la structure lattice joue alors peu sur les transferts thermiques, ce qui rend possible l'utilisation d'une structure en polymère, moins coûteuse, si celle-ci satisfait le critère de résistance mécanique attendu. On remarque également la bonne homogénéité au niveau du champ de température à la surface de notre système, ce qui est un point essentiel pour la mise en forme de pièces composites. L'efficacité accrue des transferts thermiques comparée à un canal vide permettra en plus d'avoir une meilleure homogénéité du champ de température, une réduction du temps de cycle, en atteignant une température cible en un temps réduit. L'utilisation

des structures lattices pour le contrôle thermique des outillages permettrait alors d'augmenter la qualité des pièces produites en contrôlant finement le champ de température à la surface de l'outillage, tout en diminuant le temps de refroidissement des pièces mises en forme.

Références

- [1] G. Wang, G. Zhao, X. Wang, Experimental research on the effects of cavity surface temperature on surface appearance properties of the moulded part in rapid heat cycle moulding process, *International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 1293-1310 (2013)
- [2] M. J. Oliveira, A. M. Brito, M. C. Costa, M. F. Costa, Gloss and surface topography of ABS : A study on the influence of the injection molding parameters, *Polymer Engineering and Science*, 1394-1401 (2006)
- [3] G. Lucchetta and M. Fiorotto, Influence of rapid mould temperature variation on the appearance of injection-moulded parts, *Journal of Mechanical Engineering*, 683-688 (2013)
- [4] W. C. Bushko, V. K. Stokes, Solidification of Thermoviscoelastic Melts. Part 3 : Effects of Mold Surface Temperature Differences on Warpage and Residual Stresses, *Polymer engineering and science*, 322-335 (1996)
- [5] A. AGAZZI, Contribution à l'optimisation de la thermique des outillages dans le procédé d'injection des polymère, *Université de Nantes*, (2011)
- [6] R. McCool, A. Murphy, R. Wilson, Z. Jiang, M. Price, J. Butterfield, P. Hornsb, Thermoforming carbon fibre-reinforced thermoplastic composites, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part L : Journal of Materials : Design and Applications*, 91-102 (2012)
- [7] S. Yun, J. Kwon, D. Chan Lee, H. Ho Shin, Y. Kim, Heat transfer and stress characteristics of additive manufactured FCCZ lattice channel using thermal fluid-structure interaction model, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 149 (2020)
- [8] S. Yun, D. Chan Lee, D. Soo Jang, M. Lee, Y. Kim, Numerical analysis on thermo-fluid-structural performance of graded lattice channels produced by metal additive manufacturing, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 193 (2021)
- [9] N. H. Naquiuddin, L. H. Saw, M. C. Yew, F. Yusof, H. M. Poon, Z. Cai, H. S. Thiam, Numerical investigation for optimizing segmented micro-channel heat sink by Taguchi-Grey method, *Applied Energy*, 437-450 (2018)
- [10] D. Liang, W. Bai, W. Chen, M. K. Chyu, Investigating the effect of element shape of the face-centered cubic lattice structure on the flow and endwall heat transfer characteristics in a rectangular channel, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (2020)

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier le financement qu'ils ont reçu du programme PERFORM géré par l'IRT Jules Verne (Institut de Recherche Technologique).

Caractérisation et performances thermiques des fibres de *Furcraea Foetida* et de broyat d'ananas en tant que matériau isolant en vrac

Hélène CAILLET^{1,2*}, Julie BASCAULES^{1,2}, Youssoufou MAHAMAN², Patrick ROUSSET³, Jean-François MARTIN¹, Laetitia ADELARD^{1,2}, Olivier MARC^{1,2}

¹IUT de Saint-Pierre

40 Avenue De Soweto, Saint-Pierre, 97410, La Réunion

²Laboratoire Physique et Ingénierie Mathématique pour l'Energie, l'environnement et le bâtiment (PIMENT)

15 Avenue René Cassin Sainte-Clotilde, 97715, La Réunion

³CIRAD UPR BioWooEB

73 Rue Jean François Breton, 34398, Montpellier

*(auteur correspondant : helene.caillet@univ-reunion.fr)

Résumé - A La Réunion, les déchets végétaux issus de la culture de l'ananas ainsi que le *Furcraea Foetida* (peste végétale aussi connue sous le nom de choka) ne sont actuellement pas valorisés. Dans le domaine de la construction, les isolants thermiques non biosourcés génèrent des impacts environnementaux importants, bien qu'ils soient essentiels pour la réduction des consommations énergétiques des bâtiments. Nous nous intéressons dans cette étude à la valorisation de ces déchets *via* l'extraction des fibres pour l'élaboration d'isolants thermiques en vrac. Les objectifs sont (i) de caractériser les fibres de feuilles de choka, (ii) d'évaluer la conductivité thermique d'un isolant à partir des fibres de choka et (iii) celle d'un isolant en vrac à partir de broyat de feuilles d'ananas en fonction de la densité. Les conductivités thermiques minimales obtenues sont de 0,066 W/m.K pour l'isolant de fibres de choka (densité de 0,022) et de 0,058 W/m.K pour l'isolant de broyat de feuilles d'ananas (densité de 0,159).

Nomenclature

A	aire de l'échantillon, m ²	T_C	température de la face chaude, °C
C	constante de refroidissement, W/°C	T_F	température de la face froide, °C
e	épaisseur de l'échantillon, m	U	tension, V
\dot{q}	flux de chaleur émis par effet joule, W	W_{ap}	teneur en eau de l'échantillon après essai, %
\dot{q}_l	pertes latérales, W	W_{av}	teneur en eau de l'échantillon avant essai, %
R	résistance, Ohm	<i>Symboles grecs</i>	
T_B	température à l'intérieur de la boîte, °C	λ	conductivité thermique, W/m.K
T_a	température ambiante dans la salle d'expérimentation, °C		

1. Introduction

Les déchets végétaux issus de la culture d'ananas (*Ananas comosus* variété Queen Victoria) ne sont actuellement pas valorisés à La Réunion tout comme le *Furcraea Foetida*, espèce invasive [1] connue sous le nom de choka vert. Selon la Direction de l'Alimentation de l'Agriculture et de la Forêt (DAAF), la production annuelle d'ananas en 2018 était de 14 300 tonnes (dont 2 500 tonnes exportées vers l'Union Européenne), ce qui représente 44 % de la production totale de fruits sur le territoire. La culture de ce fruit implique une production de déchets importante (environ 3 tonnes de déchets de feuilles d'ananas par tonne d'ananas produite). En

effet, seule une partie des rejets est utilisée pour la plantation de l'ananas. La gestion des rejets restants est une problématique importante pour les agriculteurs, ce déchet étant difficilement biodégradable par compostage. Une étape de broyage *in situ* peut être envisagée pour accélérer la décomposition mais reste compliquée. En effet, La Réunion est également caractérisée par un relief important et des cultures dispersées sur le territoire, rendant difficile l'accès aux exploitations. Valoriser les feuilles d'ananas et de choka à travers le développement de produits à valeur ajoutée pour le territoire pourrait permettre de répondre à ces enjeux. En effet, les feuilles d'ananas et de choka peuvent être valorisées de diverses manières à travers l'extraction de leurs fibres. Les fibres d'ananas peuvent par exemple entrer dans la formulation de mortiers et de bétons ou encore être utilisées pour la production de briquettes, d'aérogel et de textile [2], [3], [4]. Concernant le choka, des travaux ont porté sur la caractérisation des fibres pour une utilisation dans le textile [5], ou encore l'influence de prétraitement alcalin des fibres en tant que matériaux de renforcement dans les composites polymères [6]. Divers travaux ont porté sur l'étude des performances mécaniques des fibres, mais très peu sur les performances thermiques.

Dans le domaine de la construction, les isolants thermiques non biosourcés génèrent des impacts environnementaux importants, bien qu'ils soient essentiels pour la réduction des consommations énergétiques des bâtiments. Deux approches permettent de réduire leur impact environnemental, le recyclage et/ou l'utilisation de matières biosourcées. L'ajout de fibres d'ananas permet d'améliorer la durabilité et les performances de mortier et de béton [2]. Aucune étude n'a porté sur l'évaluation des performances thermiques d'isolants en vrac de fibres de feuilles d'ananas et de choka approche qui permet de simplifier le procédé de fabrication comparative-ment à un matériau composite. Asim et al. (2015) soulignent, à travers une revue de littérature sur les fibres de feuilles d'ananas, qu'il y a un manque de connaissances sur les propriétés thermiques de ces fibres notamment la conductivité thermique [7]. Nous nous intéressons dans cette étude au développement de matériaux isolants à partir des feuilles d'ananas et de fibres choka, qui sont actuellement des déchets non valorisés sur notre territoire. En première approche nous proposons une étude sur les isolants en vrac. En effet une étude similaire sur le chanvre a permis d'obtenir une conductivité thermique de 0,04 W/m.K (masse volumique de 85 kg/m³) [8].

Nous présentons dans ce papier les travaux sur la préparation et la caractérisation de matériaux élaborés à partir de broyats de feuilles d'ananas et de fibres de choka, avec la mesure de la conductivité apparente d'isolant en vrac en fonction de la densité.

2. Matériels et méthodes

2.1. Extraction et préparation des fibres de choka

Il existe plusieurs méthodes pour extraire les fibres de feuilles. Tout d'abord l'extraction par raclage manuel sur des feuilles fraîchement collectées en utilisant une table comme support et un couteau. Il faut racler, éplucher et gratter délicatement la feuille puis laver le faisceau de fibres [9]. Une deuxième approche consiste à immerger les feuilles dans un réservoir d'eau pendant 10 jours à température ambiante. Les faisceaux de fibres sont ensuite extraits de chaque feuille rouie comme pour la précédente méthode (extraction par rouissage) [9]. Enfin, il est également possible d'effectuer une extraction mécanique grâce à une décortiqueuse. Dans cette étude, nous utilisons la première méthode pour l'extraction des fibres de choka et aucun prétraitement n'est utilisé. Les feuilles sont raclées à l'aide d'une machette fixée sur une planche en bois jusqu'à l'obtention de fibres sans résidu non cellulosique à la surface des fibres (cf. Figure 1). Les feuilles de *Furcraea Foetida* sont récupérées à Saint-Pierre et directement défibrées. Le diamètre des fibres de choka (après séchage) est mesuré à l'aide d'un microscope équipé d'un

oculaire gradué étalonné avec une lame de calibration. Les fibres sont préalablement séchées et placées dans la salle deux jours avant la mesure (conditions identiques à celles de la mesure de la conductivité). Une dizaine de mesures du diamètre est effectuée sur trois fibres. Le diamètre moyen d'une fibre est obtenu en effectuant la moyenne des diamètres d'une même fibre. La teneur en eau massique des matériaux est obtenue à partir des pesées à température ambiante avant et après le séchage des fibres à 105 °C pendant 24 h.

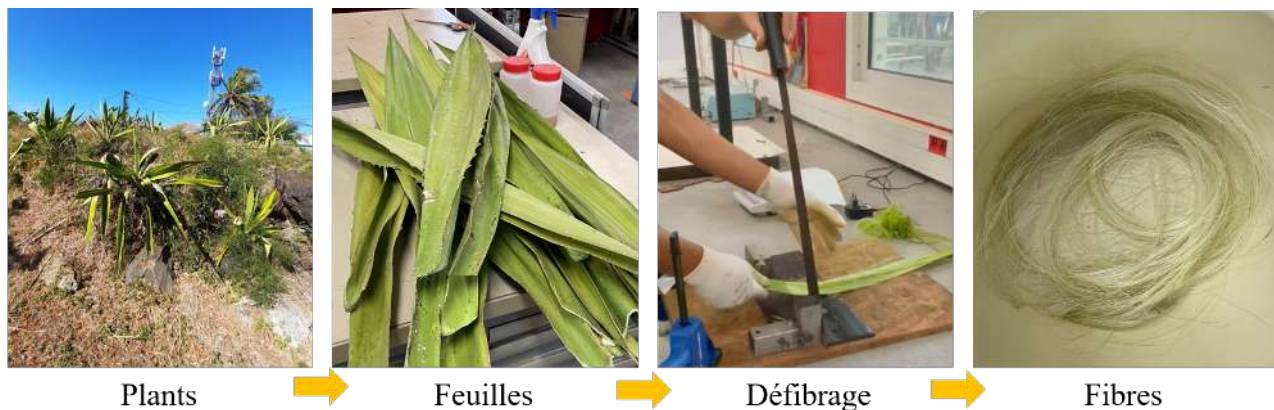


Figure 1 : Extraction manuelle des fibres de choka

2.2. Préparation du broyat de feuilles d'ananas

Les feuilles d'ananas sont arrachées sur les champs, puis stockées en chambre froide avant la préparation. Il est possible d'extraire leurs fibres selon les méthodes précédemment citées. Cependant, l'extraction manuelle des fibres d'ananas s'est avérée relativement compliquée, nous restons à ce jour dans l'attente d'une décortiqueuse pour extraire les fibres mécaniquement. Pour cette raison, nous avons choisi une autre approche qui consiste à broyer les feuilles d'ananas séchées [4]. Les feuilles sont préalablement coupées aux ciseaux en tronçons d'environ 5 cm puis séchées à l'étuve à 105 °C pendant 48 h. Les feuilles séchées sont ensuite broyées à 10 000 tr/min pendant 10 s. Cette méthode permet d'obtenir un matériau homogène simple à mettre en oeuvre dans le contenant utilisé pour la mesure de la conductivité thermique. Elle permet également d'obtenir un isolant en vrac avec une densité plus importante qu'avec les feuilles uniquement coupées et séchées. Cependant, il sera intéressant d'étudier la conductivité thermique des feuilles coupées et séchées dans une prochaine étude. La Figure 2 présente les différentes étapes de préparation des feuilles d'ananas et le résultat obtenu.

2.3. Evaluation du rendement

Le rendement du défibrage du choka est évalué à partir du ratio entre la masse des feuilles et la masse des fibres extraites. La longueur et la largeur des feuilles de choka sont également relevées. Le rendement de la préparation de l'isolant à partir des feuilles d'ananas est obtenu à partir de la variation entre la masse des feuilles d'ananas et la masse des feuilles broyées.

2.4. Caractérisation et préparation de l'isolant en vrac

2.4.1. Préparation des isolants en vrac

Les échantillons d'isolant en vrac sont conditionnés dans une boîte fournie avec le dispositif de mesure de dimensions 27x27x4 cm. Les faces latérales sont en plastique et les faces

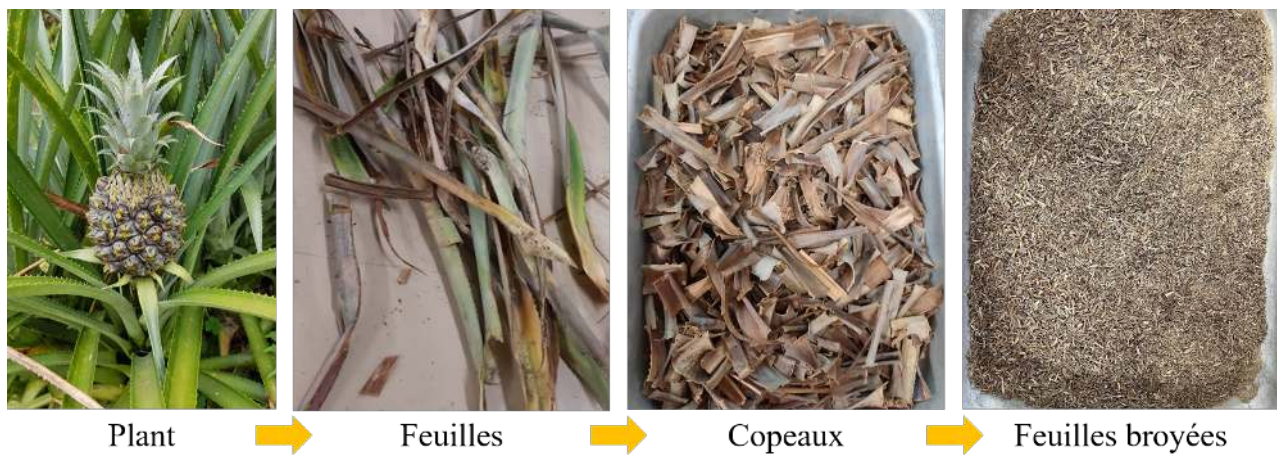


Figure 2 : Préparation du broyat de feuilles d'ananas

inférieure et supérieure en métal. Pour la préparation de l'isolant en vrac de choka, les fibres sont placées dans la boîte de manière aléatoire, en prenant soin de bien les séparer les unes des autres de sorte à ne pas avoir d'amas de fibres. Les isolants en vrac sont présentés sur la Figure 3. Nous testons deux densités (0,018 et 0,022) pour l'isolant à base de fibres de choka et trois densités (0,067, 0,096 et 0,159) pour l'isolant de broyat de feuilles d'ananas, afin d'évaluer l'impact de ce paramètre sur la conductivité thermique apparente de l'isolant.

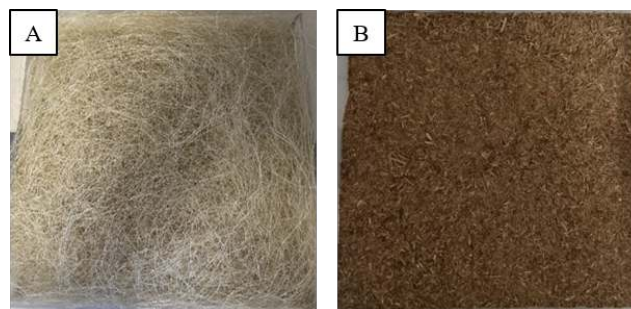


Figure 3 : Isolants en vrac à partir de fibres de choka (A) et de broyat de feuilles d'ananas (B)

2.4.2. Évaluation de la conductivité thermique apparente des isolants

La détermination expérimentale de la conductivité thermique apparente est réalisée à l'aide de la cellule de mesure présentée en Figure 4. Les échantillons, de dimensions 27x27x4 cm, sont mis en place à l'interface des sources chaude et froide de la cellule d'essai. Le cryostat K est un échangeur permettant de maintenir la température de la source froide. Un film chauffant permet d'émettre la chaleur au niveau de la source chaude (B1 et B2). Enfin le pupitre de commande permet de régler la puissance émise par la source chaude et de lire les températures mesurées.

Ce dispositif permet d'obtenir des mesures dont la précision est comparable aux méthodes conventionnelles telles que les méthodes du disque chaud et du fil chaud [10]. Il consiste à imposer un flux de chaleur unidirectionnel à travers l'échantillon à tester, puis à mesurer les températures de surface inférieure, supérieure ainsi que la température ambiante lorsque le régime permanent est atteint. Les pertes thermiques latérales de la source chaude sont estimées grâce à l'expression suivante :

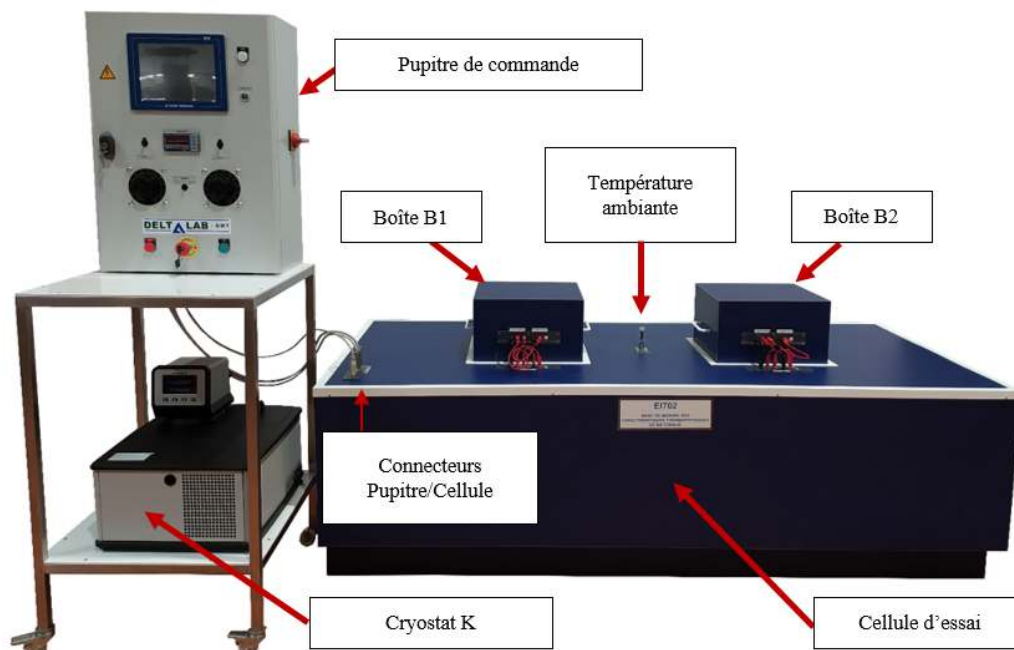


Figure 4 : Cellule de mesure de la conductivité

$$\dot{q}_1 = C(T_B - T_a) \quad (1)$$

Avec \dot{q}_1 les pertes latérales, C la constante de refroidissement de la boîte chaude permettant d'évaluer les pertes latérales, T_B la température à l'intérieur de la boîte et T_a la température de la salle d'expérimentation.

En régime permanent, on obtient :

$$\dot{q} = \frac{\lambda A}{e}(T_C - T_F) + \dot{q}_1 \quad (2)$$

Avec \dot{q} le flux de chaleur émis par effet joule par le film, λ la conductivité thermique de l'échantillon, A l'aire de l'échantillon, e l'épaisseur de l'échantillon, T_C la température de la face chaude et T_F la température de la face froide de l'échantillon.

Le flux de chaleur \dot{q} produit par la résistance chauffante s'exprime de la manière suivante :

$$\dot{q} = \frac{U^2}{R} \quad (3)$$

Avec U la tension et R la résistance.

Afin de déterminer les valeurs de la constante de refroidissement et de la conductivité thermique, nous réalisons des mesures pour une tension d'alimentation de 42 V ainsi que pour deux équilibres différents encadrant cette valeur (tensions de 37 V et de 47 V). La tension d'alimentation est définie en fonction de la masse volumique de l'échantillon. Les mesures réalisées pour une tension intermédiaire de 42 V permettent de vérifier la valeur de la conductivité thermique calculée à partir des tests réalisés à 37 et 47 V. Nous effectuons ensuite la moyenne entre ces deux valeurs de conductivité. Cette méthode est appliquée pour chaque essai. De plus, chaque échantillon est testé en triplicat. La conductivité retenue est la moyenne des triplicats.

2.5. Influence de la teneur en eau de l'isolant sur la conductivité thermique

Chaque échantillon est placé dans la salle deux jours avant le début des essais afin de s'assurer de son équilibre thermique et hydrique avec l'environnement de la salle d'expérimentation. Les échantillons sont pesés avant et après chaque essai afin de vérifier que la teneur en eau de l'échantillon reste constante au cours de l'essai. En effet, ce paramètre a un effet sur la conductivité thermique du matériau [10]. La teneur en eau est calculée à partir des masses à température ambiante (avant et après essai) et la masse sèche de chaque échantillon. Cette dernière est obtenue après le séchage de l'isolant à 105 °C pendant 24 h.

3. Résultats et discussions

3.1. Caractéristiques dimensionnelles et rendement pour la préparation des isolants

Le tableau 1 présente les moyennes des longueurs, largeurs et masses des feuilles de choka ainsi que la masse des fibres obtenues. Les feuilles de choka utilisées ont une longueur moyenne de 100 ± 11 cm. Leurs largeurs sont variables aux extrémités et au centre de la feuille avec des largeurs moyennes de 6,9 cm en bas de feuille, de 12,0 cm au milieu et de 3,9 cm en haut de feuille. La largeur moyenne des feuilles est de $7,6 \pm 1,1$ cm. Le tableau 2 présente les moyennes des mesures de diamètre des fibres de choka. Le diamètre moyen des fibres de choka est compris entre 142 et 181 μm avec un écart-type compris entre 44 et 46 μm . L'écart-type est dû au fait que le diamètre des extrémités des fibres est plus faible qu'en partie centrale. Les diamètres maximum et minimum observés sont respectivement de 275 et 100 μm . Ces différences peuvent être dues au défibrage manuel pouvant abimer la fibre en réduisant son diamètre.

	Longueur feuille cm	Largeur haut feuille cm	Largeur bas feuille cm	Largeur milieu feuille cm	Largeur moyenne feuille cm	Masse feuille g	Masse fibres g	Rende- ment %
Moyenne	103,0	3,9	6,9	12,0	7,6	218,2	6,5	1,3
Ecart- type	11,3	0,9	2,0	2,0	1,1	64,0	2,8	-

Tableau 1 : Caractéristiques dimensionnelles des feuilles de choka et rendement du défibrage

	Fibre 1 μm	Fibre 2 μm	Fibre 3 μm
Diamètre moyen	159	142	181
Ecart-type	45	46	44

Tableau 2 : Mesures du diamètre des fibres de choka

En considérant la masse totale des 21 feuilles (4583,1 g) et la masse totale des fibres (60,32 g), nous obtenons un rendement de défibrage de 1,3 %. Ce rendement varie selon la personne qui défibre. Un rendement maximum de 3,5 % a ainsi été obtenu. Ces rendements sont similaires à ceux de la littérature (1 %) [5]. Concernant la préparation du broyat de feuilles d'ananas, le rendement est plus important car la perte de masse est due uniquement à la perte d'eau lors de la phase de séchage. La teneur en eau des feuilles d'ananas obtenue est de 34,84 %, et le ratio de la masse des feuilles par rapport à la masse des feuilles broyées et séchées est de 74,16 %.

3.2. Conductivité thermique apparente et teneur en eau des isolants en vrac

Nous avons également évalué la conductivité thermique apparente des isolants en vrac en fonction de leur densité (cf. tableau 3). Les matériaux biosourcés sont anisotropes par définition, en effet leurs propriétés varient en fonction de leur direction, notamment la résistance en traction. Dans le cadre de ces travaux, nous nous intéressons uniquement à la conductivité thermique qui dépend principalement de la densité du matériau. De plus, l'étude est réalisée à l'échelle macroscopique et les fibres et broyats sont disposés de manière aléatoire dans toutes les directions. Ainsi, nous considérons le matériau homogène à l'échelle macroscopique et négligeons l'anisotropie du matériau pour l'évaluation de la conductivité thermique apparente des isolants. Pour les fibres de choka, les conductivités thermiques moyennes sont de 0,066 et 0,079 W/m.K, pour des densités de 0,022 et 0,018 respectivement. Ainsi, la conductivité diminue avec l'augmentation de la densité. Une observation similaire est faite pour l'isolant à base de broyat de feuilles d'ananas. Nous obtenons des valeurs de 0,087, 0,071 et 0,058 W/m.K pour des densités respectives de 0,067, 0,096 et 0,159. Les conductivités les plus faibles étant obtenues pour les densités les plus importantes, il sera intéressant d'effectuer des tests supplémentaires pour des densités supérieures ainsi que d'autres conditionnements. Une étude similaire sur le chanvre a permis d'obtenir une conductivité thermique de 0,076 W/m.K pour une densité de 0,018 et de 0,040 W/m.K pour une densité de 0,085 [8]. On constate également une diminution de conductivité thermique avec l'augmentation de la densité [8]. Comparativement à des isolants classiques telle que la laine de roche (0,040 W/m.K), les conductivités obtenues dans cette étude sont plus importantes. Ces travaux permettront d'obtenir les conductivités thermiques optimales en fonction de la densité de l'isolant. Dans le cas de l'intégration des fibres dans la formulation d'un matériau composite tel qu'un mortier, l'amélioration de la conductivité thermique sera antagoniste à celle de la résistance mécanique, il sera donc nécessaire d'évaluer l'impact de l'ajout de fibres/broyat sur ces deux propriétés afin de trouver le bon compromis entre performances thermiques et mécaniques en fonction de l'utilisation future du matériau.

Matériau	Densité	λ_{essai1} W/m.K	λ_{essai2} W/m.K	λ_{essai3} W/m.K	$\lambda_{moyenne}$ W/m.K	C W/°C	W_{av} %	W_{ap} %
Choka	0,018	0,083	0,076	0,078	0,079	0,236	8,49	8,77
Choka	0,022	0,066	0,065	0,067	0,066	0,263	8,37	9,68
Ananas	0,067	0,089	0,080	0,093	0,087	0,220	10,56	10,68
Ananas	0,096	0,070	0,065	0,079	0,071	0,254	8,41	8,41
Ananas	0,159	0,060	0,057	0,057	0,058	0,240	6,78	6,85
Chanvre	0,018				0,076			
Chanvre	0,085				0,040			

Tableau 3 : Conductivité thermique apparente des isolants en vrac ("essai1", "essai2" et "essai3" sont les mesures des triplicats), constante de refroidissement, teneurs en eau des échantillons avant et après essai et comparaison avec la littérature (isolant en vrac à base de chanvre [8])

La teneur en eau dans l'échantillon est évaluée avant et après les mesures de conductivité. Elle est inférieure à 11 % pour l'ensemble des essais. Des travaux ont porté sur l'étude de l'impact de la teneur en humidité sur la conductivité thermique de composite bois-béton [10], de panneaux de fibres de bois [11], ou encore de béton avec des grignons d'olive [12]. Dans le cas de panneaux de fibres, une teneur en humidité de 14,29 % comparativement à un échantillon sec, a pour effet une augmentation de la conductivité thermique de 0,049 à 0,060 W/m.K à 20 °C, et

de 0,052 à 0,067 W/m.K à 30 °C [11]. De plus, la conductivité thermique augmente en fonction de la température, et cet effet est amplifié pour des teneurs en humidité plus importantes [11].

4. Conclusion

Des mesures de conductivités thermiques apparentes ont été réalisées sur des isolants en vrac de fibres de choka et de broyat de feuilles d'ananas. Les conductivités thermiques minimales sont de 0,066 W/m.K pour l'isolant de fibres de choka (densité de 0,022) et de 0,058 W/m.K pour l'isolant de broyat de feuilles d'ananas (densité de 0,159). L'augmentation de la densité permet de réduire la conductivité thermique du matériau. Ces premiers résultats ont montré l'intérêt d'utiliser ces matériaux pour l'élaboration d'isolants thermiques. La teneur en humidité a un impact non négligeable sur les performances thermiques des isolants. Ainsi, de futurs travaux porteront sur l'étude de la conductivité thermique en fonction de l'humidité relative et sur la caractérisation des propriétés hygroscopiques des fibres (isothermes de sorption à l'humidité). L'intégration de ces fibres dans la formulation de mortier et l'élaboration de composites seront étudiées.

Références

- [1] C. Barbosa, J. M. Otalora, E. L. Giehl, F. Villalobos, R. Loyola G. Tessarolo, N. Machado, T. T. Castellani, Changes in the realized niche of the invasive succulent CAM plant *Furcraea foetida*, *Austral Ecol.*, 42-6 (2017) 643-654.
- [2] A. R. G. De Azevedo, M. T. Marvila, M. L. P. Antunes, E. C. Rangel, R. Fediuk, Technological Perspective for Use the Natural Pineapple Fiber in Mortar to Repair Structures, *Waste Biomass Valorization*, 12-9 (2021) 5131-5145.
- [3] N. H. N. Do, T. P. Luu, Q. B. Thai, D. K. Le, N. D. Q. Chau, S. T. Nguyen, P. K. Le N. Phan-Thien, H. M. Duong, Heat and sound insulation applications of pineapple aerogels from pineapple waste, *Mater. Chem. Phys.*, 242 (2020) 122267.
- [4] M. T. Marvila, A. R. G. Azevedo, J. Alexandre, E. B. Zanelato, S. N. Monteiro, D. Cecchin, L. F. Amaral, Mortars with Pineapple Fibers for Use in Structural Reinforcement, *J. Met. Mater. Miner.*, (2019) 721-728.
- [5] T. Totong, W. Wardiningsih, M. Al-Ayyuby, R. Wanti, R. Rudy, Extraction and Characterization of Natural Fiber from *Furcraea Foetida* Leaves as an Alternative Material for Textile Applications, *J. Nat. Fibers.*, 19-13 (2021) 6044-6055.
- [6] T. S. M. Shahril, M. J. M. Ridzuan, M. S. Abdul Majid, A. M. N. Bariah, M. T. A. Rahman, P. Narayanasamy, Alkali treatment influence on cellulosic fiber from *Furcraea foetida* leaves as potential reinforcement of polymeric composites, *J. Mater. Res. Technol.*, (2022)
- [7] M. Asim, K. Abdan, M. Jawaid, M. Nasir, Z. Dashtizadeh, M. R. Ishak, M. E. Hoque, A Review on Pineapple Leaves Fibre and Its Composites, *Int. J. Polym. Sci.*, 2015 (2015) 1-16.
- [8] P. Kosiński, P. Brzyski, A. Szewczyk, W. Motacki, Thermal properties of raw hemp fiber as a loose-fill insulation material, *J. Nat. Fibers.*, 15-5 (2018) 717-730.
- [9] A. D. O. Betené, F. E. Betené, F. E. Ngali, P. M. A. Noah, B. Ndiwé, A. G. Soppie, A. Atangana, R. Moukené, Influence of sampling area and extraction method on the thermal physical and mechanical properties of Cameroonian *Ananas comosus* leaf fibers, *Heliyon*, 8-8 (2022) 10127.
- [10] D. Taoukil, A. El bouardi, F. Sick A. Mimet, H. Ezbakhe, and T. Ajzoul, Moisture content influence on the thermal conductivity and diffusivity of wood-concrete composite physical and mechanical properties of Cameroonian *Ananas comosus* leaf fibers, *Constr. Build. Mater.*, 48 (2013) 104-115.
- [11] E. Troppová, M. Švehlík, J. Tippner, R. Wimmer, Influence of temperature and moisture content on the thermal conductivity of wood-based fibreboards, *Mater. Struct.*, 48-12 (2015) 4077-4083.
- [12] D. Belkharouché, A. Chaker, Effects of moisture on thermal conductivity of the lightened construction material, *Int. J. Hydrog. Energy*, 41-17 (2016) 7119-7125.

Remerciements

Les auteurs remercient l'IUT de Saint-Pierre (La Réunion) pour le financement du matériel et les étudiants Eric Cazeau, Loick Payet et Damien Siconine pour leur participation à ce projet.

Analyses tomographiques de câbles supraconducteurs en conduit pour les réacteurs à fusion nucléaire : de l'image à la propriété physique

Romain BABOUCHE^{1,2*}, Jean-Luc DUCHATEAU¹, Daniel DUMITRU³, Alexandre LOUZGUITI¹, Mihail LUNGU³, Ion TISEANU³, Frederic TOPIN², Bernard TURCK¹, Louis ZANI¹

¹CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-Lez-Durance, France.

²Aix-Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille, France.

³INFLPR, Magurele, Romania.

*(auteur correspondant : romain.babouche@cea.fr)

Résumé - Les bobines de champ magnétique des réacteurs à fusion nucléaire sont, à l'heure actuelle, majoritairement construites à partir d'enroulements de grandes longueurs de câbles composés de centaines, voire de milliers, de brins supraconducteurs et de cuivre torsadés. Le but de la présente contribution est de présenter la méthode de traitement des données issues de la tomographie de rayons-X de ces câbles. Ces données sont utilisées dans le but d'établir le réseau électrique équivalent au câble et ainsi déterminer les résistivités de contact entre les différents éléments conducteurs de ce dernier ainsi que les conductivités effectives des multiples étages de torsades constituant cette structure.

Nomenclature

K	matrice des conductivités	I	courant entre deux éléments
R	résistance entre deux éléments	ρ_{ScSc}	résistivité inter brins supraconducteurs
X	tension ou courant	ρ_{ScCu}	résistivité inter brins supra/cuivre
B	termes sources et conditions aux limites	ρ_{CuCu}	résistivité inter brins de cuivre
U	tension entre deux éléments	$\rho_b e_b$	résistance individuelle de contact

1. Introduction

L'une des pistes d'exploration pour la maîtrise de la fusion nucléaire comme source d'énergie est la fusion par confinement magnétique. Les aimants supraconducteurs sont la piste principale pour générer le champ magnétique nécessaire au confinement du plasma puisqu'ils permettent de réduire drastiquement la taille et la consommation électrique du réacteur appelé tokamak. Les bobines de champ magnétique sont, à l'heure actuelle, majoritairement construites à partir d'enroulements de grandes longueurs de câbles dont la géométrie résultante est complexe et a un impact direct sur les propriétés magnétiques, électriques et thermiques. Ces conducteurs sont appelés Câbles en Conduit (CICC).

Dans cet article nous présentons comment l'analyse par tomographie de rayons-X des câbles en conduit permet de déterminer, entre autre, des indicateurs géométriques et électriques pertinents dans le but de modéliser le comportement de l'aimant en opération. Cela nécessite, notamment, la caractérisation des sources de chaleur (effet Joule, radiations) et des échanges avec le fluide de refroidissement. Ici, nous présentons, les travaux relatifs à la détermination des résistivités de contact inter-brins indispensables pour la détermination des sources de chaleur dues à l'effet Joule. Cela suppose la connaissance préalable du réseau électrique (nombre, position et surface des contacts) du câble et l'outil de résolution associé pour extraire, d'une part, les résistivités de contact à partir de mesures de résistances entre les éléments

conducteurs du câble, et, d'autre part, calculer la répartition spatiale des courants au sein du câble et donc les sources par effet Joule. Ces données pourront par la suite servir d'entrée pour des modèles de pertes AC ou de thermo-hydraulique basés sur une approche réseau ou homogénéisée (i.e. comme paramètres effectifs).

2. Etude des câbles en conduit (CICC)

2.1. Propriétés et caractéristiques des CICC.

Les câbles en conduit (CICC) sont formés à partir de centaines, voire de milliers, de brins supraconducteurs et de brins de cuivre torsadés en multiplets successifs imbriqués pour former les étages du câble. Le câble ainsi formé est compacté dans une gaine (souvent en acier inoxydable) et forme ce que l'on appelle un conducteur [1]. La torsade des brins permet, d'une part, de les transposer, c'est-à-dire les exposer au même champ magnétique moyen et d'autre part, de réduire les pertes par couplage en diminuant le flux magnétique englobé et donc les boucles de courants induites.

Dans cet article, nous présentons un échantillon, appelé JT-60SA 3TP, du conducteur des bobines toroïdales (TF) du tokamak JT-60SA situé au Japon [2]. Cet échantillon est caractérisé par un taux de vide de 31.6 % et une longueur de 900 mm. Ses dimensions extérieures, en comptant sa gaine de 2 mm d'épaisseur, sont égales à 21.99 x 26.32 mm, voir Figure 2. L'échantillon JT-60SA 3TP est représentatif du conducteur utilisé pour réaliser les bobines du tokamak JT-60SA. Le câble est composé de 486 brins de 0.81 mm de diamètre dont 162 en cuivre pur et 324 d'un composite de filaments supraconducteurs (Nb-Ti) noyés dans une matrice de cuivre (cf. Figure 2 et 3). Le Tableau 1 présente les principales caractéristiques de ce câble [2]. Lors de sa fabrication, le toron de brins est enrubanné avec un feuillet en acier inoxydable (aussi appelé wrapping) d'une épaisseur de 0.2 mm pour faciliter son insertion dans la gaine.

Matériau supraconducteur	Nb-Ti
Nombre de brins	486 (324 Sc + 162 Cu)
Schéma de câblage	(2 Sc + 1 Cu) x 3 x 3 x 3 x 6

Tableau 1 : Principales caractéristiques du câble du conducteur JT-60SA TF.

En régime nominal, le courant est porté exclusivement par les brins supraconducteurs. Dans le cas d'une transition du matériau de l'état supraconducteur vers l'état résistif, ces brins deviennent de moins bons conducteurs que le cuivre et le courant est redistribué parmi la totalité des brins composant le câble. Le refroidissement des bobines toroïdales du tokamak JT-60SA est assuré par une circulation forcée d'hélium supercritique à une température d'environ 4 K à l'intérieur de la gaine. La subdivision du câble en brins permet, entre autre, de maximiser le périmètre mouillé par l'hélium et donc de favoriser l'extraction de l'énergie dissipée dans les bobines lors de l'opération de la machine.

2.2. Tomographie de rayons-X de CICC

Dans le cadre d'une collaboration entre le CEA Cadarache, et l'INFLPR (National Institute for Laser, Plasma and Radiation Physics), Bucarest (Roumanie), l'échantillon JT-60SA 3TP a été analysé par tomographie de rayons-X. Il s'agit d'une analyse non destructrice dont la source de rayons-X génère un faisceau incident d'une énergie maximale de 320 kV. Cette énergie est adaptée selon le type d'échantillon (dimensions, type et largeur de la gaine etc.) [3]. Une fois

le câble compacté dans la gaine, les trajectoires des brins sont complexes et impactent les caractéristiques physiques des bobines. L'analyse par tomographie permet de disposer des véritables trajectoires et représente ainsi une source fiable pour étudier les propriétés des câbles en conduit. L'analyse par tomographie crée un ensemble d'images 3D qui sont traitées et uniformisées (dimensions, contraste) pour produire des images 2D, appelées couches balayant la totalité de l'échantillon et présentées en Figure 1.

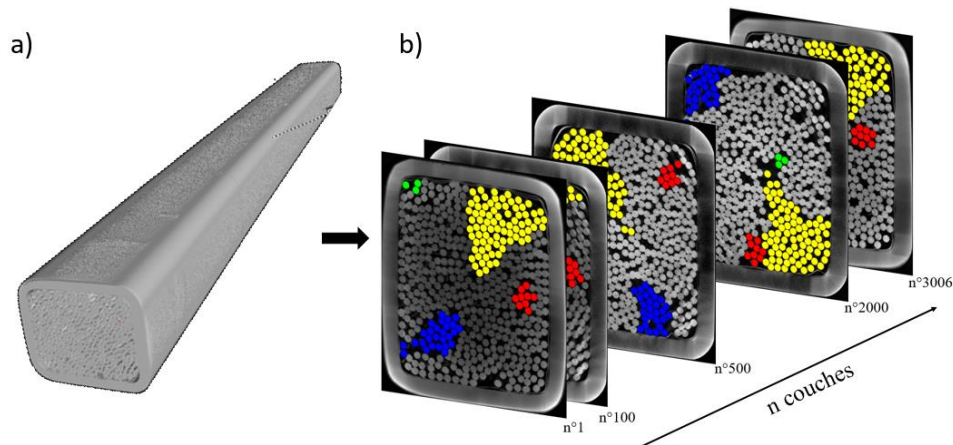


Figure 1 : a) volume de l'échantillon JT-60SA 3TP analysé par tomographie de rayons-X. b) couches, issues du volume analysé. Certains types d'étages sont identifiés pour illustration (1^{er} étage en vert, 2^e étage en rouge, 3^e étage en bleu et 4^e étage en jaune).

L'échantillon est analysé avec une résolution de voxels de $29 \times 29 \times 114 \mu\text{m}$. Cette résolution permet d'identifier chacun des 486 brins sur chaque couche (environ 30 voxels de diamètre). Le mouvement radial d'un brin entre une couche et la suivante est en moyenne d'environ 4% de son diamètre. Ainsi, du fait d'une résolution adaptée et du grand nombre de couches générées, tous les brins sont identifiés sur toute la longueur de l'échantillon et leurs trajectoires sont accessibles. Après traitement des images, il est possible d'obtenir des paramètres effectifs du câble dans le but de déterminer des propriétés physiques d'intérêt pour l'opération des bobines dans un environnement de tokamak.

3. Réseau électrique équivalent au câble

Dans cette partie nous traitons la génération du réseau électrique de l'échantillon. Ce réseau repose, d'une part, sur la connaissance précise des trajectoires des brins et, d'autre part, sur la connaissance préalable des différents étages du câble. Ces deux aspects sont obtenus grâce au développement d'un algorithme complet et dédié à l'étude des images tomographiques.

3.1. Identification des étages

L'identification des étages des CICC est essentielle dans la mesure où la majorité des phénomènes physiques se déroulent à l'échelle des différentes torsades du câble. Le premier étage du câble correspond à un triplet de brins (i.e. deux brins supraconducteurs torsadés avec un brin de cuivre). Par la suite, trois triplets comme celui-ci sont torsadés ensemble pour former le deuxième étage : un triplet de triplets. Pour former le câble dans sa totalité, cette procédure est répétée en suivant le schéma de câblage présenté dans le Tableau 1.

La première étape majeure de l'analyse des images brutes issues de la tomographie est donc de reconstruire la trajectoire des brins individuels puis d'associer les brins à leurs étages respectifs. La méthode d'identification des étages est basée sur les distances inter-brins moyennées sur la longueur de l'échantillon. La procédure, itérative et décrite dans [4], consiste à associer les brins les plus proches pour constituer des triplets puis à éliminer les éventuels

triplets apparents redondants. Enfin, une étape de vérification des étages est conduite grâce à la nature des brins (chaque triplet est composé de 2 brins supraconducteurs et 1 brin de cuivre, cf. Tableau 1). La Figure 2 présente différentes vues de l'échantillon JT-60SA 3TP dont la colonne de droite superpose l'identification des différents étages sur l'image tomographique. Sur cette image, les triangles verts relient chacun trois brins formant un triplet. Ils sont au nombre de 162. Les triangles rouges relient trois triangles verts par leur centre de gravité. Il s'agit du deuxième étage du câble, des triplets de triplets au nombre de 54. Viennent ensuite les triangles bleus (18), jaunes (6) et l'hexagone blanc symbolisant respectivement le troisième, quatrième et cinquième étage du câble. Sur la Figure 1, les quatre premiers étages du câble sont identifiés par le même code couleur.

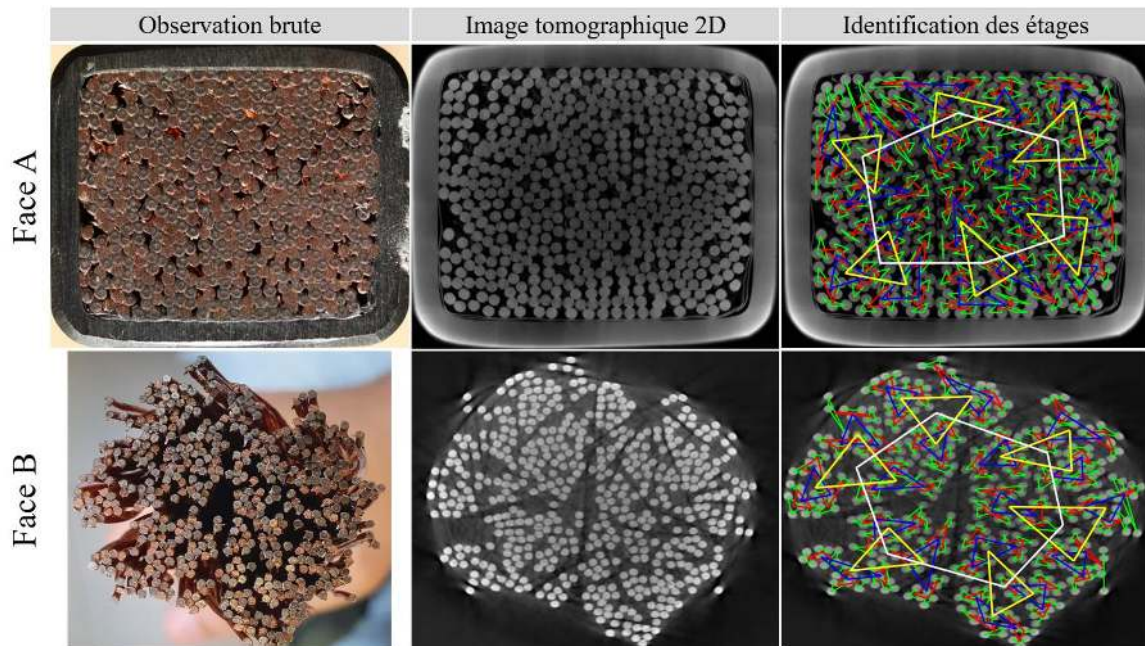


Figure 2 : (haut) Différentes vues de l'échantillon JT-60SA 3TP. De gauche à droite : photo de la face A de conducteur, image tomographique correspondante, superposition de l'identification des étages. (bas) Face B de l'échantillon, sans gaine ni wrapping.

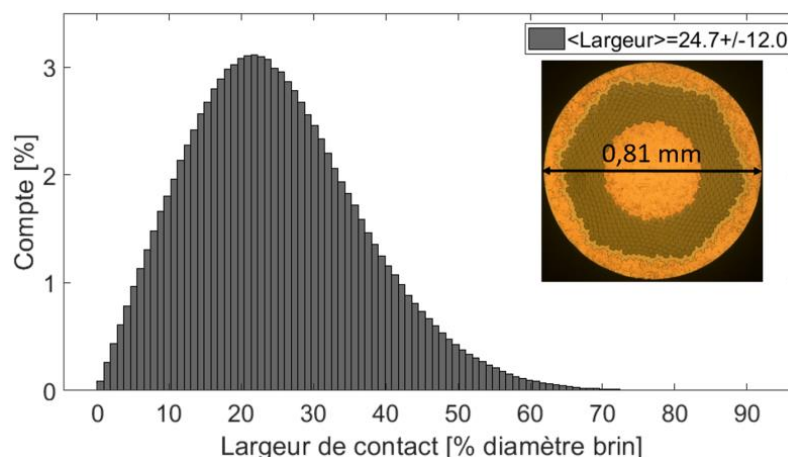


Figure 3 : Distribution des largeurs de pénétration normalisées au diamètre du brin. Insert : photo d'un brin supraconducteur.

3.2. Contacts inter-brins

L'analyse des câbles en conduit par tomographie de rayons-X permet une connaissance précise et fiables des trajectoires de chaque brin composant le câble.

En chaque couche, nous calculons toutes les distances inter-brins en prenant comme référence leur centre. Il y a contact entre deux brins lorsque ces distances sont inférieures ou égales au diamètre d'un brin. Lorsqu'un contact est identifié nous calculons sa largeur et sa longueur (i.e. le nombre de couches sur lesquelles ce contact est identifié). La Figure 3 présente la distribution des largeurs de contact inter-brins normalisée au diamètre de ces derniers. En réalité, les brins sont, soit, distant sans contact, soit, ils s'écrasent les uns contre les autres. La distribution est donc dissymétrique et bornée aux grandes valeurs par l'écrasement maximal de deux brins. L'étude des contacts est essentielle puisqu'ils dictent la conductance inter-brins. Plus un contact sera prononcé, plus la résistance associée sera faible.

3.3. Génération du réseau électrique

3.3.1. Topologie du réseau électrique

Dans cette section, grâce à l'identification des étages du câble et des contacts inter-brins, nous détaillons la construction du réseau électrique équivalent au câble et sa topologie. Dans la suite, les "arrêtes" correspondent aux connexions entre les différents nœuds de ce réseau et les "brins" font référence aux brins physiques formant le câbles et visible en Figure 2.

L'échantillon JT-60SA 3TP est composé de $N_{brins} = 486$ brins et long d'environ 900 mm correspondant à $N_{couches} = 7896$ images tomographiques 2D. Dans le réseau électrique, chaque brin est discrétisé en $N_{couches}$. Ainsi le réseau à une taille égale à $N_{couches} \times N_{brins} = 3\,837\,456$ nœuds. De plus, dans une couche donnée, chaque brin est lié à tous ses contacts par les arrêtes du réseau. Or, dans les câbles en conduit, les brins sont torsadés et assemblés en étages ce qui implique un grand nombre de contacts inter-brins (en moyenne, pour un brin, 5 contacts par couche et 80 brins différents touchés sur la longueur de l'échantillon). Il en résulte donc un réseau électrique de grande taille (~15 millions d'arrêtes et de topologie complexe car de connectivité élevée).

3.3.2. Définition des résistivités inter-brins

Chaque arrête du réseau est affectée d'une valeur de résistivité selon sa direction dans le câble et les matériaux qu'elle lie. Nous aurons 5 types d'arrêtes : longitudinale au sein d'un brin (cuivre ou supraconducteur), contact supraconducteur-supraconducteur, cuivre-supraconducteur et cuivre-cuivre. Dans le cas des contacts transverses, c'est-à-dire au sein d'une même couche, une arrête peut lier deux brins supraconducteurs. Dans ce cas elle sera affectée de la valeur ρ_{ScSc} . Lorsqu'elle lie deux brins de cuivre, la valeur de ρ_{CuCu} y sera affectée et enfin, la valeur de ρ_{ScCu} sera affecté à l'arrête si celle-ci lie un brin supraconducteur et un brin de cuivre. La résistivité transverse des brins est calculée à partir des surfaces de contact inter-brins et de la composition des brins comme le montre la Figure 4. Dans le cas des résistivités longitudinales, c'est-à-dire selon l'axe du câble, cette valeur est connue par le type de matériau. Elle est nulle (ou de valeur négligeable selon le traitement numérique) pour un brin supraconducteur et égale à $\rho_{cu}L_{brin}/S_{brin}$ pour un brin de cuivre.

Bien que l'analyse des images tomographiques permettent de remonter aux surfaces de contact inter-brins, nous ne pouvons pas déterminer la valeur de la résistivité individuelle de contact inter-brins, notée R_{cont} dans la Figure 4. Cette dernière traduit la qualité de contact entre deux brins et est inconnue a priori. Nous ajusterons sa valeur à l'aide de mesures de résistance inter-brins que nous détaillons plus bas.

Notons que, du fait de la présence de brins supraconducteurs dans le câble, deux topologies de réseaux peuvent être créées. La première correspond à la méthode usuelle, les

brins supraconducteurs sont décimés en un seul point puisque leur résistivité longitudinale est nulle. La taille du réseau présenté plus haut est ainsi réduite à 1 279 476 nœuds. Cependant, cette méthode complexifie l'indiaçage des éléments constituant le réseau. La seconde correspond à la méthode décrite en partie 3.3.1 et celle que nous utilisons dans ce travail. Chaque brin est discrétisé en N points. Cela permet d'utiliser également ce réseau pour des applications variées (transition résistive localisée du matériaux supraconducteur) mais au détriment de sa taille.

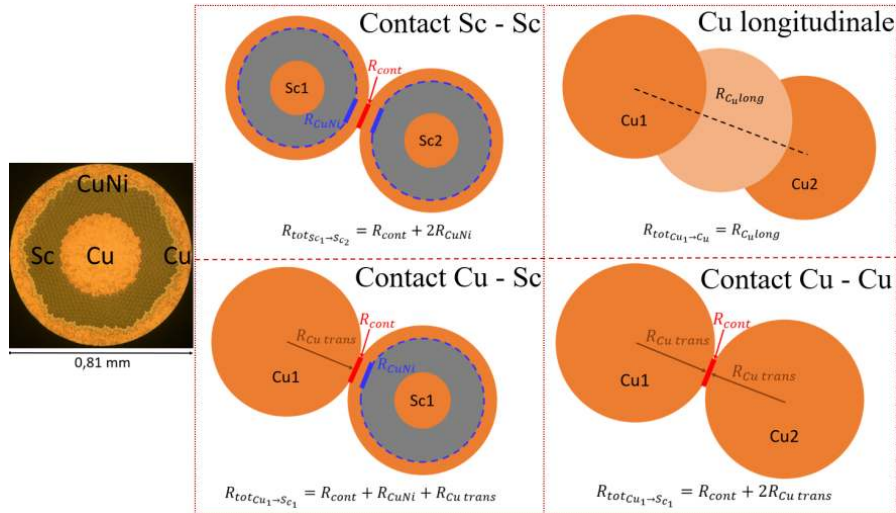


Figure 4 : Schémas de principe du calcul des résistivités inter-brins.

3.3.3. Construction de la matrice des conductances du réseau

La détermination de la résistance entre deux points quelconques du réseau revient à résoudre le système suivant avec une tension imposée U_1 au point n°1 et un courant I au point n°2.

$$[K]\{X\} = \{B\} \quad (1)$$

avec, $[K]$ la matrice carrée de conductivité du réseau électrique, $\{X\}$ un vecteur colonne des inconnues, ici la tension en tout point du réseau, et $\{B\}$ un vecteur colonne contenant les termes sources et les conditions aux limites. $[K]$ est une matrice de grande taille (i.e. taille du réseau au carré, ici 1.47×10^{13} éléments) et très creuse puisque 99,99989% des termes sont nuls. La résolution efficace de ce système implique l'utilisation d'algorithmes d'inversions adaptés aux matrices creuses. De plus nous procédons aux cartographies de résistances entre brins et entre multiplets ce qui, in fine, implique de résoudre le système plusieurs centaines de milliers de fois.

La tension au point n°2, notée U_2 est déterminée à l'aide de l'équation (1) et la résistance entre les points 1 et 2 est donnée par

$$R_{1 \rightarrow 2} = \frac{\Delta U}{I} = \frac{U_2 - U_1}{I} \quad (2)$$

La même méthode peut être utilisée avec plus de deux points en imposant soit des courants ou des tensions aux nœuds choisis. Pour deux tensions imposées, on utilisera la loi des nœuds et des mailles au point considéré pour déterminer I .

Ce calcul est utilisé pour préparer une campagne expérimentale dont l'objectif est d'extraire la résistivité individuelle de contact inter-brins, R_{cont} (cf. Figure 4). Ces mesures se déroulent dans le cadre d'une collaboration en le CEA Cadarache et l'Université de Twente, Enschede (Pays-Bas). Nous effectuerons ces mesures sur l'échantillons JT-60SA 3TP dont nous disposons de la tomographie et du réseau électrique équivalent. La configuration de la station d'essais nous contraint d'effectuer les mesures de résistances inter-brins à partir d'une seule

face de l'échantillon. C'est donc à partir de la face B, qui a été préparée en conséquence (suppression de la gaine et du wrapping sur 100 mm), que nous les réaliserons (cf. Figure 2). L'expérience qui se déroule à froid, avec l'échantillon plongé dans un bain d'hélium liquide à 4,2 K, suppose de limiter les pertes thermiques dues aux connexions électriques. C'est donc dans ce but que nous réalisons des simulations via le réseau électrique équivalent de l'échantillon pour optimiser le choix et le nombre des combinaisons de mesures. L'objectif est de maximiser le nombre de connexions et de comparer les valeurs de résistivités inter-étages avec celles du premier étage. Dans un second temps, les valeurs de la résistivité individuelle de contact seront identifiées sur la base de la comparaison paramétrée entre les valeurs mesurées et calculées. Le choix des combinaisons de brins retenus permettra de vérifier non seulement la valeur moyenne de ce paramètre mais aussi les éventuelles disparités entre les contacts intra-étage ou inter-étages.

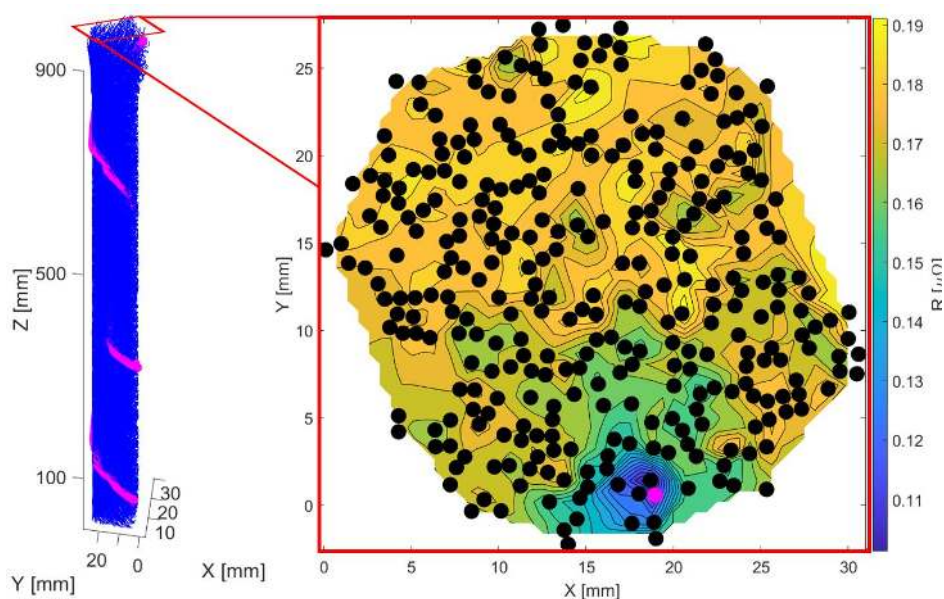


Figure 5 : (Gauche) reconstruction des brins supraconducteurs de l'échantillon JT-60SA 3TP. (Droite) cartographie des paires de résistances entre le brin n°6 (en magenta) et tous les autres brins supraconducteurs (en noir).

3.3.4. Cartographies de résistances inter-brins

Dans cette partie, nous présentons un exemple de résolution du système avec les conditions aux limites (i.e. potentiel et flux) imposées sur la même face pour correspondre au dispositif expérimental. La Figure 5 présente la cartographie des résistances entre le brin n°6 et tous les autres brins supraconducteurs (323 résolutions du système). L'effet de la distance sur la valeur de la résistance est clairement visible. Le voisinage du brin n°6 est une zone de faible résistance, $[0.10 ; 0.13] \mu\Omega$, puisque les contacts entre ce brin et ses voisins sont importants. A l'inverse, la valeur de la résistance augmente avec la distance séparant une paire de brins donnée. En effet, la traversée du réseau implique un nombre croissant de contacts (en série et parallèle) avec la distance séparant les brins. L'ordre de grandeur des résistances calculées est faible et est cohérent avec les attentes et les mesures antérieures sur ce type de CICC. La technologie des câbles en conduit cherche à redistribuer les courants entre les brins le plus efficacement possible et à minimiser les résistances transverses et longitudinales (hors état supraconducteur).

Le réseau établi plus haut permet d'imposer les conditions aux limites de manière arbitraire sur des nœuds quelconques du réseau. Associé à la connaissance des différents étages du câble, cela permet de modéliser une situation quelconque d'opération ou une configuration

de mesures spécifique, en particulier, déterminer les résistivités entre les différentes torsades du câble.

Les valeurs de résistances calculées via ce réseau comportent une incertitude qui est liée, d'une part, à la géométrie du câble issue de la tomographie (diamètre d'un brin estimé à la résolution d'un pixel près entraînant des erreurs sur les largeurs et épaisseurs de contacts), d'autre part, une incertitude intrinsèque aux propriétés des matériaux composant le câble et enfin, aux erreurs numériques. Une estimation claire de ces incertitudes sera établies grâce aux données expérimentales.

4. Conclusion

Nous avons présenté la méthode d'analyse des données 3D issues de la tomographie de rayons-X des câbles en conduit. Nous disposons ainsi des véritables trajectoires des brins qui se révèlent complexes ainsi que de la distribution des contacts inter-brins et de leur surface associée. Enfin, connaissant les distances inter-brins en chaque point de l'échantillon, nous identifions les différents étages qui composent le câble. L'association, de ces derniers avec les statistiques de contacts permet de générer le réseau électrique équivalent du câble et se placer en tous points et toutes échelles. Nous donnons un exemple de résolution du réseau électrique pour les paires de brins supraconducteurs. Pour une paire de brins donnée, la résistance augmente avec la distance séparant ces brins. Nous confronterons les simulations réalisées à l'aide du réseau électrique à des mesures de résistance inter-brins et inter-étages actuellement en cours. Enfin, nous prévoyons d'utiliser les résultats de ces mesures comme paramètres d'entrée du modèle COLISEUM qui vise à prédire les pertes par couplages d'un câble en conduit à différentes échelles.

Références

- [1] P. Bruzzone, «30 Years of Conductors for Fusion: A Summary and Perspectives,» *IEEE Transaction On Applied Ssuperconductivity*, vol. 16, n° %12, 2006.
- [2] L. Zani, P. Barabaschi et M. Peyrot, «Starting EU Production of Strand and Conductor,» *IEEE Transaction on Applied Superconductivity*, vol. 22, n° %13, 2012.
- [3] I. Tiseanu, «Multi-scale 3D modelling of a DEMO prototype cable from strand to full-size conductor based on X-ray tomography and image analysis,» *Fusion Engineering and Design*, vol. 146, pp. 568-573, 2019.
- [4] R. Babouche, L. Zani, A. Louzguiti, B. Turck, J. Duchateau et F. Topin, «Analytical Modeling of Coupling Losses in CICC's, Extensive Study of the COLISEUM Model,» *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 32, n° %16, pp. 1-5, 2022.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier l'entreprise ASSYSTEM et M. Slim Constant pour leur soutien financier et technique. Nous remercions également M. Jiolat pour son aide à la préparation de l'échantillon.

Production d'eau purifiée par évaporation solaire sur des structures 3D recouvertes de charbon actif : étude numérique du système

R. Fillet¹, V. Nicolas*¹, A. Celzard^{1,2}, V. Fierro¹

¹Université de Lorraine, CNRS, IJL, F-88000 Epinal, France

²Institut Universitaire de France (IUF)

*(auteur correspondant : vincent.nicolas@univ-lorraine.fr)

Résumé - Dans ce travail, des architectures ont été imprimées en 3D et recouvertes de charbon actif pour améliorer le transport de l'eau et la conversion photothermique lorsqu'elles sont utilisées comme évaporateurs solaires pour la purification de l'eau. L'accent a été mis sur la modélisation du processus d'évaporation pour étudier les différents aspects affectant les performances. Nous présentons ainsi un modèle numérique 3D permettant de simuler les transferts de vapeur d'eau et de chaleur vers l'air extérieur en modélisant l'écoulement autour des évaporateurs avec pour objectif de développer un modèle plus représentatif des conditions expérimentales.

Nomenclature

c_p	capacité thermique, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	R_c	résistance thermique, $m^2 K^1 W^{-1}$
D_{va}	coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air, $m^2 s^{-1}$	T	Température, K
\vec{g}	accélération gravitationnelle, $m s^{-2}$	\vec{u}	vitesse d'écoulement, $m s^{-1}$
h_c	coefficient d'échange convectif thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
h_v	enthalpie de vaporisation, $kJ.kg^{-1}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
H_r	humidité relative, %	μ	viscosité dynamique, Pa s
K	coefficient de transfert massique convectif, $m.s^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
\dot{m}	taux d'évaporation, $kg.m^{-2}.h^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
M	masse molaire, $kg.mol^{-1}$	a	air ambiant
P	pression, Pa	i	composant i
P_s	ensoleillement moyen sur terre, $W.m^{-2}$	m	matériau
R	constante universelle des gaz, $J mol^{-1} K^{-1}$	sat	saturation
		v	vapeur
		w	eau
		0	référence

1 Introduction

En raison de l'augmentation de la population mondiale, de la pollution des rivières et du réchauffement climatique, on estime que d'ici 2050, 3,9 milliards de personnes, soit plus de 40 % de la population mondiale, vivront dans des zones de stress hydrique [1]. Il est donc nécessaire de développer de nouvelles solutions pour produire de l'eau propre en utilisant moins d'énergie. L'énergie solaire est bien adaptée à la production d'eau propre à l'aide d'un système d'évaporation/condensation [2]. En effet, l'insertion d'un matériau évaporateur à l'interface air/eau permet d'augmenter considérablement le flux d'évaporation. La vapeur d'eau est ensuite condensée au contact d'une paroi froide.

L'évaporation de l'eau est un phénomène qui se produit à l'interface entre l'eau, qu'elle soit liquide ou adsorbée sur une surface, et l'air. Nous avons montré que le débit d'évaporation de l'eau dépend de la température de l'air autour du matériau évaporateur [3] et que l'humidité joue également un rôle, mais dans une moindre mesure. En effet, l'augmentation de la température de l'air augmente également la pression de vapeur saturante, ce qui permet à l'air de contenir davantage d'eau. En outre, l'augmentation de la température de l'interface augmente la température locale de l'air et permet à plus d'eau de s'évaporer. Pour obtenir une efficacité

d'évaporation élevée, le matériau doit être très absorbant pour la lumière et la chaleur doit être maintenue à l'interface [4,5]. Habituellement, une mousse isolante est utilisée pour maintenir la chaleur à la surface, sur laquelle le matériau évaporateur est positionné sous flux solaire. L'eau est pompée soit à travers le matériau, soit à travers du coton ou un autre matériau à forte diffusion d'eau. Ces matériaux peuvent être constitués de nanostructures métalliques, de nanostructures semi-conductrices inorganiques, de polymères ou de carbone [6].

a)

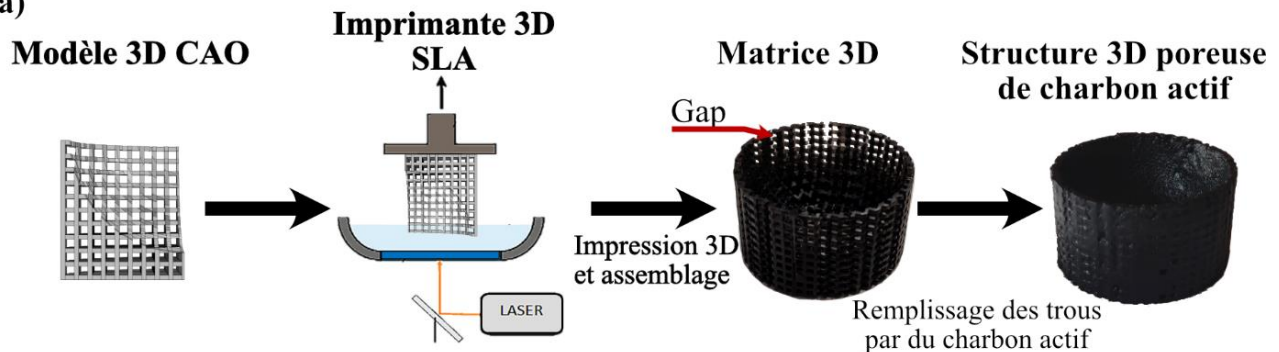


Figure 1 : Procédé d'impression 3D pour obtenir une structure poreuse en 3D, puis remplissage des espaces vides avec du charbon actif.

Dans cet article, une nouvelle approche consistant à combiner un nanomatériau carboné et l'impression 3D est utilisée pour étudier différents types de géométries à l'aide de mesures expérimentales et de modélisation numérique. L'originalité de ce travail consiste à utiliser une structure imprimée en 3D recouverte de poudre de charbon actif (CA) comme matériau d'évaporation sous flux convectif. Une surface plane en 2D et quatre structures 3D différentes sont étudiées ici pour observer les phénomènes qui se produisent pendant l'évaporation. Des résultats expérimentaux d'évaporation ainsi que des résultats de simulation sont présentés. Ensuite, une étude sur les coefficients d'échange thermique de chaque côté de tous les matériaux est réalisée à partir des résultats de simulation. Enfin, l'effet de faire une perforation dans une structure parabolicoïde 3D est étudié.

2 Matériels et méthodes

2.1 Matériaux d'évaporation

Cinq géométries ont été étudiées : une surface plane en 2D et quatre structures en 3D, à savoir un cône inversé, une sphère et un parabolicoïde de révolution, sans ou avec perforation. Chaque matériau a d'abord été dessiné sur COMSOL et conçu à l'aide du logiciel de CAO NAUTA (DWS, Italie), puis imprimé à l'aide d'une imprimante 3D haute résolution DWS J28 (desktop SLA), de la résine Invicta DL380 (DWS, Italie) et d'un laser de classe 1 ($\lambda = 405$ nm, 32 mW) avec une taille de spot laser de 17 μm . La structure imprimée en 3D qui en résulte sert uniquement de squelette, qui est rempli de CA, et ne diffuse pas l'eau elle-même. Les géométries résultantes présentent un motif de grille avec un espacement qui permet de les recouvrir totalement avec du CA, et ont une surface uniforme sur les côtés et le dessus. Le CA utilisé pour toutes les expériences est le PULSORB WP270 de Chemviron, une société de Kuraray. Le processus de fabrication des structures est illustré sur la **Figure 1**.

2.2 Modèle physique

Le simulateur solaire utilisé dans cette étude est refroidi par plusieurs ventilateurs car sa puissance de sortie est proche de 1 kW. Pour étudier l'écoulement autour de la structure, un modèle 3D a été écrit en utilisant COMSOL Multiphysics 6.0. Le modèle de matériau d'évaporation parabolicoïde est illustré en **Figure 2**. Dans l'expérience et dans le modèle, la surface supérieure est éclairée par le rayonnement solaire, refroidie par convection avec l'air, et évapore de l'eau comme le montre la **Figure 2a**. En bas, il n'y a que de la conduction, avec un coefficient de transfert de chaleur fixé.

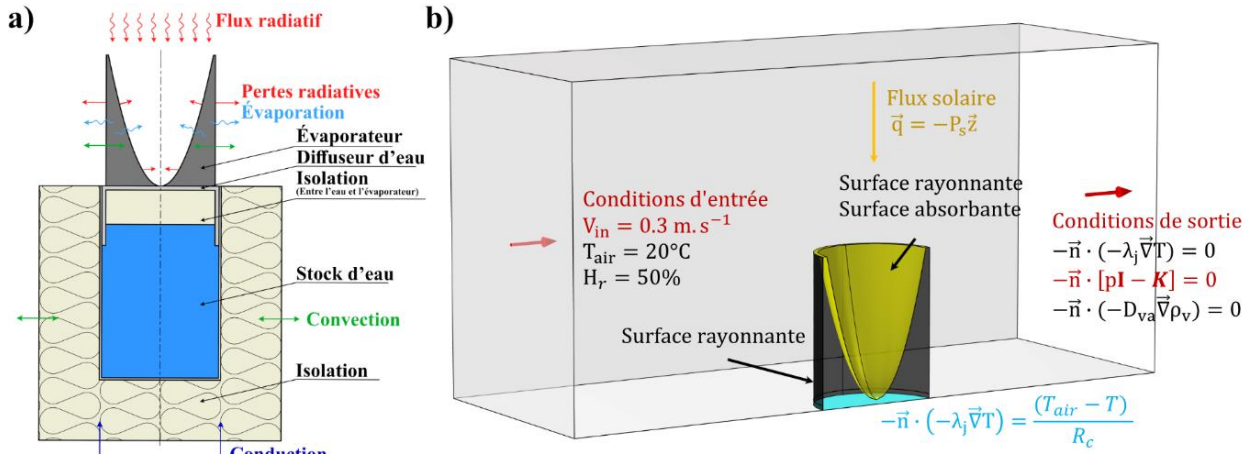


Figure 2 : a) Schéma du système d'évaporation expérimental et de la physique impliquée ; et b) Schéma des conditions limites fixées dans la simulation (seule la section calculée est montrée ici).

2.2.1 Equations générales

Afin de simuler les transferts de chaleur et de masse existant pendant le processus d'évaporation, les équations de conservation de l'énergie et de la masse ont été utilisées pour obtenir la température, T (Eq. 1), la vitesse d'écoulement du fluide, \vec{u} (Eq. 2 et Eq. 3), et la concentration de la vapeur dans l'air, ρ_v (Eq. 5). L'équation de conservation de l'énergie décrit le transfert de chaleur par conduction et les changements de température au cours du temps. L'équation de transfert de chaleur s'écrit donc comme suit :

$$\rho_j c_{p,j} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T + \vec{\nabla} \cdot (-\lambda_j \vec{\nabla} T) = 0 \quad (\text{Eq. 1})$$

où ρ_j (kg m^{-3}) est la masse volumique, $c_{p,j}$ ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) est la chaleur spécifique, \vec{u} (m s^{-1}) est la vitesse d'écoulement et λ_j ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$) est la conductivité thermique du composant j (matériau d'évaporation, m , ou air, a). La vitesse d'écoulement du fluide est décrite par les équations stationnaires de Navier-Stokes (Eq. 2) et de conservation de la masse (Eq. 3).

$$\rho_a (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot \left[-p\mathbf{I} + \mu(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T) - \frac{2}{3} \mu (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \mathbf{I} \right] - \rho_a \vec{g} \quad (\text{Eq. 2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_a \vec{u}) = 0 \quad (\text{Eq. 3})$$

où p (Pa) est la pression, μ (Pa s) est la viscosité dynamique de l'air and \vec{g} (m s^{-2}) l'accélération de la pesanteur. ρ_a (kg m^{-3}) est la masse volumique de l'air et se calcule comme suit :

$$\rho_a = \frac{p M_a}{RT} \quad (\text{Eq. 4})$$

où R ($8,314 \text{ J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$) est la constante universelle des gaz et M_a (kg mol^{-1}) est la masse molaire de l'air. Le transfert de la vapeur d'eau est décrit par le phénomène de diffusion de l'eau dans l'air (Eq. 5) :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_v \vec{u} - D_{va} \vec{\nabla} \rho_v) = 0 \quad (\text{Eq. 5})$$

où D_{va} ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) est le coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air.

2.2.2 Conditions aux limites

Dans cette section, les conditions aux limites utilisées sont données. Il convient de noter que les conditions de continuité thermique sont utilisées dans l'équation de la chaleur (Eq. 1) pour toutes les frontières internes. Les conditions aux limites sont également représentées sur la **Figure 2b**.

2.2.2.1 Interface entre l'air et le matériau évaporateur

L'échange de chaleur à la surface (Eq. 6) tient compte de la convection, du rayonnement lumineux entrant, ainsi que des pertes par émission et évaporation de l'eau (**Figure 2**).

L'évaporation de l'eau implique le taux d'évaporation de la surface, \dot{m}_{surf} ($\text{kg m}^{-2} \text{h}^{-1}$), multiplié par l'énergie consommée pour élever la température de l'eau et l'enthalpie de vaporisation de l'eau, h_v (J kg^{-1}).

$$-\vec{n} \cdot (-\lambda_m \vec{\nabla} T) = -\vec{n} \cdot (\rho_a c_{p,a} T \vec{u} - \lambda_a \vec{\nabla} T) - \dot{m}_{surf} (h_v + c_{p,v} (T - T_{ref})) + P_r \quad (\text{Eq. 6})$$

où λ_m ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$) est la conductivité thermique du matériau d'évaporation, ρ_a (kg m^{-3}) est la masse volumique de l'air, $c_{p,a}$ ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) est la capacité thermique de l'air, λ_a ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$) est la conductivité thermique de l'air, T_{ref} (273.15 K) est la température de référence, P_r (W m^{-2}) le terme source de densité de puissance de l'équation de rayonnement de surface à surface et $-\vec{n}$ le vecteur unitaire normal à la frontière.

Le calcul du rayonnement de surface à surface utilise un ensemble d'équations de la boîte à outils de rayonnement de surface à surface de COMSOL. Le terme source d'énergie du soleil, P_s (W.m^{-2}), est réglé pour que l'énergie solaire soit appliquée sur l'axe perpendiculaire au matériau. À la surface supérieure, la perte d'eau dans l'équation de la diffusivité est égale au taux d'évaporation:

$$-\vec{n}(\rho_v \vec{u} - D_{va} \vec{\nabla} \rho_v) = \dot{m}_{surf} \quad (\text{Eq. 7})$$

On considère que la surface du matériau est saturée d'eau liquide. Puisque l'évaporation de l'eau provient de la différence de concentration massique entre la surface et l'air, alors \dot{m}_{surf} est calculé comme suit [7]:

$$\dot{m}_{surf} = -K(\rho_{v,sat} - \rho_v) \quad (\text{Eq. 8})$$

où K (m s^{-1}) est le coefficient d'échange de masse par convection. En outre, la concentration de la vapeur à la limite air-matériau, considérée comme saturée, $\rho_{v,sat}$ (kg.m^{-3}), est calculée comme suit:

$$\rho_{v,sat} = \frac{P_{v,sat} M_v}{RT} \quad (\text{Eq. 9})$$

où M_v (kg mol^{-1}) la masse molaire de l'eau. La pression de la vapeur d'eau à une température donnée T , $P_{v,sat}$ (Pa), est calculée comme suit:

$$P_{v,sat} = P_0 \exp\left(\frac{h_v}{R} M_v \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right) \quad (\text{Eq. 10})$$

où P_0 (101 325 Pa) est la pression de référence et T_0 (373.15 K) est la température d'ébullition de l'eau.

2.2.2.2 Interface entre la réserve d'eau et le fond du matériau

Pour simplifier, un flux de chaleur par conduction est représenté comme suit, avec une résistance thermique globale et une température de l'air fixe:

$$-\vec{n} (-\lambda_m \vec{\nabla} T) = \frac{(T_a - T)}{R_c} \quad (\text{Eq. 11})$$

où R_c ($\text{m}^2 \text{K}^1 \text{W}^{-1}$) est la résistance thermique entre le matériau évaporateur et l'eau, et T_a (K) est la température de l'air.

2.2.2.3 Entrées, sorties d'air et autres limites

Pendant l'expérience, la vitesse d'écoulement de l'air, V_{in} , a été mesurée et s'est avérée être de $0,3 \text{ m s}^{-1}$. Cette dernière valeur et la T_a entrant dans le domaine, fixée à 293,15K, ont été utilisées pour calculer la concentration de l'eau à l'aide de l'équation suivante:

$$\rho_{v,in} = \frac{P_{v,sat,20} M_v}{RT} H_r \quad (\text{Eq. 12})$$

où $P_{v,sat,20}$ (Pa) est la pression de vapeur d'eau à 20°C calculée à l'aide de l'Eq. (10), la température, T , et l'humidité relative, H_r , étant respectivement de 293,15K et 50%. D'autres frontières, représentées en gris sur la **Figure 2b**, ont également ces valeurs de T et H_r , et sont également considérées comme des parois pour la physique de l'écoulement. Un plan de symétrie passant par le milieu de la structure, dans la direction de l'écoulement, est utilisé pour réduire

le temps de calcul, permettant de ne calculer que la moitié de la géométrie. La **Figure 2b** montre la section calculée.

3 Résultats et discussion

3.1 Comparaison entre la simulation et les expériences

La **Figure 3a** montre les performances d'évaporation pour toutes les géométries imprimées, ainsi que pour une surface plane de CA et d'eau sans matériau. Chaque résultat dépend linéairement de la température, de sorte qu'une régression linéaire peut être effectuée pour déterminer une valeur d'évaporation à 293,15K. La particularité pour le paraboloïde perforé est que l'évaporation est plus dépendante de la température de l'air que les autres. À 293,15K, les taux d'évaporation expérimentaux étaient de 0,53, 1,34, 1,41, 1,91 et 1,91 $\text{kg m}^{-2} \text{h}^{-1}$, pour les géométries plane, conique, sphérique, paraboloïde et paraboloïde perforée, respectivement. Ces derniers résultats sont présentés dans la **Figure 3b**, ainsi que les résultats simulés pour chaque géométrie, en fonction de la surface totale d'évaporation, qui comprend à la fois la surface éclairée et la surface latérale des géométries. Il est mis en évidence que l'évaporation augmente linéairement avec la surface d'évaporation totale. Les taux d'évaporation simulés étaient de 0,88, 1,63, 1,61, 1,94 et 1,97 $\text{kg m}^{-2} \text{h}^{-1}$ pour les géométries plane, triangulaire, sphérique, paraboloïde et paraboloïde perforée, respectivement.

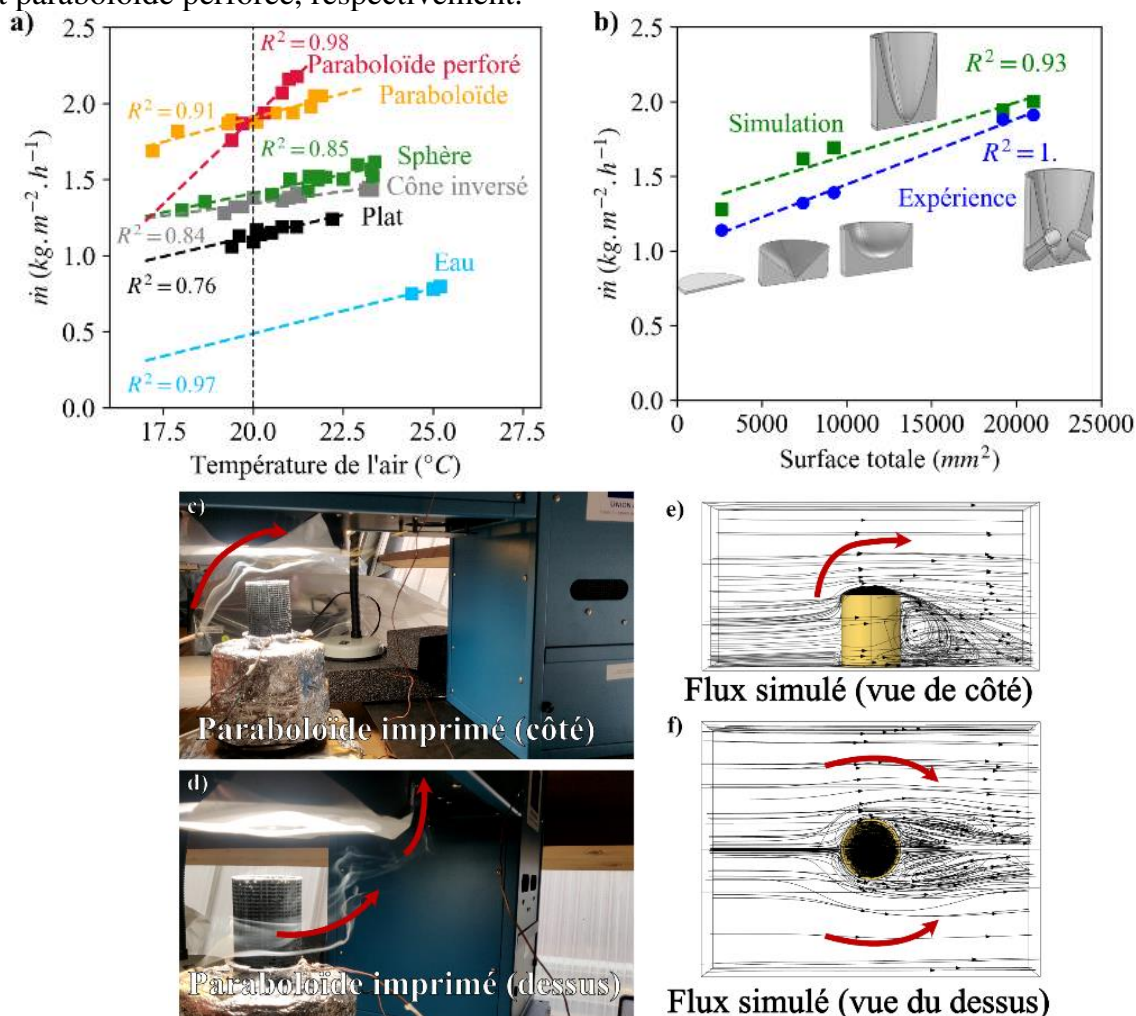


Figure 3 : a) Régressions linéaires des résultats expérimentaux du taux d'évaporation pour chaque géométrie ; b) taux d'évaporation simulé et expérimental en fonction de la surface totale d'évaporation ; essai de fumée pour la géométrie paraboloïde vue de : c) côté, et d) devant ; courbes de vitesse de l'écoulement d'air simulé vues de : e) côté, et f) dessus.

En prenant une température de 293,15K, une H_f de 50 % et un faible flux convectif comme cas de référence, le paraboloïde perforé évapore à 1,91 $\text{kg m}^{-2} \text{h}^{-1}$. Un matériau similaire en

forme de coupe 3D a été fabriqué par Shi et al. et avait au moins 50% de surface d'évaporation en plus que le paraboloïde perforé présenté ici, et il évaporait à $2,04 \text{ kg m}^{-2} \text{ h}^{-1}$ sous un éclairage solaire [8].

Il a été constaté que le ventilateur refroidissant la lampe au xénon, qui est positionné à l'arrière du système d'évaporation comme le montrent les **Figure 3c** et **Figure 3d**, crée un flux d'air autour du matériau avec une vitesse d'air de $0,4 \text{ m s}^{-1}$. Un test de fumée a donc été effectué et a révélé que la convection était forcée en raison du refroidissement de la lampe au xénon. La **Figure 3c** et la **Figure 3d** montrent la fumée provenant de l'avant et du côté du système. Sur le côté, le flux passe au-dessus de la géométrie et on peut voir une partie de la fumée s'écouler à l'intérieur du paraboloïde. De face, l'écoulement contourne le côté de la géométrie. L'écoulement simulé, calculé à l'aide des Eq. (2) et (3), est illustré en **Figure 3e** et **Figure 3f** et présente un comportement similaire à celui de l'essai de fumée. Un tourbillon est visible derrière la géométrie, ce qui n'était pas visible dans le test de fumée.

Les **Figure 4a** à **Figure 4e** montrent la distribution de l'humidité relative pour les différentes géométries et les **Figure 4f** à **Figure 4j** montrent la distribution de la température. Avec ces simulations, on peut également observer que l'air entrant en contact avec la géométrie se charge en humidité et augmente sa température. Ceci montre que les transferts de masse et de chaleur sont transversaux et donc pilotés par le flux d'air créé par le ventilateur utilisé pour refroidir le simulateur solaire. Cette observation, couplée aux expérimentations (en **Figure 3**), valide l'hypothèse d'utiliser un modèle 3D pour étudier les transferts de chaleur et de masse. Lorsque la convection naturelle est prédominante et que le transfert vertical est observé, une simulation 2D axisymétrique est suffisante. De plus, un tourbillon est visible derrière chaque géométrie, ce qui améliore le transfert de chaleur et de masse et donc l'évaporation.

La géométrie paraboloïde perforée, quant à elle, présente un écoulement de bas en haut, la perforation à l'arrière faisant également office d'entrée. L'entrée d'air en bas permet à cette géométrie d'accélérer les transferts à l'intérieur, ce qui peut être vu sur la **Figure 3a** où la régression linéaire du paraboloïde montre un comportement plus sensible au changement de température. Entre les géométries, des comportements similaires sont perceptibles. La température est toujours plus élevée au centre de la géométrie, c'est-à-dire à la pointe du cône, à la base de la sphère ou à la base du paraboloïde. De même, plus la géométrie est grande, plus la température interne est basse, ce qui est dû à la répartition du rayonnement sur une plus grande surface ainsi qu'aux pertes par évaporation. Généralement, une température de surface plus élevée est souhaitable pour l'évaporation [3], mais dans ce cas, elle peut aussi être un moyen d'exploiter l'énergie de l'air [9]. En effet, si la surface est plus froide que l'air, l'échange entre les deux est bénéfique, ce qui est le cas en plusieurs points pour les deux paraboloïdes.

3.2 Coefficients d'échange sur les différents côtés

Malgré l'absence d'évacuation d'air saturé, l'échange de chaleur varie en fonction de chaque géométrie. Dans le cas où l'air environnant n'est pas simulé par la dynamique des fluides, l'échange de chaleur est considéré en introduisant le coefficient de transfert de chaleur convectif, qui est difficile à estimer lors de l'utilisation de géométries complexes [3]. Par conséquent, cette section propose d'étudier l'impact de la géométrie sur le coefficient de transfert de chaleur convectif. La **Figure 5** montre les différents coefficients de transfert de chaleur convective recalculés le long d'une ligne au milieu et sur les côtés de la géométrie pour les cas présentés précédemment. Les différentes structures sont représentées au milieu de la **Figure 5a**, et les coefficients de transfert de chaleur correspondants sont tracés sur ses côtés : avant, haut et arrière. L'avant étant représenté à gauche, d'où provient le flux d'air, l'axe des x est positif à gauche et négatif à droite. En outre, le graphique du haut montre h_c en fonction de l'axe des x et les graphiques de l'avant et de l'arrière montrent h_c en fonction de l'axe des y. Le coefficient a été calculé à partir du bilan des flux de chaleur arrivant à la frontière. Tout d'abord, au niveau des surfaces avant et arrière, correspondant respectivement aux graphiques gauche et

droite, les transferts thermiques sont plus prévisibles. Pour les grandes géométries, qui sont tous deux des paraboloïdes, le transfert de chaleur à l'avant est constant avec des valeurs autour de $16 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, tandis que les plus petites, qui sont le cône inversé et la sphère, montrent une valeur maximale près du sommet ($25 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$), qui diminue jusqu'à une valeur minimale à la base ($10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$). Ces valeurs reflètent le fait que le flux d'air arrive perpendiculairement au cylindre sans perturbation, ce qui permet un transfert de chaleur élevé. Ce n'est pas le cas à l'arrière des géométries, car elles présentent toutes un tourbillon qui part du haut et revient vers leur face arrière (**Figure 4**). Il en résulte une courbe avec une valeur maximale du coefficient de transfert de chaleur à l'endroit où le flux arrive, à l'arrière des géométries, de $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ pour toutes les géométries, à l'exception du paraboloïde perforé, qui présente un vortex plus élevé et un coefficient maximal de $5 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Cependant, ces valeurs sont inférieures à celles de la face avant car la vitesse de l'écoulement est réduite par la présence des structures, comme on peut le voir sur les **Figure 5b** et **5c**.

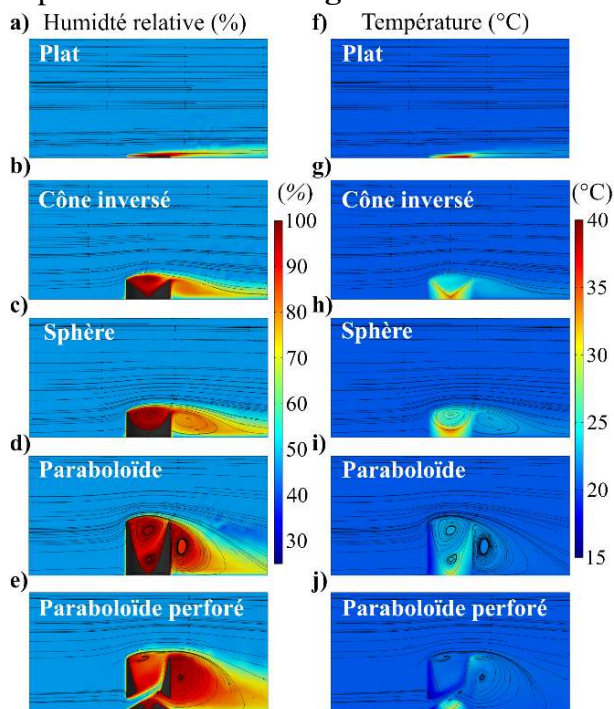


Figure 4 : de a) à e) humidité relative et courbes de vitesse du flux d'air; et de f) à j) température vue sur un plan placé au milieu du domaine pour chaque géométrie.

La surface plane, représentée uniquement sur la face supérieure, présente un coefficient plus uniforme d'environ $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Bien que la valeur augmente à la frontière avant, puisque la quantité de surface par transfert de chaleur est faible, la surface plane transfère de manière homogène car l'écoulement n'est pas perturbé par sa présence. Par rapport au comportement de la surface plane, les autres géométries présentent un profil de h_c qui dépend de la convection qui se produit au sommet. Elles présentent toutes un effet de vortex, visible sur les **Figure 4b-d**, qui part de la face arrière de la surface supérieure, où l'écoulement touche la structure, puis se déplace vers l'intérieur en passant par le centre de la géométrie concave, puis vers la face avant de la géométrie supérieure. Ce tourbillon est directement visible sur le coefficient de transfert de chaleur, puisque l'air s'écoulant sur une surface entraîne un transfert de chaleur plus important. Par conséquent, le cône inversé, la sphère et le paraboloïde présentent chacun une valeur élevée à l'arrière (à droite du graphique) et diminue jusqu'à une faible valeur, inférieure à $8 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, puis augmente à nouveau à l'avant (à gauche du graphique). Le paraboloïde présente une courbe plus raide à l'avant, avec une valeur croissante supérieure à $15 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, une valeur que la sphère et le cône inversé ne dépassent pas. Le paraboloïde perforé, cependant,

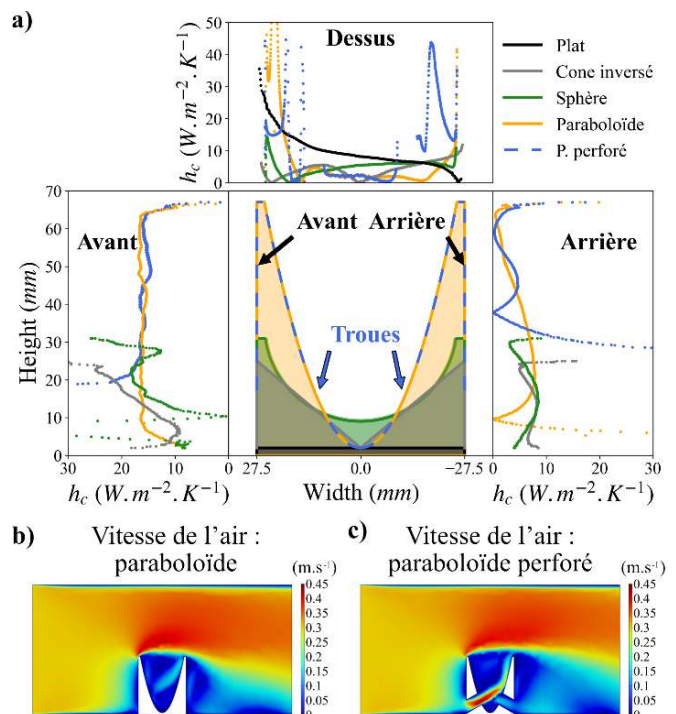


Figure 5 : a) Coefficient de transfert de chaleur sur la face avant, la face arrière et la surface supérieure ; profil de vitesse de l'air pour le : b) paraboloïde, et c) paraboloïde perforé.

montre un comportement différent qui est causé par l'écoulement à travers les perforations. En fait, comme on peut le voir sur la **Figure 5c**, l'écoulement à l'intérieur des perforations à l'avant du paraboloïde perforé est rapide, ce qui se traduit directement par une valeur h_c élevée, autour de $40 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, visible en bleu sur la droite du graphique supérieur, là où la perforation commence. Le transfert de chaleur devient élevé puis diminue. Cependant, en raison du flux d'air, ce comportement n'est pas symétrique, de sorte que la face avant de la surface supérieure ne présente pas un transfert aussi élevé. Les perforations sont donc thermiquement bénéfiques, car elles augmentent le transfert de masse et donc le transfert de chaleur, mais comme l'air est rapidement saturé, cet effet ne se traduit guère par une augmentation de l'évaporation.

4 Conclusion

Dans cette étude, un nouvel évaporateur solaire combinant un squelette imprimé en 3D pour créer des géométries uniques recouvertes de charbon actif (CA) a été modélisé et validé en utilisant un ensemble de résultats expérimentaux obtenus sur différentes géométries d'évaporateur. Un taux d'évaporation de $1,91 \text{ kg m}^{-2} \text{ h}^{-1}$ a été atteint à $293,15\text{K}$ sous une illumination solaire de 1 kW m^{-2} . Il a été constaté que le taux d'évaporation dépend fortement de la surface d'évaporation. Une étude des coefficients d'échange thermique a montré leur variation en fonction de la géométrie. Il a également été constaté que la géométrie utilisée pour l'évaporation doit permettre le passage de l'air, afin que l'échange thermique soit favorisé par le flux d'air et que l'air saturé en eau puisse être évacué, ce qui a été facilité par des perforations à la base de la structure paraboloïde imprimée en 3D. Grâce à cette nouvelle structure imprimée en 3D et remplie de CA, une grande variété de géométries précises et ouvertes peuvent être réalisées pour améliorer encore les résultats de l'évaporation solaire sous flux convectif.

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] R. Fillet, V. Nicolas, V. Fierro, A. Celzard, A review of natural materials for solar evaporation, *Solar Energy Materials and Solar Cells*. 219 (2021) 110814. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2020.110814>.
- [3] R. Fillet, V. Nicolas, V. Fierro, A. Celzard, Modelling heat and mass transfer in solar evaporation systems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 181 (2021) 121852. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121852>.
- [4] P. Zhang, Q. Liao, H. Yao, Y. Huang, H. Cheng, L. Qu, Direct solar steam generation system for clean water production, *Energy Storage Materials*. 18 (2019) 429–446. <https://doi.org/10.1016/j.ensm.2018.10.006>.
- [5] G. Liu, J. Xu, K. Wang, Solar water evaporation by black photothermal sheets, *Nano Energy*. 41 (2017) 269–284. <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2017.09.005>.
- [6] X. Wu, G.Y. Chen, G. Owens, D. Chu, H. Xu, Photothermal materials: A key platform enabling highly efficient water evaporation driven by solar energy, *Materials Today Energy*. 12 (2019) 277–296. <https://doi.org/10.1016/j.mtener.2019.02.001>.
- [7] 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 Journal*. 62 (2016) 3847–3863. <https://doi.org/10.1002/aic.15301>.
- [8] Y. Shi, R. Li, Y. Jin, S. Zhuo, L. Shi, J. Chang, S. Hong, K.-C. Ng, P. Wang, A 3D Photothermal Structure toward Improved Energy Efficiency in Solar Steam Generation, *Joule*. 2 (2018) 1171–1186. <https://doi.org/10.1016/j.joule.2018.03.013>.

Remerciements - Recherche soutenue financièrement par le Ministère des armées – Agence de l'innovation de défense

Caractérisation thermo-hydraulique de câbles en conduit de bobines supraconductrices de tokamaks

Q. Gorit^{1,2}, J. Gaspar², G. Jiolat¹, B. Lacroix¹, A. Louzguiti¹, C. Nguyen Thanh Dao¹, S. Nicollet¹, F. Topin² et A. Torre¹

¹ CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France

² Aix Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille, France

*(auteur correspondant : quentin.gorit@cea.fr)

Résumé - Les supraconducteurs de type câble en conduit, constituant les bobines de tokamak, sont composés d'un milieu poreux refroidi par un écoulement d'hélium forcé à température cryogénique. Dans le cadre de la caractérisation des propriétés thermo-hydrauliques de ces câbles, des expériences d'écoulement forcé de fluide en équilibre ou en déséquilibre thermique avec les solides ont été réalisées. Une méthode inverse appliquant un modèle d'écoulement ainsi qu'un modèle thermique à trois températures permet l'estimation des coefficients de friction et d'échange convectif volumique du milieu. Les résultats mettent en évidence une plage de mesure testée appartenant à un régime inertiel et des coefficients d'échange convectif en accord satisfaisant avec la corrélation de Dittus-Boelter.

Nomenclature

A	surface, m ²	h	coefficient d'échange convectif, W.m ⁻² .K ⁻¹
L	longueur de l'échantillon, m	f	coefficient de friction de Darcy
e	épaisseur, m	K	perméabilité, m ²
D_h	diamètre hydraulique, m	<i>Symboles grecs</i>	
P_w	périmètre mouillé, m	β	coefficient inertiel, m ⁻¹
C	capacité thermique, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	ρ	masse volumique, kg.m ⁻³
T	température, K	λ	conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹
v	vitesse, m.s ⁻¹	μ	viscosité dynamique, Pa.s
p	pression, Pa	μ_{JT}	coefficient de Joule-Thomson, K.Pa ⁻¹
R'	constante spécifique du gaz, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	<i>Indices et exposants</i>	
\dot{m}	débit massique, kg.s ⁻¹	s	solide (brins ou gaine)
q	flux thermique, W.m ⁻³ .K ⁻¹	ext	environnement extérieur
Re	nombre de Reynolds	$ruban$	ruban en acier
Pr	nombre de Prandtl	$stagnant$	fluide stagnant entre ruban et gaine
Nu	nombre de Nusselt		

1. Introduction

Le refroidissement des aimants supraconducteurs de tokamak peut être effectué à l'aide d'un écoulement forcé d'hélium supercritique à température cryogénique, e.g. 4.5 K. L'aimant est dans ce cas constitué de conducteurs bobinés de type câble en conduit, ceci assurant l'évacuation efficace de la chaleur et la stabilité thermique pour l'état supraconducteur. Une perte de cette stabilité est un évènement majeur durant l'opération d'un tokamak du fait de l'endommagement potentiel de l'aimant. En effet, la transition irréversible de l'état supraconducteur vers l'état résistif convertit, par effet joule, d'importantes quantités d'énergie magnétique stockée dans la bobine en chaleur, e.g. 10⁶ J. Il est donc nécessaire pour la sûreté de la machine de modéliser et de prédire le comportement thermo-hydraulique de ces câbles. Pour ce faire, les paramètres géométriques, d'écoulement et de transferts thermiques des câbles doivent être mesurés.

Les échantillons testés proviennent d'une bobine toroïdale de JT-60SA. Ils sont composés

de 486 brins de cuivre ou de niobium-titane dans un agencement multiétages de torsades qui est enrubanné puis inséré dans une gaine en acier. La morphologie complexe du milieu est un poreux inséré dans un conduit [1]. D'une longueur de 1 m, ils correspondent à plus de trois fois le pas de torsade (0.29 m) du dernier étage des brins. Cette longueur assure un écoulement développé hydrauliquement et thermiquement et est représentative de la morphologie complète du câble qui se répète à chaque pas de torsade dans l'aimant de longueur totale 113 m. Les paramètres géométriques des échantillons ont été déterminés à partir de mesures 3-D de tomographie aux rayons X [2] sur un échantillon du même câble, voir Figure 1. L'épaisseur de gaine est réduite de moitié afin de limiter son inertie thermique et son influence. Le diamètre hydraulique choisi dans le cadre de cette étude est une longueur caractéristique de l'échelle du pore. Il est déterminé à partir d'une surface de fluide et de périmètres mouillés moyennés le long de l'échantillon. Les brins sont supposés de sections identiques et circulaires. La surface de fluide moyenne est calculée à partir du volume de fluide divisé par la longueur d'échantillon. Ce volume de fluide est déduit de la soustraction des volumes de solides (brins, gaine et ruban) au volume total d'échantillon. Les périmètres mouillés entre fluide et brins ainsi qu'entre fluide et gaine sont estimés sur chaque section tomographiée puis moyennés longitudinalement.

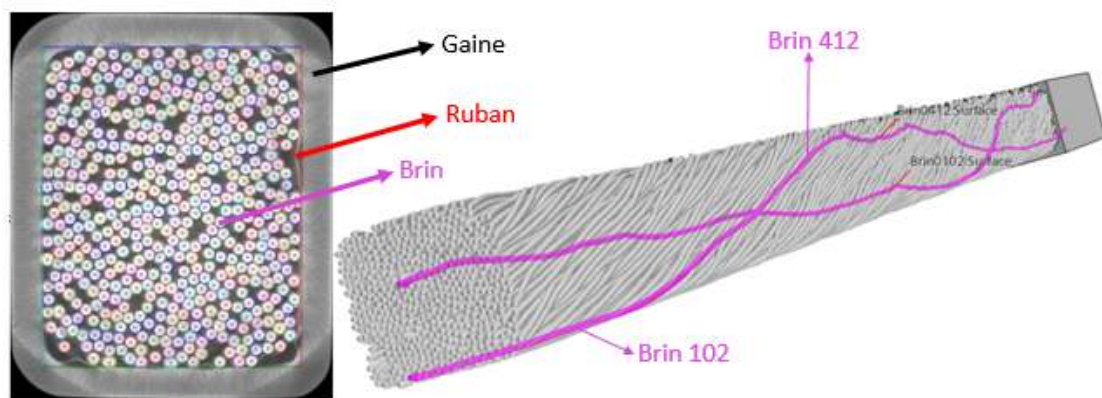


Figure 1 : Image et reconstruction 3-D d'un câble à partir de résultats de tomographie à rayon X

Il existe peu de travaux dans la littérature concernant la mesure du coefficient d'échange convectif h entre les solides (brins/gaine) et le fluide dans les câbles en conduit. Ce paramètre reste donc estimé par des corrélations générales et admises dans la communauté de fusion (e.g. corrélation de Dittus-Boelter ou analogie de Colburn-Reynolds [3]) montrant des résultats divergents. Néanmoins, des mesures stationnaires et transitoires avec un flux de chaleur externe imposé sur la gaine induisant un déséquilibre thermique entre phases ont déjà été réalisées auparavant [4], [5]. Ces résultats portent sur la mesure du coefficient d'échange thermique pariétal (local) et non volumique (global) entre fluide et gaine. Une autre méthode transitoire qui consiste à imposer une variation de la température de fluide en entrée d'écoulement et de mesurer la réponse en sortie a aussi été appliquée avec succès [6]. Le coefficient d'échange thermique estimé dans ce cas était effectif pour le volume entre l'entrée et la sortie. Ces mesures concernaient des câbles spécifiques comportant un canal de refroidissement supplémentaire en forme de spirale (e.g. bobine toroïdale du tokamak ITER). Le paramètre mesuré correspondait à l'échange thermique entre deux écoulements de fluide (l'un circulant dans la région des brins et l'autre circulant dans le canal) et non à l'échange thermique entre fluide, brins et gaine. Il est proposé dans cette étude de mesurer le coefficient d'échange convectif volumique entre brins et fluide via cette approche, ce qui requiert une méthode d'inversion et donc un modèle associé. Un modèle à trois températures a donc été développé pour analyser la réponse du système à une perturbation. Le coefficient de friction du câble est aussi mesuré car il est requis dans cette analyse. La détente due aux pertes de charge induit des gradients de pression, de densité, de

vitesse ainsi qu'un effet de compressibilité (l'effet Joule-Thomson) agissant comme un puits thermique à modéliser et réduisant dans ce cas la température le long de l'écoulement. Contrairement au coefficient d'échange thermique, de nombreuses études ont porté sur la mesure du coefficient de friction dans les câbles en conduit [7]. Il en ressort plus particulièrement deux approches. L'une repose sur le modèle d'écoulement dans un conduit de Darcy-Weisbach [8] et l'autre sur le modèle d'écoulement dans un milieu poreux de Darcy-Forchheimer [9]. Le modèle de Darcy-Forchheimer est ici appliqué pour mesurer les paramètres d'écoulement propres à la morphologie du câble, à savoir la perméabilité K et le coefficient inertiel β . L'analogie entre les deux modèles permet ensuite de déduire le coefficient de friction de Darcy f en fonction des paramètres d'écoulement.

Le papier décrit le dispositif et protocole expérimentaux. Il se concentre ensuite sur la description du modèle hydraulique et thermique ainsi que la mesure des coefficients de friction et d'échange convectif. Les résultats sont discutés et comparés aux corrélations de la littérature.

2. Dispositif expérimental

Nous proposons un dispositif expérimental basé sur l'adaptation d'un banc d'essais existant et précédemment destiné à l'étude des pertes de charge dans ce type de câble [10]. La boucle expérimentale est représentée en Figure 2. Elle utilise de l'azote gazeux à température ambiante comme fluide de travail dans des conditions équivalentes à un écoulement forcé d'hélium supercritique, en similarité de conductivité thermique ($\lambda = 0.02 \text{ W.m.}^{-1}\text{K}^{-1}$), des nombres de Reynolds ($Re = [100 \text{ } 10000]$) et de Prandtl ($Pr = [0.6 \text{ } 0.7]$).

Le coefficient de friction est déterminé à nombre de Reynolds équivalent comme décrit en équation (1) résultant de l'analogie entre les deux modèles d'écoulement précédemment cités :

$$f = 2D_h \left(\frac{D_h}{K} \frac{1}{Re} + \beta \right) \quad (1)$$

Le nombre de Nusselt, et donc le coefficient d'échange convectif, sont déterminés à Reynolds et Prandtl équivalents avec l'équation (2).

$$Nu = h \frac{D_h}{\lambda} = a Re^\alpha Pr^{\frac{1}{3}} \quad (2)$$

L'azote est délivré à une pression de 20 bar au maximum avec une plage de débit massique allant de 10 à 110 kg/h. L'azote circule en amont de l'échantillon à travers un circuit à température ambiante ou bien à travers un circuit parallèle chauffé avec deux souffleurs de 4 kW, élevant la température du fluide d'environ 15°C.

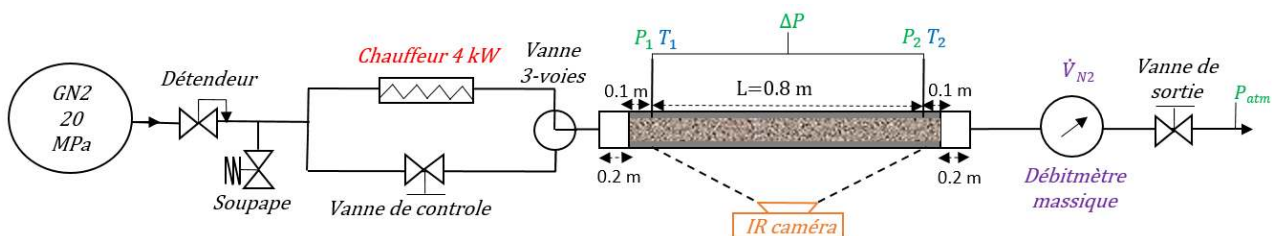


Figure 2 : Schéma du dispositif expérimental

L'instrumentation est composée d'un débitmètre massique BROOKS MF64S placé en aval de l'échantillon, de deux manomètres absolus et un différentiel Rosemount 3051 ainsi que deux sondes platines PT100 piquées à travers la gaine qui est percée à 10 cm de l'entrée et de la sortie de l'échantillon. De plus, une caméra infrarouge Telops M3k placée en face de l'échantillon permet la mesure du profil de température le long de la gaine qui a été recouverte d'une peinture dont l'émissivité ($\epsilon = 0.97$) a été évaluée avec un spectromètre dans la

gamme de longueur d'onde de la caméra. La métrologie thermique adoptée permet l'analyse de la réponse du système à des pulses thermiques en imposant au modèle la température de fluide mesurée en entrée puis en comparant les résultats expérimentaux et simulés de la température de fluide en sortie. La mesure infrarouge permet une comparaison supplémentaire sur le profil de température de gaine ainsi que d'étudier son couplage thermique avec le fluide.

Le protocole expérimental consiste à régler le débit d'azote avec un écoulement stationnaire. La puissance de chauffage est ensuite réglée. Nous imposons finalement des fluctuations de la température d'entrée à l'aide de la vanne trois voies sans variation du débit.

3. Modèle à trois températures

Le fluide est compressible, les profils de pression, densité et vitesse sont obtenus à partir de la conservation de la masse en stationnaire. En effet, le débit est constant durant les expériences. Les propriétés du fluide, mise à part la température, sont par conséquent considérées constantes. Il en est de même pour les propriétés des solides présentant de faibles variations sur la plage de température testée, ± 20 °C à température ambiante. Les propriétés du composite de cuivre et de niobium-titane constituant les brins sont homogénéisées avec des moyennes surfaciques et massiques. La conservation de quantité de mouvement (équation (4) de Darcy-Forchheimer) et l'équation d'état permettent de fermer ce modèle :

$$\frac{d\rho(x)v(x)}{dx} = 0 \quad (3)$$

$$\rho(x)\frac{dp(x)}{dx} = -\left(\frac{\mu}{K}\frac{\dot{m}}{A} + \beta\left(\frac{\dot{m}}{A}\right)^2\right) \quad (4)$$

Les modèles thermo-hydrauliques de références pour les câbles en conduit [11], ainsi que les études expérimentales similaires appliquées à des mousses (échangeur poreux) [12], ont dirigé notre choix de modèle vers un système d'équations 1-D d'advection-diffusion. Le modèle est un milieu continu équivalent et fictif composé de trois phases (brins/gaine/azote) aux propriétés effectives liées à la porosité et couplées thermiquement par convection. Il y a donc une équation de conservation de l'énergie par phase (deux solides brins et gaine ainsi que le fluide) :

$$\rho_s C_s \frac{\partial T_s(x, t)}{\partial t} = \lambda_s \frac{\partial^2 T_s(x, t)}{\partial x^2} + h_s \frac{P w_s}{A_s} (T(x, t) - T_s(x, t)) + q_{ext_s} \quad (5)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} + \rho C_p v \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} = \lambda \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + \rho C_p v \mu_{JT} \frac{\partial p(x)}{\partial x} + \sum_{s=1}^2 h_s \frac{P w_s}{A} (T_s(x, t) - T(x, t)) \quad (6)$$

Les coefficients d'échange thermique brins/fluide et gaine/fluide sont dissociés comme suggéré par Lacroix [5]. Des résistances thermiques entre fluide et gaine sont introduites pour modéliser l'effet des épaisseurs de ruban et de fluide stagnant :

$$\frac{1}{h_{2(gaine)}} = \frac{1}{h_{1(brins)}} + \frac{e_{ruban}}{\lambda_{ruban}} + \frac{e_{stagnant}}{\lambda} \quad (7)$$

Le flux thermique échangé avec l'extérieur par convection naturelle est nul concernant les brins, alors que pour la gaine il est modélisé par :

$$q_{ext_{2(gaine)}} = h_{ext} \frac{P w_{ext}}{A_{2(gaine)}} (T_{ext} - T_{2(gaine)}(x, t)). \quad (8)$$

Conditions initiales : Les profils initiaux de température des différents solides sont considérés en équilibre thermique avec celui du fluide ($T(x, 0) = T_s(x, 0)$).

Conditions aux limites : Les conditions aux limites du type Dirichlet sont imposées à l'entrée de l'échantillon et seulement à l'écoulement de fluide. La pression et la vitesse en entrée sont toujours constantes mais la température est variable. L'équilibre thermique du système est donc perturbé par une température de fluide imposée ($T(0, t) = T_{entrée}(t)$).

Les conditions aux limites du type Newton s'imposent à la fois à la sortie de l'écoulement de fluide et aux deux extrémités des solides. Les flux thermiques échangés dans la direction longitudinale avec l'amont et l'aval de l'échantillon à ces positions sont considérés nuls.

Résolution numérique : Un schéma numérique amont et implicite est résolu par volumes finis avec une méthode inspirée de celle de Patankar [13]. Les trois équations de conservation de l'énergie sont résolues de manière couplée. Le produit matriciel à chaque pas de temps du vecteur contenant les sources et de la matrice inversée, fournit les profils de température. L'hypothèse de propriétés constantes permet dans cette résolution un gain de temps de calcul (400 s simulées en 2.5 s sur une machine standard, RAM : 16 Go et fréquence CPU : 2.4 GHz).

4. Estimation des paramètres

Chaque expérience comporte une plage stationnaire et une plage à température en entrée variable qui sont respectivement utilisées afin de mesurer les coefficients de friction et d'échange convectif des échantillons.

Analyse de la période stationnaire : Le coefficient de friction est déterminé avec l'équation (1) après avoir mesuré la perméabilité et le coefficient inertiel du milieu. Une simplification du modèle permet ces estimations. Les hypothèses simplificatrices supposent un état d'équilibre thermique entre phases ainsi qu'un écoulement de gaz parfait et isotherme. Les hypothèses ainsi que l'intégration et la combinaison des équations (3) et (4), comme décrites par Bonnet [14], mènent à l'équation suivante pour la conservation de quantité de mouvement :

$$-\frac{A}{2R'T} \left(\frac{p_{sortie}^2 - p_{entrée}^2}{L\mu\dot{m}} \right) = \frac{1}{K} + \beta \frac{\dot{m}}{\mu A} \quad (9)$$

Cette expression de la perte de charge fournit une fonction linéaire dans laquelle les inconnues sont les paramètres d'écoulement du milieu. La perméabilité et le coefficient inertiel sont donc estimés à l'aide de l'équation (9) appliquée aux mesures de pertes de charge sur les débits testés et d'une régression linéaire.

Analyse de la période transitoire : Le coefficient d'échange convectif brins/fluide $h_{1(brins)}$ est finalement estimé par une méthode inverse utilisant le modèle à trois températures. Le coefficient d'échange de chaleur entre la gaine et l'extérieur h_{ext} ainsi que l'épaisseur de fluide stagnant entre le ruban et la gaine $e_{stagnant}$ sont aussi des inconnues du modèle. La méthode des moindres carrés permet d'estimer l'erreur entre les évolutions de température de fluide en sortie, simulée et expérimentale. L'erreur est ensuite minimisée à l'aide de deux méthodes distinctes :

- Méthode 1 : dichotomie dans laquelle $h_{ext} = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ est approximé par la corrélation de Churchill et Chu [15] et $e_{stagnant} = 45 \mu\text{m}$ a été estimé par Lacroix [5]
- Méthode 2 : optimisation par essais particuliers [16] capable de converger vers un minimum global pour les trois paramètres inconnus simultanément

5. Résultats

Coefficient de friction : Les pertes de charge mesurées puis calculées à différents débits sont présentées en Figure 3 pour l'échantillon JTF032. Les coefficients de friction mesurés sont comparés aux corrélations de Katheder [17] et de Decool (Katheder modifié) [10]. Les moyennes des écarts relatifs sont respectivement 34 % et 23 %.

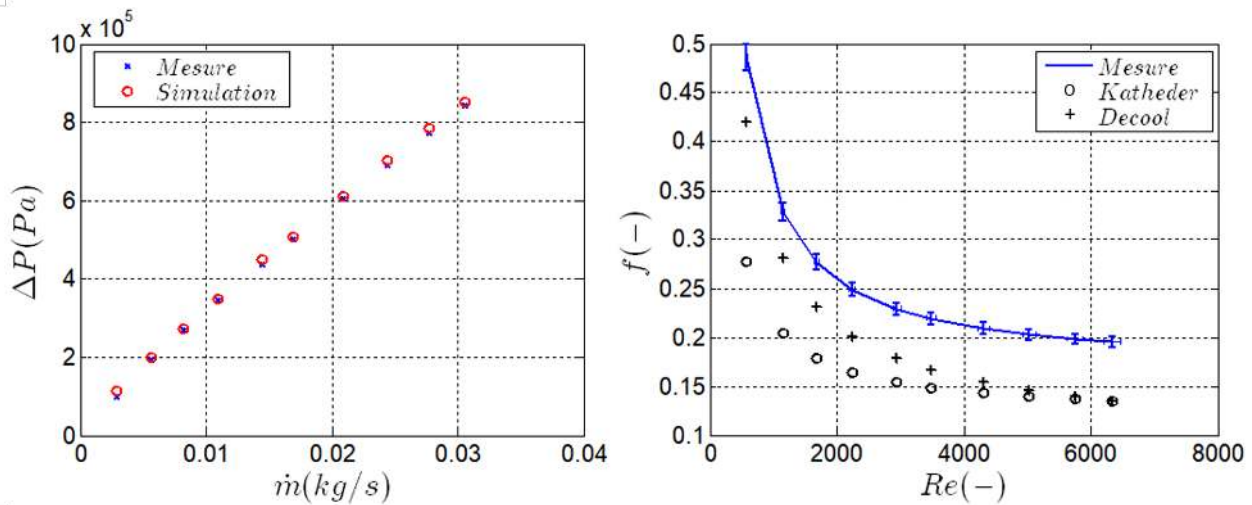


Figure 3 : Pertes de charge en fonction du débit massique (gauche)/ Coefficient de friction en fonction du nombre de Reynolds (droite)

La Figure 4 permet l'analyse du régime d'écoulement qui peut être laminaire ($\beta = 0$), de transition ($\beta = f(v)$) ou inertiel ($\beta = cst$) [18]. Le terme gauche de l'équation (9) indique une dépendance linéaire au débit. La plage de mesure testée appartient dans ce cas au régime inertiel. La perméabilité mesurée est définie à partir de l'ordonnée à l'origine de la régression linéaire. Le paramètre est donc surestimé et sa détermination requiert une instrumentation plus précise sur la plage des bas débits. Néanmoins, les paramètres mesurés permettent le calcul des pertes de charge et donc des effets de compressibilité avec une précision suffisante, voir Figure 3.

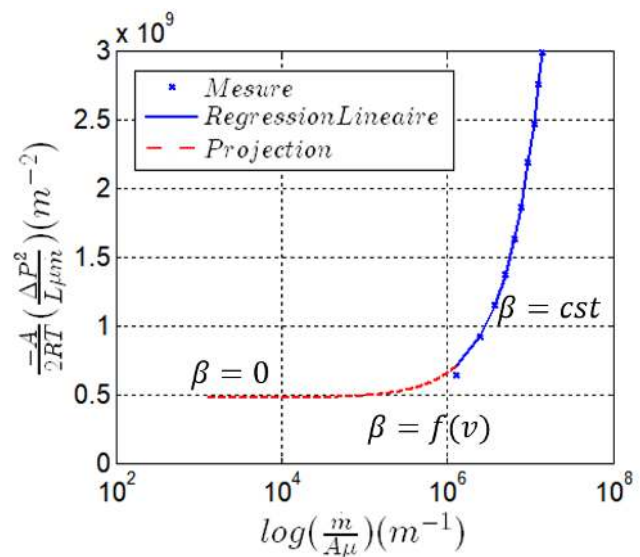


Figure 4 : Régression linéaire et projection à partir de l'équation (9) et des mesures expérimentales

Coefficient d'échange convectif volumique : La Figure 5 (gauche) présente les évolutions des températures de fluide mesurées en entrée et sortie d'échantillon pour le débit maximal testé ainsi que la température de fluide en sortie simulée. Les résultats simulés sont en accord avec l'expérience après identifications des paramètres inconnus avec la méthode 2.

Les nombres de Nusselt obtenus pour l'échange convectif brins/fluide sont présentés en Figure 5 (droite) et comparés aux corrélations de Dittus-Boelter, Colburn-Reynolds [3], Achenbach [19] et Lewandowska (défini pour un câble ITER à double canal) [20]. L'état de l'art actuel ne permet pas de choisir le coefficient d'échange convectif car les résultats des corrélations montrent des écarts importants. Les nombres de Nusselt et coefficients d'échange convectif mesurés sont respectivement sur les plages [6 16], [300 900] $W.m^{-2}.K^{-1}$ avec la méthode 1 et [9 30], [550 1700] $W.m^{-2}.K^{-1}$ avec la méthode 2, ces valeurs sont en accord satisfaisant

avec la corrélation de Dittus-Boelter. Les corrélations de Lewandowska et Colburn-Reynolds montrent que le comportement thermo-hydraulique varie selon le type de câble et qu'il faut donc les caractériser individuellement.

L'ajustement de l'équation (2) sur les nombres de Nusselt volumiques identifiés par la méthode 1 sur nos points expérimentaux conduit à $a = 1.083$ et $\alpha = 0.315$. Les corrélations comparées possèdent un α compris entre 0.5 et 0.8 confirmant le comportement différent du câble testé.

Nous avons réalisé des thermographies infrarouges de la gaine dans un second temps et avons vérifié leurs accords avec les simulations utilisant les paramètres estimés.

La Figure 5 (bas) présente les profils de température de gaine et les compare aux résultats de simulation à différents temps indiqués sur la Figure 5 (gauche). La dynamique mesurée diffère de celle simulée. Un étalonnage fin de l'ensemble des mesures est sans doute nécessaire pour affiner ces conclusions. Les températures de gaine mesurées sont plus proches des températures simulées pour le fluide que pour la gaine. Cela montre qu'il faut prendre en compte ces mesures dans le processus d'identification. De plus, notre mesure de température de fluide est un piquage à travers la gaine. Les brins ne sont pas percés et le thermocouple est positionné en proche paroi. La mesure n'est peut-être pas assez représentative du fluide circulant dans la région des brins.

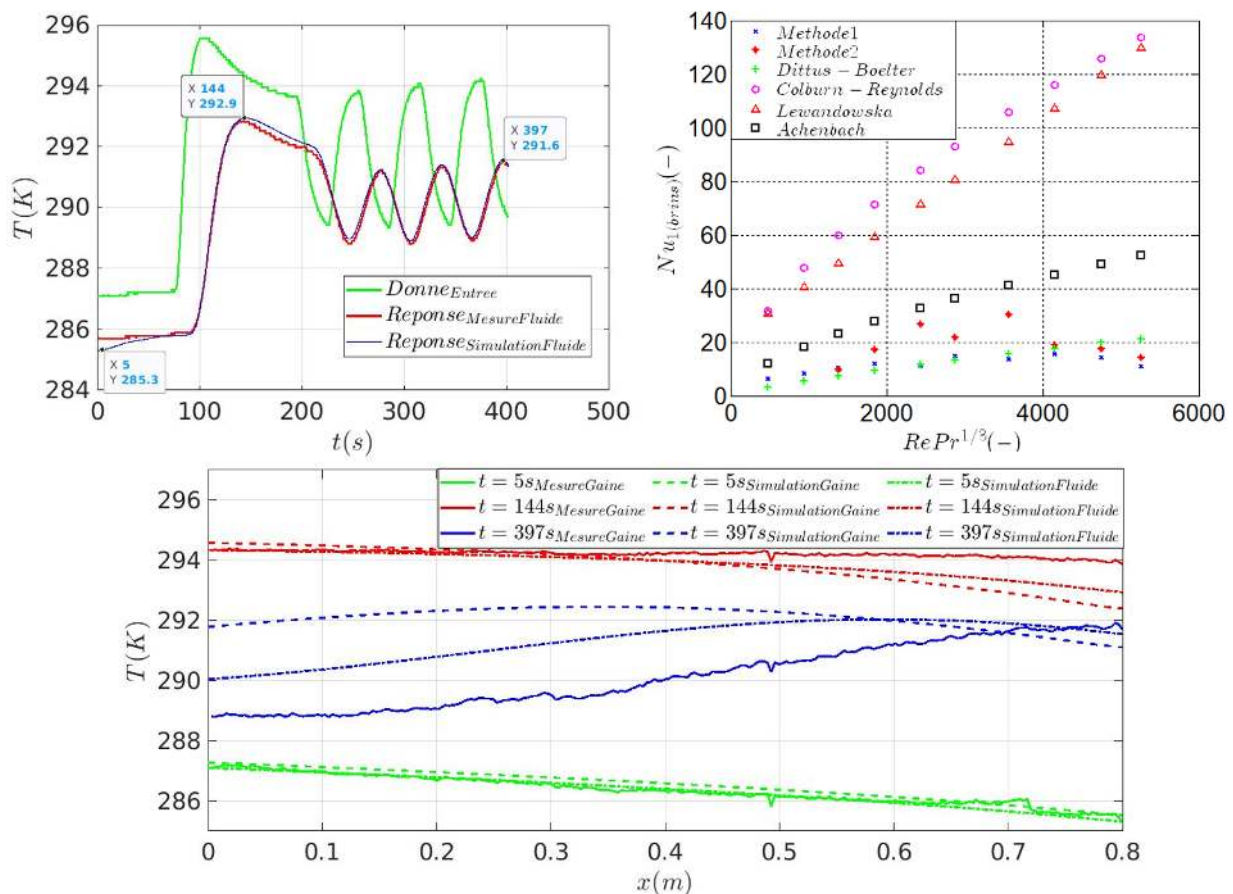


Figure 5 : Evolutions de température de fluide en entrée et sortie d'échantillon mesurées et simulées avec la méthode 2 (gauche) / Nombre de Nusselt en fonction du produit du Nombre de Reynolds et de Prandtl à la puissance 1/3 (droite) / Profils de température de gaine mesurés et simulés avec la méthode 2 (bas)

6. Conclusion

Un banc expérimental de mesures de pertes de charge et de température dans un câble en conduit a été réalisé. Nous avons développé des modèles hydraulique et thermique de l'échantillon. Une méthode de post-traitement et d'inversion ont été utilisées pour estimer les propriétés thermo-hydraulique d'une série d'échantillons. Nous avons mesuré les coefficients de friction et d'échange convectif volumique entre les phases solides et fluide ainsi que la résistance ther-

mique entre ruban et gaine. Les résultats ont été confrontés aux corrélations couramment utilisées dans la communauté fusion. Des analyses paramétriques sont en cours d'étude sur une centaine d'échantillons pour la mesure du coefficient de friction et sur cinq échantillons pour les propriétés d'échange thermique.

Références

- [1] L. Bottura, C. Marinucci, A porous medium analogy for the helium flow in CICC, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 51, Issues 9–10, 2008, Pages 2494-2505, ISSN 0017-9310, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.07.051>.
- [2] L. Zani, I. Tiseanu, M. Chiletto, D. Dumitru, M. Lungu and F. Topin, "Extensive Analyses of Superconducting Cables 3D Geometry With Advanced Tomographic Examinations," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 31, no. 5, pp. 1-5, Aug. 2021, Art no. 4800705, doi : 10.1109/TASC.2021.3059600.
- [3] Colburn, A.P. (1933) A Method of Correlating Forced Convection Heat Transfer Data and A Comparison with Fluid Friction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7, 1359-1384. [http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310\(64\)90125-5](http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310(64)90125-5).
- [4] Monika Lewandowska, Aleksandra Dembowska, Paweł Herbin, Leszek Malinowski, Steady-state transverse heat transfer in a single channel CICC, *Cryogenics*, Volume 110, 2020, 103124, ISSN 0011-2275, <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2020.103124>.
- [5] B. Lacroix, B. Rousset, H. Cloez, P. Decool, J. L. Duchateau, et al.. Using the HELIOS facility for assessment of bundle-jacket thermal coupling in a CICC. *Cryogenics*, 2016, 80 (3), pp.374-384. [10.1016/j.cryogenics.2016.05.007](https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2016.05.007). [hal-01459239](https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01459239).
- [6] B. Renard, A. Martinez, J.-L. Duchateau, L. Tadriss, Transverse heat transfer coefficients on a full size dual channel CICC ITER conductor, *Cryogenics*, Volume 46, Issues 7–8, 2006, Pages 530-540, ISSN 0011-2275, <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2006.02.005>.
- [7] Zanino R., Savoldi Richard L. : A review of thermal-hydraulic issues in ITER cable-in-conduit conductors. *Cryogenics*, 2006, Vol. 46, pp. 541-555.
- [8] Brown, Glenn. (2002). The History of the Darcy-Weisbach Equation for Pipe Flow Resistance. *Proc. Environ. Water Resour. Hist.*. 38. [10.1061/40650\(2003\)4](https://doi.org/10.1061/40650(2003)4).
- [9] Whitaker, S. "The Forchheimer equation : A theoretical development". *Transp Porous Med* 25, 27–61 (1996). <https://doi.org/10.1007/BF00141261>.
- [10] P. Decool et al., "JT-60SA TF Coils : Experimental Check of Hydraulic Operating Conditions," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, no. 4, pp. 1-5, June 2016, Art no. 4201705, doi : 10.1109/TASC.2016.2520585.
- [11] L. Bottura, C. Rosso, M. Breschi, "A general model for thermal, hydraulic and electric analysis of superconducting cables", *Cryogenics*, 40 (8-10) (2000), pp. 617-626, [https://doi.org/10.1016/S0011-2275\(01\)00019-4](https://doi.org/10.1016/S0011-2275(01)00019-4).
- [12] L.B. Younis, R. Viskanta, Experimental determination of the volumetric heat transfer coefficient between stream of air and ceramic foam, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 36, Issue 6, 1993, Pages 1425-1434, ISSN 0017-9310, [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(05\)80053-5](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(05)80053-5).
- [13] Patankar S.V., "Numerical Heat transfer and Fluid Flow", Mac Graw Hill Ed., New York 190.
- [14] Bonnet, JP., Topin, F. Tadriss, L. Flow Laws in Metal Foams : Compressibility and Pore Size Effects. *Transp Porous Med* 73, 233–254 (2008). <https://doi.org/10.1007/s11242-007-9169-5>.
- [15] Churchill, S.W. and Chu, H.H.S. (1975) Correlating Equations for Laminar and Turbulent Free Convection from a Horizontal Cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18, 1049-1053. [http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310\(75\)90222-7](http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310(75)90222-7)
- [16] Maurice Clerc. Binary Particle Swarm Optimisers : toolbox, derivations, and mathematical insights. 2005. [ffhal-00122809f](https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00122809f).
- [17] H. Katheder, Optimum thermohydraulic operation regime for cable in conduit superconductors (CICS), *Cryogenics*, Volume 34, Supplement 1, 1994, Pages 595-598, ISSN 0011-2275, [https://doi.org/10.1016/S0011-2275\(05\)80139-0](https://doi.org/10.1016/S0011-2275(05)80139-0).
- [18] Prashant Kumar, Yann Jobic, Frederic Topin. Comment identifier les régimes d'écoulement et déterminer les coefficients d'échange dans les mousses à cellules ouvertes. 25ieme Congrès Français de Thermique (SFT'2017), May 2017, Marseille, France. [ffhal-01792922](https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01792922).
- [19] E. Achenbach, Heat and flow characteristics of packed beds, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Volume 10, Issue 1, 1995, Pages 17-27, [https://doi.org/10.1016/0894-1777\(94\)00077-L](https://doi.org/10.1016/0894-1777(94)00077-L).
- [20] Monika Lewandowska, Leszek Malinowski, Transverse heat transfer coefficient in the dual channel ITER TF CICC. Part III : Direct method of assessment, *Cryogenics*, Volume 73, 2016, Pages 91-100, <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2015.07.001>.

Etude d'une méthode de chauffage rapide de pile à combustible PEM pour une application transport.

Sylvie BEGOT^{1*}, Fabien HAREL², Valérie LEPILLER¹

¹Université de Franche-Comté, CNRS, Institut FEMTO-ST, FCLAB, F90000 Belfort, France

²Univ Eiffel, Univ Lyon, ENTPE, LICIT-ECO7, F-69675 Lyon, France

* (auteur correspondant : sylvie.begot@univ-fcomte.fr)

Résumé - Les piles à combustible de type PEM (Proton Exchange Membrane) sont une des solutions étudiées pour atteindre les objectifs de décarbonation du secteur des transports. Dans cet article, nous proposons et étudions expérimentalement une méthode originale permettant le chauffage rapide d'une pile à combustible. La méthode est basée sur l'application d'un écoulement alterné incluant ou non des phases d'arrêt. Nous montrons que cette méthode permet à la fois le chauffage rapide, le maintien d'une homogénéité en température dans l'empilement et la possibilité d'utiliser une partie de la puissance thermique d'une cellule sur les cellules adjacentes.

Nomenclature

d durée, s

POW puissance, W

T température, °C

Symboles grecs

α configuration sens direct

β configuration sens inverse

Indices et exposants

A anode

E supplémentaire

in entrée

K cathode

M central

out sortie

FC pile à combustible

1. Introduction

Dans le contexte du réchauffement climatique, les véhicules électriques à pile à combustible de type PEM (Proton Exchange Membrane) semblent être la solution à long terme la plus appropriée pour atteindre les objectifs de réduction des émissions de gaz à effet de serre [1]. Toutefois, un certain nombre de problèmes doivent encore être résolus si l'on veut que cette technologie soit largement diffusée. Parmi ces problèmes, la gestion thermique est une question centrale car les systèmes électrochimiques ne peuvent fonctionner de manière optimale que dans une plage de température étroite. Hors de cette plage, leurs performances et leur durée de vie sont fortement affectées [2]. Cependant, dans le cadre d'une application de transport, les cycles de démarrage et d'arrêt et les variations de charge sont présents dans toutes les conditions de température ambiante. Il en résulte des exigences importantes pour le système de gestion thermique [3].

Le chauffage rapide est intéressant à température nominale pour maintenir les conditions optimales de température en cas de variation de charge [4][5]. Il est également indispensable dans une application transport lors du démarrage en température négative [6]. Parmi les méthodes utilisées dans ce dernier cas, une famille consiste à chauffer le circuit caloporteur [7]. Utiliser un équipement auxiliaire de chauffage augmente le volume et la masse embarqués dans le véhicule, aussi des recherches sont en cours sur des stratégies de chauffage autonome utilisant la chaleur produite par la pile à combustible [8]. Cette variation de température doit être la plus homogène possible à l'intérieur de l'empilement afin d'éviter à la fois des points de gel notamment au niveau des cellules d'extrémité et des points chauds au niveau des cellules

centrales [9][10][11]. Dans une première étude, les auteurs ont proposé une méthode originale permettant le chauffage rapide d'une pile à combustible tout en assurant l'homogénéité des températures dans l'empilement [12]. Il a été démontré que piloter le circuit caloporteur de façon à générer un écoulement alterné permet de remplir ces conditions. Les meilleures performances sont obtenues en incluant des phases d'arrêt de l'écoulement entre les phases d'alternance.

Dans cet article, nous poursuivons cette étude en analysant plus en détail le fonctionnement de la stratégie proposée. Nous cherchons à évaluer l'impact des performances thermiques d'une cellule sur les cellules adjacentes dans ces conditions. La première partie de l'article décrit le matériel et les méthodes utilisées. La deuxième partie présente les résultats expérimentaux et leur analyse.

2. Matériel et méthodes

2.1. Pile à combustible

La pile à combustible utilisée est une pile commerciale refroidie par eau du fabricant ZSW [55]. Afin de pouvoir représenter les effets d'extrémité, l'empilement choisi est constitué de trois cellules de surface $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (Figure 1). Pour les besoins de cette étude, la pile à combustible a été utilisée sans alimentation en gaz. L'objectif est de distinguer les effets des réactions électrochimiques du comportement thermique pur. Des films chauffants électriques d'une puissance maximale de 100 W et d'une surface de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ remplacent les assemblages membrane-électrodes. La densité de puissance thermique maximale obtenue par film est de $0,72 \text{ W.cm}^{-2}$, ce qui est comparable à la densité de puissance thermique en fonctionnement réel. Chaque film chauffant est inséré entre deux plaques bipolaires. Les plaques de refroidissement sont insérées du côté de la cathode de chaque cellule. Une quatrième plaque de refroidissement est insérée du côté de l'anode de la pile. Les plaques collectrices et les plaques d'extrémité entourent ces trois cellules. La cellule la plus proche du côté anodique est désignée par A, la cellule centrale est désignée par M et la cellule la plus proche du côté cathodique est désignée par K. La quatrième plaque de refroidissement est désignée par E, elle fournit un refroidissement supplémentaire du côté de l'anode.

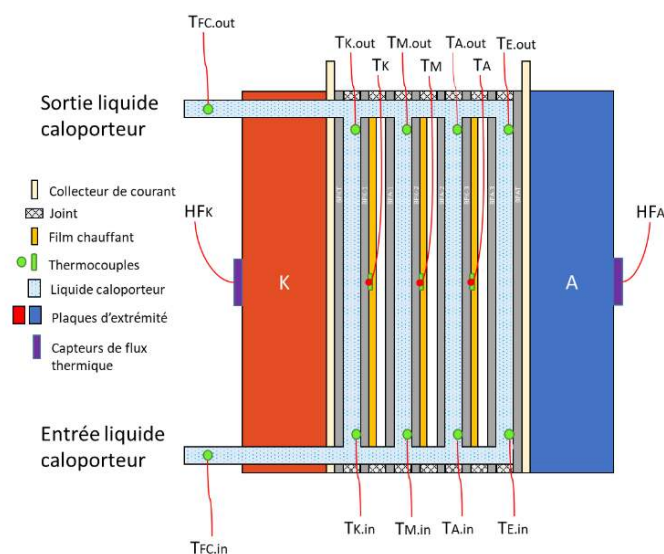


Figure 1 : Schéma de la pile à combustible étudiée [12]

2.2. Banc d'essais

Le banc d'essai se compose du circuit de refroidissement de la pile à combustible, de sa commande et de son instrumentation (Figure 2). Le fluide caloporteur est de l'eau, et une pompe électrique assure la circulation. Deux électrovannes à 3 voies assurent que le liquide caloporteur puisse circuler alternativement dans la pile en fonction de leur position (Figure 3) [9]. La configuration α de la Figure 3b est la configuration par défaut du circuit caloporteur (écoulement en sens direct). Dans la configuration β (Figure 3c), le sens de l'écoulement est inversé. Une troisième configuration (Figure 3d) permet le by-pass de la pile en commandant la première électrovanne comme en configuration β et la seconde comme en configuration α . Dans la pompe, le fluide s'écoule toujours dans le même sens quelle que soit la configuration. Un débitmètre Coriolis est utilisé pour mesurer le débit Q_{cor} en sortie de pompe avec une précision de 0,2%. Un deuxième débitmètre, à ultrasons, est inséré dans la branche de la pile à combustible. Sa mesure Q_{us} est moins précise (précision de 5 %) que celle du débitmètre Coriolis. Néanmoins, sa dynamique relativement élevée nous permet d'observer des variations transitoires de débit dans la pile. La différence de pression (ΔP) entre l'entrée et la sortie du circuit caloporteur de la pile est mesurée par un capteur piézoélectrique différentiel Keller PD33X avec une précision de 0,1%. Deux thermocouples fabriqués avec un diamètre de fil de 127 μm sont également insérés directement dans le liquide de refroidissement à l'entrée et à la sortie de la pile et de chaque cellule. La puissance des films chauffants est déterminée à l'aide d'un capteur de courant à effet Hall et de la mesure de la tension de la batterie. Les mesures et le contrôle du banc d'essai sont effectués avec un système CompactDaq National Instrument.

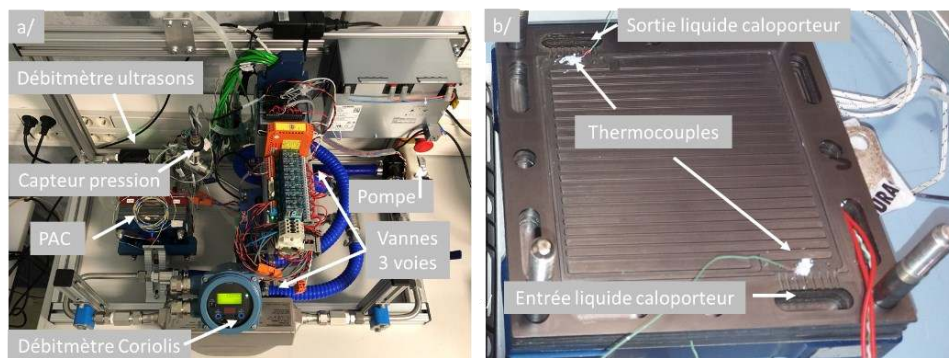


Figure 2 : a/ Photo du banc expérimental b/ Mesures de température interne

2.3. Stratégies de commande du circuit caloporteur

L'étude vise à évaluer les stratégies utilisant un écoulement alterné de liquide caloporteur dans la pile à combustible pour améliorer les performances de démarrage. Les nouvelles stratégies sont comparées à deux situations de référence (Tableau 1). Dans une première situation, il n'y a pas de débit de liquide caloporteur, la pompe étant à l'arrêt. Cette stratégie ne serait pas utilisable en fonctionnement réel pour des raisons de risque d'échauffement non maîtrisé. Une deuxième situation est lorsque le liquide s'écoule dans le sens direct dans la pile à combustible, comme en fonctionnement normal. Cette situation est appelée « unidir. ». Le débit de référence est de 0,7 l/min ce qui permet de refroidir une pile à combustible de 250 W avec une différence de température de 5°C entre la sortie et l'entrée de la pile [3]. Etant destinée à refroidir le dispositif, cette stratégie n'est pas adaptée à un chauffage rapide.

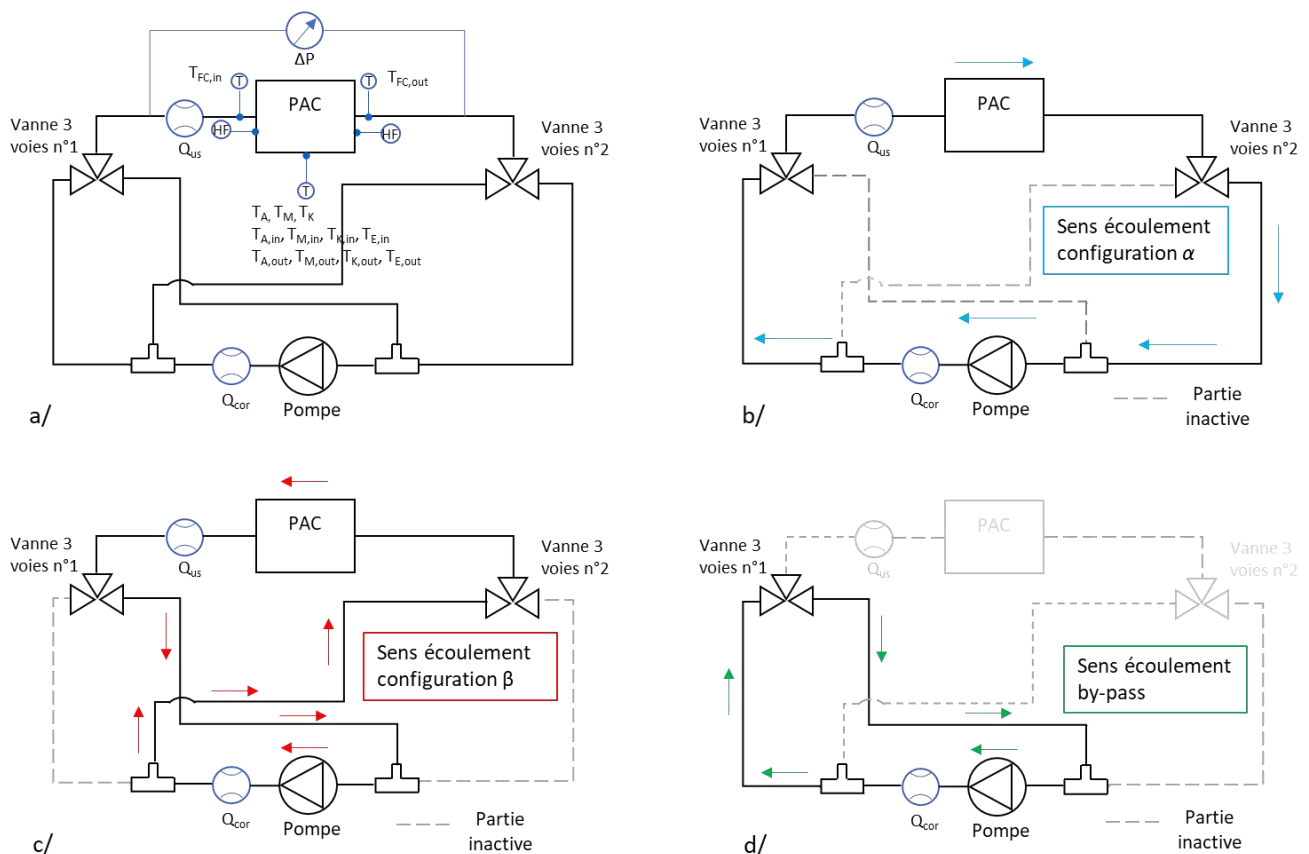


Figure 3 : Schéma de principe du circuit caloporteur a/complet avec instrumentation b/Sens direct : configuration α c/Sens inverse : configuration β d/Configuration avec by-pass de la pile

Pour les nouvelles stratégies, la première consiste à faire alterner symétriquement l'écoulement de liquide caloporteur à travers la pile à combustible en commandant les électrovannes à 3 voies. Le liquide de refroidissement circule dans le sens direct pendant la durée d_α , et dans le sens inverse pendant la durée égale d_β . Cette stratégie est notée « alt. ». La fréquence étudiée est de 0,0625 Hz pour permettre à un volume significatif de liquide de sortir de la pile à combustible. La deuxième stratégie consiste à insérer une phase sans écoulement entre les étapes où l'écoulement du fluide est alterné. Ceci est pratiquement réalisé en réalisant temporairement un by-pass de la pile à combustible (Figure 3d). La stratégie est caractérisée par le rapport entre la durée de l'étape d'arrêt et la durée de toute la période. Ce rapport est appelé « rapport stop » et la stratégie est notée « alt&stop ».

2.4. Evaluation des performances

L'évaluation de la performance des stratégies est évaluée par l'analyse de :

- la valeur de l'augmentation de la température dans des conditions données,
- l'homogénéité horizontale en température déterminée par la valeur de l'écart type sur les températures entre les cellules à la fin du chauffage,
- l'homogénéité verticale au sein d'une cellule déterminée par la différence entre les valeurs moyennes des températures entrée et sortie pendant la phase de chauffage.

2.5. Protocole d'essais

Le protocole d'essais est le suivant :

- Etape 1 : Démarrage de la pompe en mode unidirectionnel (sauf essai sans débit)
- Etape 2 : Démarrage des modes en écoulement alterné le cas échéant

- Étape 3 : Alimentation d'un ou plusieurs films chauffants pour une durée fixe de 85 s
 - Etape 4 : Refroidissement.
- La température initiale est la température ambiante à environ 22°C.

Nom stratégie	Description	Commande
Sans débit	Aucune circulation de fluide dans le circuit	
Unidir	Ecoulement unidirectionnel en sens direct 0.7 l/min	α →
Alt	Ecoulement alterné dans la pile à combustible, chaque sens de durée d égale $d_\alpha = d_\beta = \frac{d_\alpha + d_\beta}{2}$; fréquence 0.0625 Hz	α α ↓ ↓ β β
Alt&Stop	Ecoulement alterné incluant des phases d'arrêt, by-pass de la pile à combustible $Rapport_Stop = \frac{d_{stop}}{d_\alpha + d_\beta + d_{stop}}$ avec $d_\alpha = d_\beta$; fréquence 0.0625 Hz	α α ↓ ↓ stop ↓ ↓ β β

Tableau 1 : Description des stratégies de commande du circuit caloporteur

3. Résultats

3.1. Essais de références

Lorsqu'il n'y a pas de débit de refroidissement dans la pile (Figure 4a), nous constatons lorsque les 3 cellules sont chauffées une augmentation importante de température (37,6°C en moyenne) après 85s. L'homogénéité en température entre les cellules est faible avec un écart type à 7,5°C, l'homogénéité verticale calculée est bonne avec un écart de 1,2°C maximum. La dissymétrie entre le côté cathode K et le côté anode A est responsable de l'écart de température entre les cellules K et A. La cellule K est en effet celle où la résistance thermique vers l'ambiance est la plus faible (Figure 1). Pour les essais où les cellules sont chauffées individuellement, nous observons que les cellules chauffées présentent une élévation de température importante. Lorsqu'une seule des cellules est chauffée, nous observons logiquement que la cellule centrale M est celle dont l'augmentation de température est la plus forte. Une partie de la puissance thermique est alors transmise par conduction aux cellules adjacentes A et K permettant une élévation de température de 8,7°C et 2,8°C respectivement. Lorsque les cellules A et K sont chauffées individuellement, une partie de la puissance est également transmise à la cellule M.

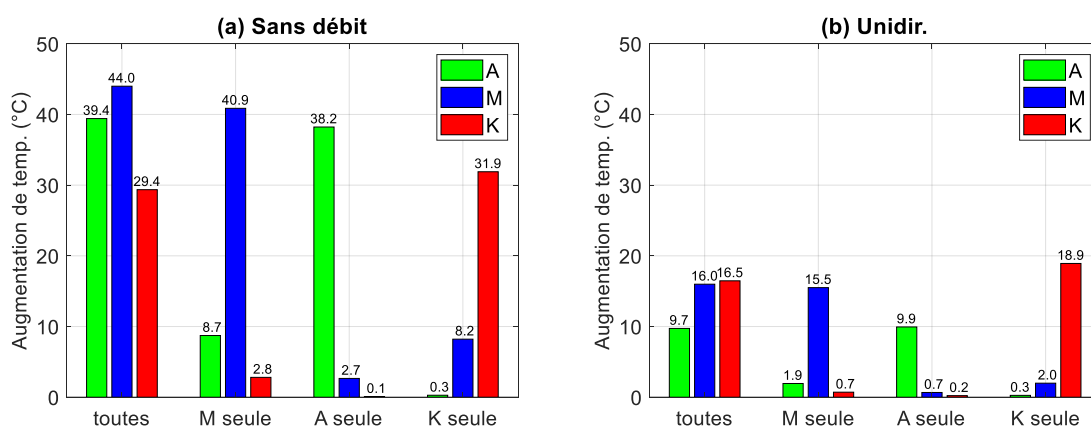


Figure 4 : Essais de référence : sans débit et débit unidirectionnel

Dans le cas où le liquide caloporteur circule dans le sens direct (Figure 4b), lorsque toutes les cellules sont chauffées l'élévation de température est bien entendu nettement plus faible à 14,1 °C en moyenne et l'homogénéité horizontale est meilleure avec un écart type de 3,6°C. En revanche, l'homogénéité verticale est dégradée, on calcule un écart de 5,5°C. Chauffées séparément, l'élévation de température des cellules a un impact très faible sur les cellules adjacentes avec des augmentations maximales de températures à 2°C.

3.2. Essais de nouvelles stratégies

3.2.1. Résultats détaillés d'un essai stratégie « alt », cellule M chauffée seule

Nous commençons par une analyse détaillée d'un essai en écoulement alterné sans phase d'arrêt, la cellule M étant chauffée seule. La même quantité de liquide caloporteur circule donc dans la pile à combustible chaque demi-période, mais en sens inverse. L'élévation de température des films chauffants, les températures à l'entrée et la sortie de la pile à combustible, la puissance P_{ow} appliquée et la densité de flux thermique HF_A et HF_B mesurée sur les plaques d'extrémité sont tracées en Figure 5a. Les températures à l'entrée et à la sortie de la pile à combustible $T_{FC,in}$ et $T_{FC,out}$, présentent des oscillations dues au changement de sens de l'écoulement. En moyenne, ces températures augmentent en raison de la puissance électrique P_{ow} appliquée. Nous observons par conséquent une nette élévation de température au niveau du film chauffant de la cellule M. Les températures des cellules A et K augmentent légèrement. Les oscillations de température due à l'écoulement alterné sont clairement visibles au niveau de l'entrée et sortie des canaux de la cellule M (Figure 5b), mais aussi des canaux des deux autres cellules. Ainsi, le liquide chauffé au niveau de la cellule M se mélange au liquide issu des deux autres cellules, puis est injecté à nouveau dans la pile dans la demi-période suivante. Par conséquent, la chaleur produite au niveau de la cellule M est transmise aux cellules A et K par convection également. La différence de température moyenne (Figure 5c) entre les parties supérieure et inférieure des cellules est faible, l'homogénéité verticale est bonne avec un écart de seulement 0,3°C. La pression différentielle entre l'entrée et la sortie du liquide caloporteur (Figure 5d) change de signe lorsque l'écoulement s'inverse. Le débit dans la pompe Q_{cor} est presque constant, mais les oscillations ont un impact sur sa valeur. Dans la pile à combustible, la mesure du débitmètre à ultrasons Q_{us} varie entre 0 et la valeur maximale car il ne fonctionne que dans le sens de l'écoulement direct. À 97 s, l'écoulement alterné est arrêté et un écoulement unidirectionnel est appliqué.

3.2.2. Analyse synthétique des essais

L'élévation de température obtenue par les nouvelles stratégies est comparée à celle obtenue pour les essais de référence sur la Figure 6a, b et c pour des essais où les cellule A, M et K sont chauffées seules respectivement. Nous observons que les nouvelles stratégies présentent une élévation de température intermédiaire entre les essais de référence. Par ordre décroissant d'élévation en température, on relève les essais sans débit, « alt&stop », « alt » puis « unidir ». Nous observons de plus que ces stratégies en écoulement alterné permettent de transmettre la puissance thermique produite au niveau d'une cellule aux cellules adjacentes. On relève une augmentation de température de 5,6°C et 2,7°C sur les cellules A et K respectivement lorsque la cellule M est chauffée en stratégie «alt&stop». Ainsi, en fonctionnement réel, l'écoulement alterné contribuerait à maintenir une homogénéité de température dans la pile dans le cas où cellule aurait une température plus faible. L'homogénéité verticale est bonne (Figure 6d).

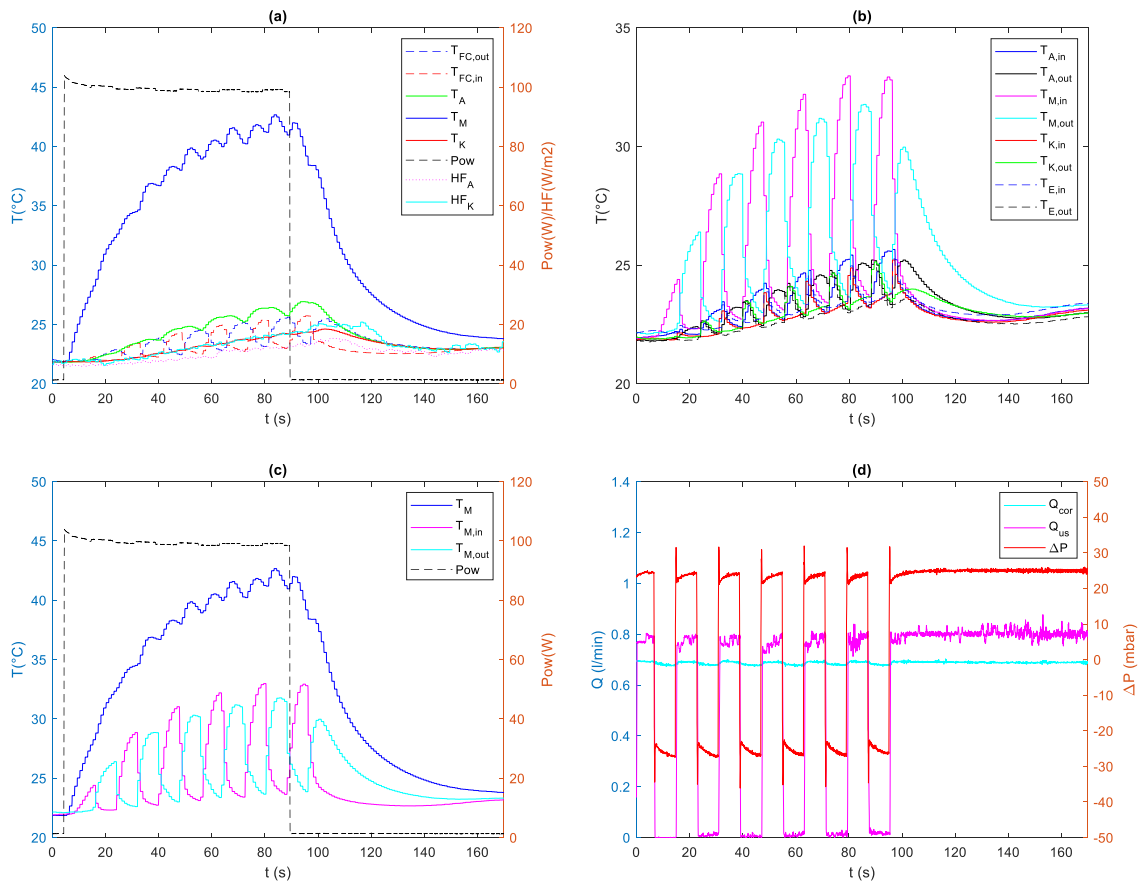


Figure 5 : Essai écoulement alterné chauffage cellule M seule

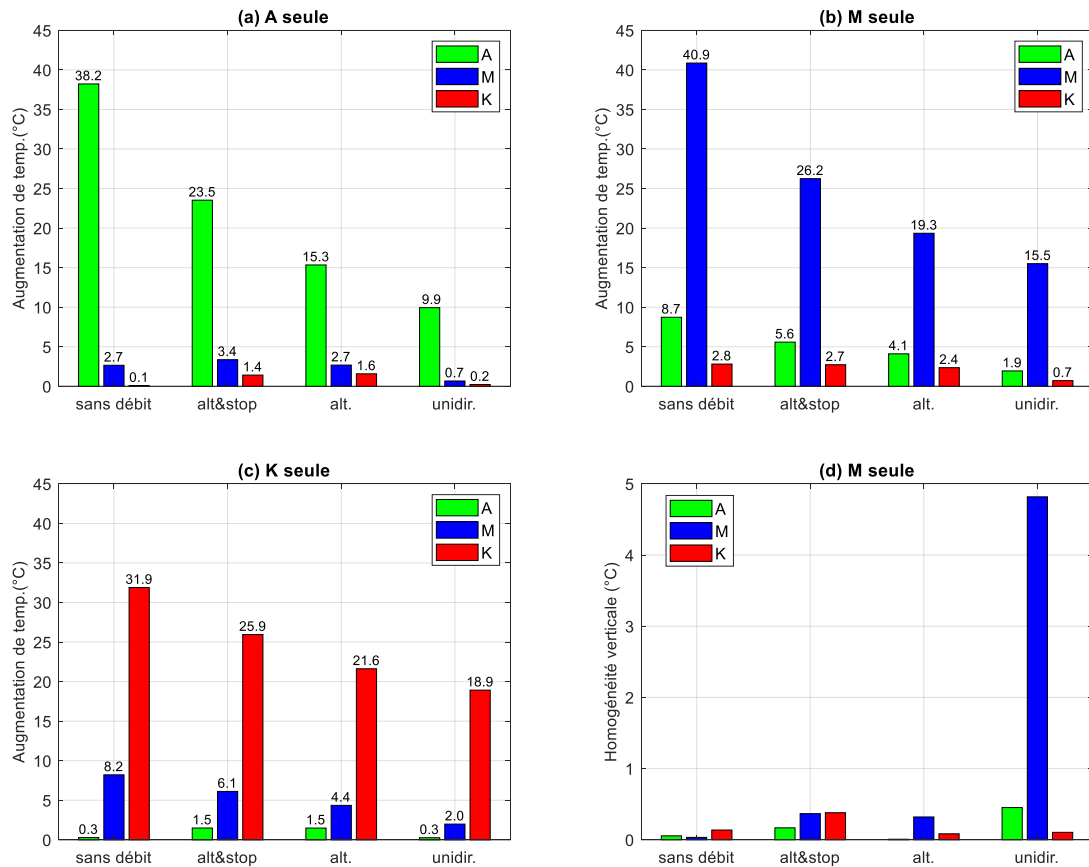


Figure 6 : Comparaison des nouvelles stratégies aux stratégies de référence

4. Conclusion

Dans cet article, nous avons étudié expérimentalement une méthode originale permettant le chauffage rapide d'une pile à combustible. La méthode est basée sur l'application d'un écoulement alterné incluant ou non des phases d'arrêt. Nous avons montré que cette méthode permet à la fois le chauffage rapide, le maintien d'une homogénéité en température dans entre les cellules et au sein même d'une cellule. Nous avons également montré que ces stratégies permettent d'utiliser une partie de la puissance thermique d'une cellule pour augmenter la température des cellules adjacentes. Ces propriétés ouvrent des perspectives d'application en fonctionnement réel pour assurer des démarrages rapides en condition de gel.

Références

- [1] A. Ajanovic and R. Haas. Prospects and impediments for hydrogen and fuel cell vehicles in the transport sector. *International Journal of Hydrogen Energy*, 46(16):10049–10058, 2021. Hydrogen and Fuel Cells.
- [2] Satish G. Kandlikar and Zijie Lu. Thermal management issues in a PEMFC stack : A brief review of current status. *Applied Thermal Engineering*, 29(7):1276–1280, 2009. Selected Papers from the 10th UK National Heat Transfer Conference, Edinburgh, Scotland, September 10-11, 2007.
- [3] Jiamin Xu, Caizhi Zhang, Zhongmin Wan, Xi Chen, Siew Hwa Chan, and Zhengkai Tu. Progress and perspectives of integrated thermal management systems in PEM fuel cell vehicles: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 155:111908.
- [4] Vincenzo Liso, Mads Pagh Nielsen, Soren Knudsen Kaer, and Henrik H. Mortensen. Thermal modeling and temperature control of a pem fuel cell system for forklift applications. *International Journal of Hydrogen Energy*, 39(16):8410–8420.
- [5] Siliang Cheng, Chuan Fang, Liangfei Xu, Jianqiu Li, and Minggao Ouyang. Model-based temperature regulation of a PEM fuel cell system on a city bus. *International Journal of Hydrogen Energy*, 40(39):13566–13575.
- [6] A. A. Amamou, S. Kelouwani, L. Boulon, and K. Agbossou. A comprehensive review of solutions and strategies for cold start of automotive proton exchange membrane fuel cells. *IEEE Access*, 4:4989–5002, 2016.
- [7] Y. Luo and K. Jiao. Cold start of proton exchange membrane fuel cell. *Progress in Energy and Combustion Science*, 64:29 – 61, 2018.
- [8] Qin Chen, Guobin Zhang, Xuzhong Zhang, Cheng Sun, Kui Jiao, and Yun Wang. Thermal management of polymer electrolyte membrane fuel cells: A review of cooling methods, material properties, and durability. *Applied Energy*, 286:116496, 2021.
- [9] Sylvie Bégot, Sadok Garnit, Xavier Glipa, Fabien Harel, Jean-Marc Le Canut, Patrick Le Gallo, and Eric Pinton. Systeme de refroidissement pour pile a combustible, Patent WO 2012104553.
- [10] Rui Lin, Yike Zhu, Meng Ni, Zhenghua Jiang, Diming Lou, Lihang Han, and Di Zhong. Consistency analysis of polymer electrolyte membrane fuel cell stack during cold start. *Applied Energy*, 241:420–432, 2019.
- [11] Xiaokang Yang, Jiaqi Sun, Shucheng Sun, and Zhigang Shao. An efficient cold start strategy for proton exchange membrane fuel cell stacks. *Journal of Power Sources*, 542:231492, 2022.
- [12] Sylvie Bégot, Fabien Harel, Valérie Lepiller, and Wafa Hafsa Saidouni. A new cooling circuit and its control strategies for the thermal management of PEMFC in rapid startup application, *International Journal of Hydrogen Energy*, accepté pour publication, disponible en ligne 04 Janvier 2023.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la Graduate School EIPHI (contrat ANR-17-EURE-0002) et à la région Bourgogne-Franche-Comté.

Etude du stockage/déstockage cyclique de l'énergie thermique par Matériaux à Changement de Phase dans une enceinte rectangulaire

Abderrahmane EL HANAFI^{1*}, Nicolas BLET¹, Abdelhamid KHEIRI¹, Benjamin REMY¹

¹Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

* (auteur correspondant : abderrahmane.el-hanafi@univ-lorraine.fr)

Résumé - Cet article présente l'étude du comportement transitoire d'un matériau à changement de phase (MCP) soumis à des conditions limites statiques et périodiques de stockage thermique. Une validation du modèle numérique est effectuée en comparant ses résultats avec ceux obtenus sur une installation expérimentale consistant en un réservoir de forme parallélépipédique contenant le MCP et qui est isolé sur toutes les surfaces sauf une où l'on impose la température. En température imposée constante ou cyclique, l'étude présente des résultats de l'évolution de la fraction liquide en fonction du temps. Ces résultats montrent que le système n'est pas efficace de manière symétrique pour le stockage et pour le déstockage de la chaleur. Lorsque le cycle de la température imposée est long, on constate que la température moyenne dans le MCP demeure plus élevée et le front de solidification est plus éloigné de la source de chaleur. Ceci rend le déstockage de la chaleur moins efficace car son transfert se fait par conduction sur une plus grande épaisseur de MCP.

Nomenclature

Bi	nombre de Biot	P	demi-période, s
Fo	nombre de Fourier	St	nombre de Stefan
h	enthalpie sensible spécifique, J/kg.K	T	température du MCP, K
H	enthalpie totale spécifique, J/kg.K	u	vitesse du liquide, m/s
ΔH	enthalpie latente, J/kg.K	β	fraction liquide
L	longueur de la cavité, m	γ	coefficient d'expansion thermique, 1/K
L_f	enthalpie de fusion, J/Kg	μ	viscosité dynamique, mPa.s
\overline{Nu}	nombre de Nusselt moyen	ρ	masse volumique, kg/m ³

1. Introduction

L'intermittence des sources d'énergie thermique soulève le problème de la disponibilité de l'énergie au bon moment et avec la puissance souhaitée. Pour améliorer l'efficacité énergétique des systèmes ou des sources d'énergie intermittentes, le stockage d'énergie thermique [1] est devenu une solution très recherchée dans les applications industrielles et domestiques [2]. Ces systèmes permettent de stocker l'énergie excédentaire pendant les périodes de haute production (disponibilité-consommation) et de réutiliser cette énergie pendant les périodes de faible production.

Les MCP (matériaux à changement de phase) [3] sont utilisés pour stocker et récupérer la chaleur dans des systèmes intermittents, tels que les systèmes solaires et de bâtiments [4]. Pour obtenir de bonnes performances thermiques, les MCPs doivent être choisis en fonction de leur température de changement de phase. Cependant, ces matériaux ont de faibles conductivité et diffusivité thermiques [5], ce qui affecte leur performance en termes de temps caractéristique de stockage d'énergie thermique. Dans la littérature [6,7,8], les études des systèmes TES avec MCP se sont concentrées sur la compréhension des mécanismes de transferts de chaleur et d'écoulement des fluides pendant le changement de phase solide-liquide. Cependant, ces études

ont souvent été effectuées dans des conditions fixes ou ont négligé la convection libre, qui pourtant joue un rôle important dans le transfert de chaleur.

Dans le présent travail, une étude numérique et expérimentale est proposée pour analyser le comportement dynamique d'un système de stockage d'énergie thermique. Par le biais d'un logiciel commercial CFD, basé sur la méthode des volumes finis, des simulations numériques 2D sont réalisées et comparées aux résultats expérimentaux. Elles permettent d'évaluer les températures dans le milieu, de suivre l'interface solide/liquide et d'étudier la réponse du système à toute excitation thermique cyclique appliquée à sa frontière. L'effet de l'amplitude et de la fréquence de cette excitation est étudié pour optimiser la conception du système de stockage d'énergie thermique en termes de temps de stockage/déstockage et de puissance totale emmagasinée/relâchée.

2. Dispositif expérimental

Un banc d'essai a été construit pour étudier la dynamique de stockage/récupération de la chaleur. Il consiste en une cavité parallélépipédique contenant de la Paraffine RT-42 comme MCP (Figure 1). La cavité est constituée de Plexiglas de faible conductivité thermique, ce qui permet de réduire fortement les pertes de flux de chaleur à travers les parois. Sur l'une des grandes faces latérales, le Plexiglas[®] est remplacé par du Téflon[®] afin de permettre la mesure du champ de température 2D par caméra infrarouge. Ce matériau a été choisi du fait de son caractère semi-transparent d'une part, et de sa conductivité thermique proche de celle du MCP utilisé d'autre part. L'épaisseur de la paroi en Téflon[®] (2 mm) est également faible, ce qui permet de considérer une plaque thermiquement mince ($Bi \ll 1$). Cette mesure thermique permet directement de calculer la fraction liquide locale, selon l'équation (2).

Sur un côté de la cavité, deux cellules Peltier commandées par un contrôleur PID sont placées sur une plaque en cuivre. Le contrôleur PID est connecté à un ordinateur pour imposer le signal de température souhaité à partir de la mesure par sonde PT100 sur la plaque en cuivre. Une boîte à eau en aluminium reliée à un bain thermostaté est placée de l'autre côté des cellules Peltier pour assurer leur gestion thermique.

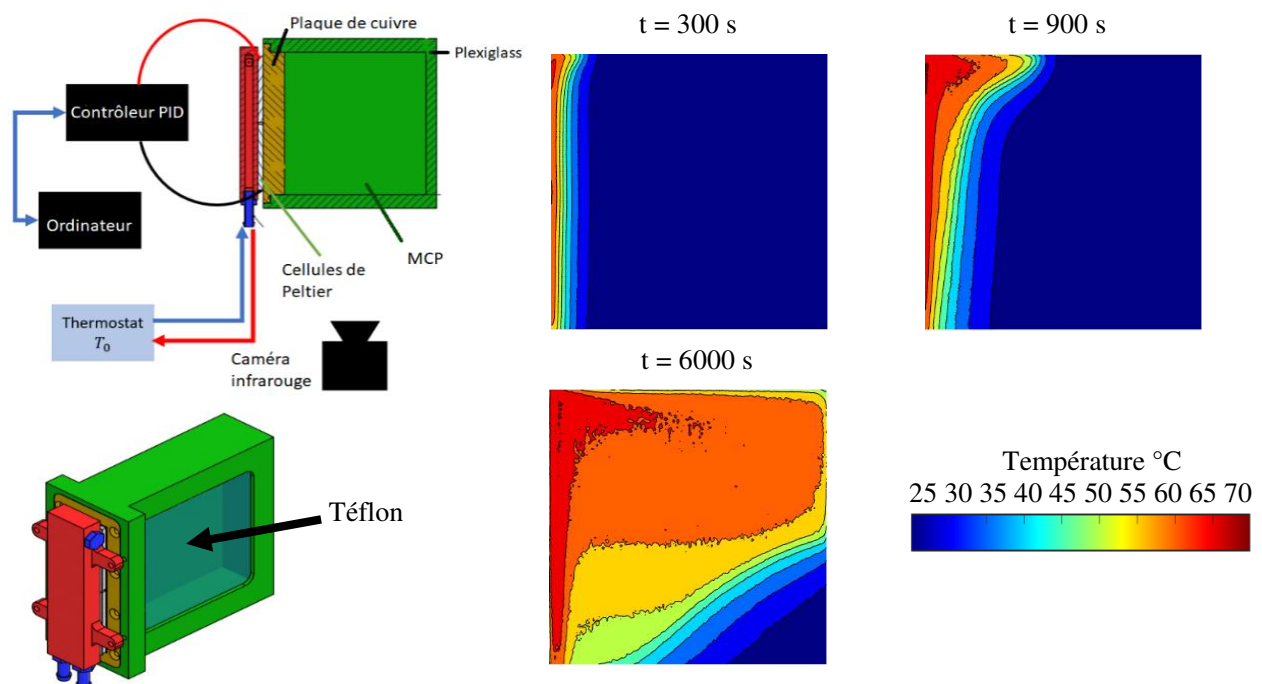


Figure 1 : Schéma du banc d'essai et illustration des champs de températures mesurés

Lors des manipulations, la cavité est remplie de MCP en laissant un petit espace d'air au niveau de la surface supérieure du MCP pour permettre sa dilatation thermique volumique lors du changement de phase. La température initiale du milieu est réglée à 25°C. Les propriétés thermiques de la Paraffine RT-42 ont été obtenues à partir de la fiche technique du fabricant [9]. La masse volumique de la phase liquide ρ a été mesurée en utilisant un densimètre à tube vibrant. Cette mesure a été effectuée en fonction de la température, ce qui a permis d'en déduire le coefficient de dilatation thermique γ . L'ensemble des propriétés thermo-physiques utiles, supposées indépendantes de la température, est présenté dans le tableau 1.

<i>Paramètre</i>	<i>Valeur</i>
Température de fusion (°C)	38-43
Chaleur latente de fusion (kJ/kg)	143
Capacité thermique spécifique (J/(kg.K))	2000
Conductivité thermique (W/(m.K))	0.2
Masse volumique du solide à 15°C (kg/m ³)	880
Masse volumique du liquide à 70°C (kg/m ³)	762
Coefficient de dilatation thermique (K ⁻¹)	0.0008

Tableau 1 : *Propriétés thermophysiques de la paraffine RT-42*

En raison de sa forte variation avec la température, la viscosité de la phase liquide est considérée dépendante de la température. Elle a été mesurée à l'aide d'un viscosimètre à cône rotatif et à plaque. À partir de la mesure, une interpolation a été effectuée afin de l'approximer dans notre plage de température étudiée :

$$\mu(T) = 2.280173 - 0.02029761 \times T + 0.000060525 \times T^2 - 6.036209 \times 10^{-8} \times T^3 \quad (1)$$

où μ est la viscosité dynamique du MCP fondu en mPa.s et T est la température en K.

3. Modèle numérique

La géométrie considérée pour le modèle numérique sur le logiciel CFD Ansys Fluent est une enceinte rectangulaire bidimensionnelle de 84x80 cm. Elle est composée de deux milieux : une plaque en cuivre (dans laquelle l'équation de diffusion est résolue), sur laquelle la température est imposée, et le second milieu contenant la Paraffine RT-42. À l'exception du côté gauche, toutes les parois sont considérées adiabatiques. La température initiale est fixée à 25 °C. Afin de simuler la montée en températures réalisée sur le banc expérimental, la température imposée numériquement sur la paroi en cuivre évolue linéairement de 25 °C à 70 °C sur une durée de 200 secondes, et reste ensuite constante.

Le changement de phase se produit dans un intervalle de température [T_{solide} , $T_{liquide}$] et la "fraction liquide" locale β est introduite pour suivre explicitement l'interface de changement de phase. Elle s'exprime par :

$$\beta = 0 \text{ si } T < T_{solide}, \beta = 1 \text{ si } T > T_{liquide}, \beta = \frac{T - T_{solide}}{T_{liquide} - T_{solide}} \text{ si } T_{solide} < T < T_{liquide} \quad (2)$$

où $T_{solide} = 311,15$ K et $T_{liquide} = 316,15$ K pour le MCP utilisé ici.

Pour modéliser le changement de phase du MCP, un modèle appelé "Enthalpie-porosité" proposé par Voller et Prakash [10] est utilisé. Ce modèle ajoute un terme source à l'équation de la quantité de mouvement pour avoir une vitesse nulle dans la phase solide et un gradient de pression dans la zone de changement de phase.

En considérant un fluide newtonien, le terme supplémentaire ajouté à l'équation de la quantité de mouvement de l'écoulement incompressible prend la forme $-A(T)\bar{u}$, avec \bar{u} la vitesse du fluide et $A(T)$ déterminé par :

$$A(T) = \frac{(1-\beta(T))^2}{(\beta(T)^3+\epsilon)} A_{mush} \quad (3)$$

Le terme ϵ est un petit nombre qui permet d'empêcher toute division par zéro dans la phase solide. Le terme constant A_{mush} contrôle la vitesse de solidification dans la zone de changement de phase. La valeur de A_{mush} peut fortement influencer la précision des résultats [11]. Une valeur optimale de 10^8 a été trouvée par itération dans le cadre de la présente étude.

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie utilisées sont donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}) + \nabla \cdot (\rho \bar{u} \bar{u}) &= \mu \nabla^2 \bar{u} - \nabla P + \rho g - A(T) \bar{u} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho H) + \nabla \cdot (\rho \bar{u} H) &= \nabla \cdot (k \nabla T) \end{aligned} \quad (4)$$

où \bar{u} est le vecteur de vitesse, ρ est la masse volumique du fluide, g est l'accélération gravitationnelle et H est l'enthalpie totale calculée comme la somme de l'enthalpie sensible h et de la chaleur latente ΔH (dépendante de la fraction liquide) :

$$H = h + \Delta H, \quad h = h_{ref} + \int_{T_{ref}}^T C_p dT, \quad \Delta H = \beta L_f \quad (5)$$

avec h_{ref} l'enthalpie de référence à une température T_{ref} et L_f l'enthalpie totale de fusion.

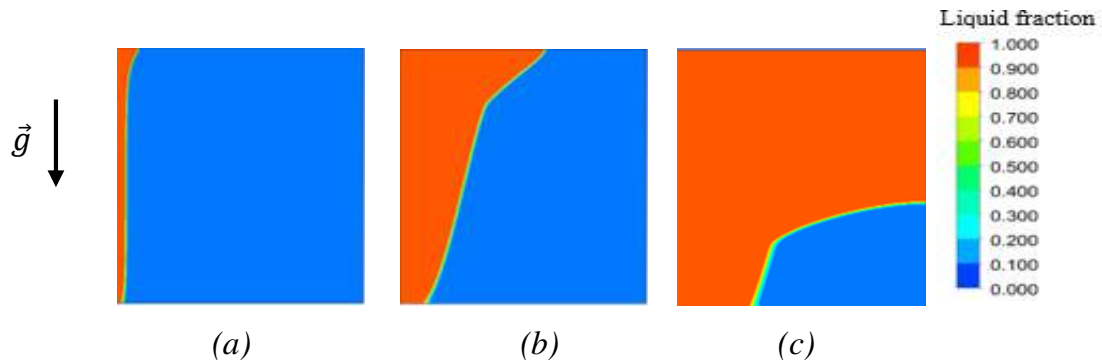
L'approximation de Boussinesq est utilisée dans le calcul avec une masse volumique liquide exprimée à partir du coefficient de dilatation thermique γ :

$$\rho = \rho_0 (1 - \gamma \Delta T) \quad (6)$$

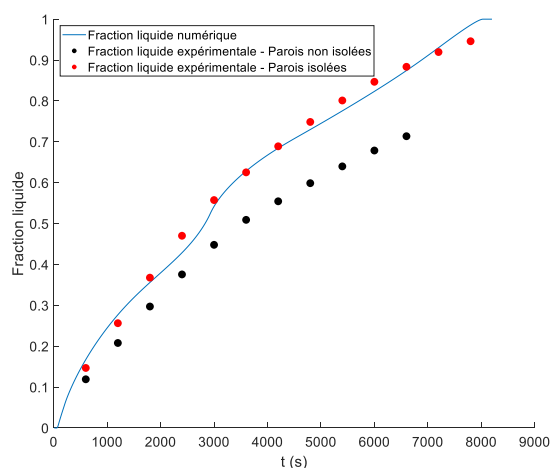
Le schéma SIMPLE est utilisé pour le couplage pression-moment et l'algorithme PRESTO est utilisé pour les corrections de pression. Le schéma amont d'ordre deux est adopté pour la discrétisation des équations de la quantité de mouvement et de l'énergie. Le résidu minimal est de 10^{-4} pour l'équation de continuité, de 10^{-5} pour l'équation de quantité de mouvement et de 10^{-8} pour l'équation d'énergie. Le nombre des mailles total (MCP + plaque en cuivre) est 27121 et le pas de temps est 0,1 s.

4. Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

L'évolution du champ de fraction liquide calculée par le modèle numérique est représentée sur la Figure 2. L'avancement peut être caractérisé par une séquence de quatre régimes. Au début, le régime conductif domine les phénomènes de transfert de chaleur, la fusion est rapide en raison de l'augmentation soudaine de la température et le front de fusion est vertical. Après quelques secondes, la partie supérieure du front de fusion, régie par la convection, est plus avancée que la partie inférieure toujours dominée par la conduction ; il s'agit d'un régime mixte (Figure 2-a). Ensuite, la convection naturelle domine les transferts de chaleur et affecte la forme du front. Celui-ci est entraîné par la différence de température à l'intérieur du MCP liquide (Figure 2-b). Enfin, les champs de température (figure 1) sont plus uniformes dans le milieu liquide, la convection diminue en intensité et du MCP solide est toujours présent dans le coin inférieur droit de la cavité (Figure 2-c).


 Figure 2 : *Forme d'interface Liquide-Solide pour différents instants*

La Figure 3 compare l'évolution de la fraction liquide globale (moyenne des fractions liquides locales sur l'ensemble du champ 2D) dans la cavité en fonction du temps, pour le modèle numérique et deux essais expérimentaux. Pour les données expérimentales, les points noirs présentent les résultats avec des parois latérales non isolées, et les points rouges présentent ceux avec des parois isolées avec du polystyrène sur les grandes faces avant et arrière de la cavité. Les trois tracés apparaissent bien ajustés lors des trois premiers régimes. Dès que le front de fusion s'éloigne trop de la source de chaleur, l'écart entre les points noirs et les autres devient de plus en plus important. Le MCP solide dans le coin inférieur droit de la cavité doit en effet à ce moment récupérer l'énergie émise par la source de chaleur, mais la convection est faible pour la transporter jusqu'au front de solidification. Les pertes de chaleur à travers la plaque de Téflon ont alors une incidence forte sur la puissance réelle arrivant jusqu'au front, ce qui ralentit considérablement le processus de fusion. Les premières mesures expérimentales (sans isolation) impliquent donc plus de biais pour les temps finaux du processus de fusion. Les nouveaux résultats expérimentaux (points rouges) en réduisant les pertes à travers la plaque en Téflon (autant que possible) semblent être plus en accord avec les simulations. A $t = 3000$ s, un point d'inflexion est mis en évidence par les résultats numériques. Il correspond à l'arrivée du front de fusion sur la paroi droite de la cavité. Les données expérimentales montrent que la fusion reste en fait assez lente car cette paroi de la cavité perd une partie de l'énergie avec l'environnement (à travers la plaque en Plexiglass). À l'inverse, pour le modèle numérique, les parois sont considérées adiabatiques, de sorte que le transfert de chaleur vers le front fondu dans le coin supérieur droit est maximum, impliquant ce saut de la fraction liquide.


 Figure 3 : *Fractions liquides expérimentales et numérique en fonction du temps*

Pour compléter cette étude, les régimes d'écoulement sont identifiés en traçant le nombre de Nusselt moyen (Figure 4) correspond au transfert de chaleur global entre le MCP et la source de chaleur qui est défini par :

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h}L}{k} \quad (7)$$

où \bar{h} est le coefficient de transfert de chaleur moyen en surface, L est la hauteur de la cavité et k est la conductivité thermique du MCP.

Le coefficient \bar{h} est évalué à partir de la totalité de la chaleur absorbée par le MCP :

$$\bar{h} = \frac{Q_n - Q_{n-1}}{S(\overline{T_w} - T_{sol})\Delta t} \quad (8)$$

où Q_n est la chaleur absorbée par le MCP à l'instant t_n , S est la surface de la plaque de cuivre, $\overline{T_w}$ est la température moyenne de la plaque de cuivre en contact avec le MCP, T_{sol} est la température de solidification et Δt est l'intervalle de temps (entre t_{n-1} et t_n).

Le nombre de Nusselt est comparé sur la figure 4 à celui représentant un régime purement conductif, régit par la loi d'échelle [12]:

$$Nu \sim \theta^{-\frac{1}{2}} \quad (9)$$

avec θ un temps adimensionnel calculé par le produit du nombre de Stefan Ste et du nombre de Fourier Fo :

$$Fo = \frac{at}{L^2}, \quad Ste = \frac{c_p(\overline{T_w} - T_{sol})}{\bar{h}} \quad (10)$$

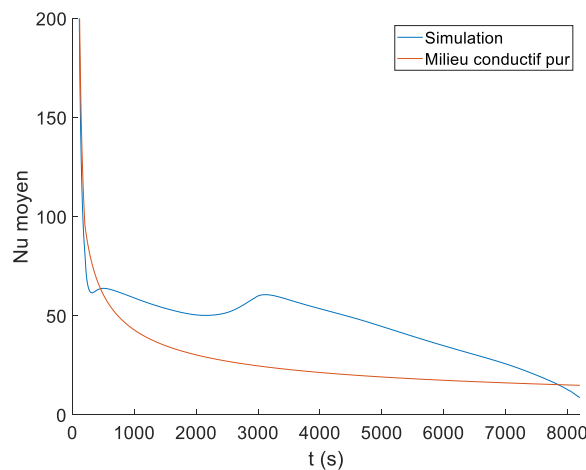


Figure 4 : Nombre Nusselt moyen en fonction du temps

L'évolution du nombre de Nusselt en fonction du temps constatée sur la figure 4 illustre la succession des régimes de transfert de chaleur tels que présentés dans la section précédente :

- Au début, un régime conductif domine le transfert de chaleur, il est caractérisé par la loi d'échelle (Eq. 11). La soudaine augmentation de la température de la paroi en cuivre provoque la rapide diminution du nombre de Nusselt pendant les premières étapes de la fusion du MCP.

- Un régime mixte de conduction-convection apparaît ensuite où l'influence de la convection naturelle commence à être importante et provoque une légère augmentation du nombre de Nusselt.

- Lorsque la convection domine le flux, Nu atteint un maximum à $t = 500$ s, car l'interface se déplace plus rapidement sur la partie supérieure, ce qui implique un stockage d'énergie plus élevée. Néanmoins, la température du liquide n'étant pas stabilisée, des fluctuations de vitesses de convection affectent les valeurs du nombre de Nusselt pendant ce régime.

- À la fin, à partir de $t = 4000$ s, la convection faiblit, le mouvement de l'interface est plus lent, et donc la vitesse de fusion du MCP ainsi que le nombre de Nusselt diminuent.

5. Condition aux limites thermique cyclique

Dans cette partie, le comportement du système est étudié numériquement pour une demi-période identifiée à partir des résultats décrits dans la section 4 : $P = 2700$ s. La température est imposée sous forme de fonction trapézoïdale entre deux températures chaudes et froides : $T_H = 70^\circ\text{C}$ et $T_c = 25^\circ\text{C}$. Le temps nécessaire pour passer d'un niveau de température à l'autre est de 200 s pour se rapprocher du comportement de l'installation expérimentale.

L'évolution temporelle de la fraction liquide moyenne pour la demi-période P est tracée sur la Figure 5-a. Elle augmente lorsque la paroi gauche du MCP est en contact avec la température élevée et inversement. Cependant, après chaque période, la configuration initiale en termes de températures et de fractions liquides n'est pas restaurée.

Le transfert de chaleur est ici principalement convectif (Fig 5-b), et la partie supérieure du front de fusion est plus avancée et a atteint la paroi droite. Lorsque la température imposée passe à la valeur basse (25°C), un second front de solidification se propage depuis le côté gauche du domaine (Figures 5-b et 5-c). Il peut être observé que la partie supérieure du second front de solidification est plus petite que sa partie inférieure, car la température est plus faible en bas. Le gradient de température est lissé et l'influence de la convection dans la région liquide est considérablement réduite. Subséquemment, la région liquide dans la partie inférieure de la cavité se rétrécit considérablement et une poche liquide (issue du premier stockage) est piégée entre les deux fronts de solidification. Lorsque la température imposée change à nouveau vers la température chaude (Figure 5-c), la convection commence à dominer le transfert de chaleur en partie haute du second front. La fusion globale est par contre assez faible car elle est ensuite limitée par le solide, moins conducteur, situé entre les deux poches de liquide. La chaleur a alors plus de difficultés à atteindre le premier front de fusion. Ce phénomène est mis en évidence par un gradient de fraction liquide plus élevé dans la poche de liquide principale.

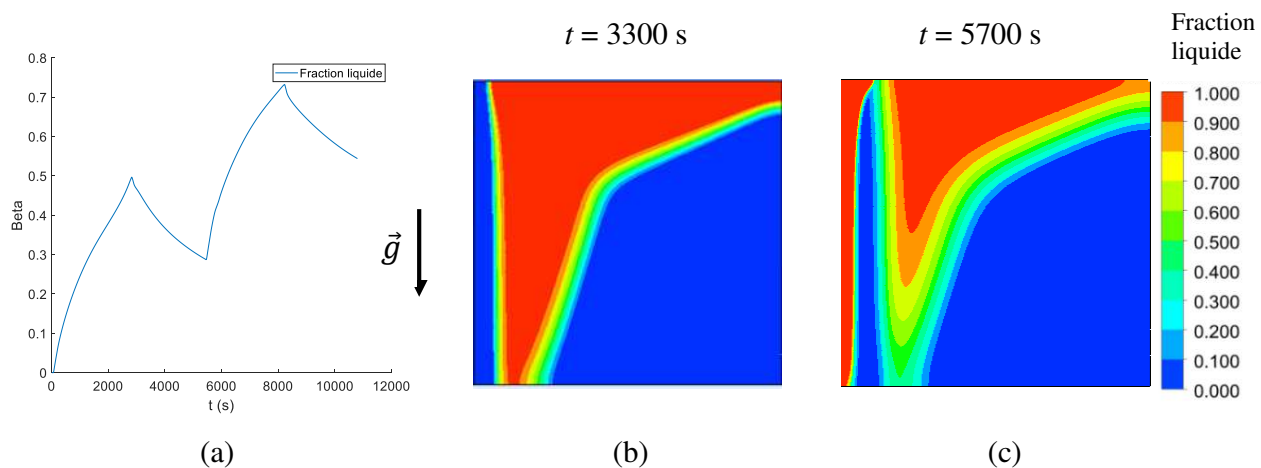


Figure 5 : Fraction liquide : a- en fonction du temps, b- lors de la première décharge, c- lors de la seconde charge

6. Conclusion

Dans cette étude, une cavité parallélépipédique a été remplie de matériau à changement de phase (MCP), avec des parois extérieures isolées à l'exception d'un côté où une condition de température de chauffage/refroidissement statique ou dynamique est imposée. Les données expérimentales présentées permettent de suivre le front liquide-solide du MCP ainsi que de mesurer les champs de température dans le milieu considéré. Ces résultats ont été comparés à ceux de simulations numériques réalisées sous ANSYS FLUENT en termes d'évolution de fraction liquide. En plus de la validation du modèle numérique, malgré quelques hypothèses

fortes discutées, l'analyse a mis en évidence les différents régimes de fusion sous une source thermique chaude.

Une forme cyclique de température en trapèze entre deux températures haute et basse, respectivement de 70°C et 25°C, a ensuite été imposée en tant que condition limite. Les simulations numériques ont permis d'étudier le fonctionnement du système en matière de stockage et de récupération de l'énergie thermique.

Pour la demi-période étudiée, la température moyenne dans le milieu est élevée, la largeur du MCP fondu est plus grande en haut qu'en bas de la cavité et l'interface de solidification se déplace plus rapidement grâce à une convection bien développée. Cependant, la récupération de l'énergie devient de plus en plus difficile car de multiples fronts se forment en piégeant des volumes liquides de MCP où la conduction domine le transfert de chaleur.

Une demi-période plus courte (non présentée dans ce papier) amène à l'inverse à une stabilisation du front de fusion à un endroit plus proche de la zone de chauffe/refroidissement, annihilant ce phénomène. Cependant, l'énergie totale stockée/déstockée par le système est alors beaucoup plus faible, une grande partie du MCP n'étant pas impliquée dans les transferts de chaleur.

Pour améliorer le système en termes d'inertie thermique, des ailettes métalliques seront ajoutées dans le milieu pour augmenter le transfert de chaleur entre la source et le MCP. La plaque chauffante en cuivre expérimentale a en effet été architecturée pour permettre d'ajouter facilement ces ailettes. L'étude aura pour but d'analyser leurs effets en termes de formes de front de fusion et de temps de réponse du système en stockage et déstockage de chaleur.

Remerciements

Cette recherche est financée par le projet Stock'NRJ du Fonds européen de développement régional (FEDER).

Références

- [1] M. Karthikeyan and T. Ramachandran, "Review of thermal energy storage of micro- and nanoencapsulated phase change materials," *Materials Research Innovations*, vol. 18, no. 7, pp. 541–554, 2014.
- [2] Rok Stropnik, Rok Koželj, Eva Zavrl, Uroš Stritih. Improved thermal energy storage for nearly zero energy buildings with PCM integration. *Solar Energy* 190 (2019)
- [3] Kenisarin MM. High-temperature phase change materials for thermal energy storage. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2010; 14:955-970. DOI: 10.1016/j.rser.2009.11.011
- [4] H. Atalay. Performance analysis of a solar dryer integrated with the packed bed thermal energy storage (TES) system. *Energy* 172 (2019) 1037-1052
- [5] Fan L, Khodadadi JM. Thermal conductivity enhancement of phase change materials for thermal energy storage: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2011;15:24-46. DOI: 10.1016/j.rser.2010.08.007
- [6] J. Bransier, Stockage périodique par chaleur latente: aspects fondamentaux liés à la cinétique des transferts, *Int. J. Heat Mass Transfer* 22 (1979) 875–883.
- [7] M. Hasan, A.S. Mujumdar, M.E. Weber, Cyclic melting and freezing, *Chem. Eng. Sci.* 46 (1991) 1573–1587.
- [8] V.R. Voller, P. Felix, C.R. Swaminathan, Cyclic phase change with fluid flow, *Int. J. Numer. Meth. Heat Transfer Fluid Flow* 6 (1996) 57–64.
- [9] Kasa Material Data Sheet, PCM RT42 (Rubitherm GmbH). Available online: <https://www.rubitherm.eu/index.php/produktkategorie/organische-pcm-rt>
- [10] V.R. Voller, C. Prakash, A fixed grid numerical modelling methodology for convection-diffusion 18 mushy region phase-change problems, *Int. J. Heat Mass Transf.* 30 (1987) 1709–1719.
- [11] M. Fadl, P. C. Eames, Numerical investigation of the influence of mushy zone parameter Amush on heat transfer characteristics in vertically and horizontally oriented thermal energy storage systems, *Thermal Engineering* V. 151 (2019) 90-99
- [12] Jany, P.; Bejan, A. Scaling theory of melting with natural convection in an enclosure. *Int. J. Heat Mass Transf.* 1988, 31, 1221–1235.

Analyse numérique de l'effet de l'intensification des transferts thermiques par extension de surface sur les cinétiques de fusion/solidification d'un MCP dans un échangeur-stockeur tube-calandre

Appolinaire KABORE ^{1,2*}, Jules Voguelin SIMO TALA ¹, Zohir YOUNSI ³, Daniel BOUGEARD ¹

¹ IMT Nord Europe, Institut Mines – Télécom, Univ. Lille, CERI Energie et Environnement
F-59000, Lille, France

² Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie
20 avenue du Grésillé- BP 90406, 49004 Angers Cedex 01 France

³ Univ. Lille, Institut Mines-Télécom, Univ. Artois, Junia, ULR 4515 – LGCgE, Laboratoire de Génie Civil et géo-Environnement
F-59000, Lille, France

*(auteur correspondant : appolinaire.kabore@imt-nord-europe.fr)

Résumé - La présente étude porte sur des études numériques de validation de la modélisation du changement de phase avec le code commercial STARCCM+, à travers des résultats de la littérature. Une application des modèles est faite en analysant l'influence des extensions de surface et de leur redistribution à iso-surface d'échange dans un échangeur tube-calandre de stockage latent sur les cinétiques de fusion/solidification. Les résultats montrent que le temps de fusion peut être réduit de 69 % dans la configuration optimale. L'application visée est le développement d'un échangeur-stockeur pour l'amélioration du confort thermique dans l'habitat.

Nomenclature

C_p Capacité calorifique, J/kg.K
 g Accélération de la pesanteur, m/s²
 H Enthalpie totale massique, J/kg
 h Enthalpie sensible massique, J/kg
 L Chaleur latente, J/kg
 p Pression, Pa
 t Temps, s
 T Température, K
 V Vitesse, m/s
Symboles grecs

ρ Masse volumique, kg/m³
 μ Viscosité dynamique, Pa.s
 β Coefficient d'expansion volumique, 1/K
 λ Conductivité thermique, W/m.K

Abréviations

MCP: Matériau à changement de phase
HTF: Fluide de transfert
UFF: User's fields functions

Indices et exposants

s, l solidus, liquidus

1. Introduction

La production, la conversion, le stockage et la gestion de l'énergie font de nos jours l'objet de plusieurs travaux de recherche, dans le but d'améliorer l'efficacité énergétique des systèmes, et de répondre aux besoins de sauvegarde de l'environnement. Dans le cas de l'énergie thermique, le stockage se fait principalement sous trois formes à savoir une forme sensible, une forme latente et une forme thermochimique. Les systèmes de stockage latent en utilisant des matériaux à changement de phase (MCP) apportent une solution au problème connu du stockage sensible grâce à une densité de stockage bien plus importante, et une meilleure maîtrise

des niveaux de température. Une problématique très importante du stockage latent est la faible conductivité des MCPs, qui entraîne des cycles de charge et décharge très longs, conduisant parfois à la réduction de la taille des systèmes et donc les capacités de stockage. Une des solutions et la plus utilisée, est l'intensification des transferts thermiques par l'utilisation d'ailettes, et plusieurs travaux ont été réalisés dans ce sens. Cependant très peu de chercheurs s'intéressent à l'optimisation des ailettes en prenant en compte des contraintes de surfaces ou de volume des matériaux. Hassan et al [1] réalisent une étude expérimentale comparative des ailettes radiales et longitudinales à iso-volume de MCP et d'ailettes, et leur impact sur les temps de fusion/solidification d'un MCP paraffinique dans une configuration verticale. Leurs résultats montrent une meilleure performance pour la configuration avec des ailettes radiales, qui présente une réduction du temps de charge de 66 % par rapport à la géométrie tube nu, contre une réduction du temps de charge de 55 % pour la géométrie avec des ailettes longitudinales. Dekhil et al [2] en utilisant de l'eau comme MCP dans un échangeur en configuration horizontale montrent qu'à surface d'échange égale, l'utilisation d'ailettes de grande taille en petit nombre est plus efficace que les ailettes de petite taille en grand nombre surtout si l'on envisage une fusion/solidification complète. Les études numériques sont les plus présentes dans la littérature et le modèle enthalpie-porosité généralisé proposé par Voller et al [3] en 1991, qui est implémenté dans des logiciels comme STARCCM+ [4] est l'un des plus utilisés. La mise en place des études numériques requiert une bonne connaissance d'un grand nombre de paramètres comme les propriétés thermophysiques des MCPs. L'analyse de la littérature montre un manque important de données expérimentales facilement exploitables numériquement à cause de l'absence de plusieurs données empêchant la reproduction des résultats. Quelques papiers exploitables ont été néanmoins repérés en plus de benchmark numérique permettant de valider les modèles numériques de changement de phase. Hannoun et al [5] proposent en 2005 un benchmark de validation de la modélisation du changement de phase avec une prise en compte de la convection naturelle en utilisant de l'étain comme MCP. Cependant, l'étain utilisé dans leurs travaux est un corps pur et les résultats sont purement numériques sans références expérimentales. Longeon et al [6] ont étudié expérimentalement la fusion/solidification d'un MCP paraffinique (RT35) dans un échangeur tube-calandre en configuration verticale. Ils s'intéressent notamment à l'impact de la configuration de l'injection du fluide de transfert (HTF) sur la convection naturelle et le transfert thermique dans le MCP. Cependant, l'impact de la convection naturelle a été étudié pour des dimensions de section figées, et sans prise en compte des échanges thermiques avec le milieu ambiant. Dans cette étude nous qualifions dans un premier temps une approche numérique développée avec le logiciel STARCCM+ en comparant des résultats obtenus avec ceux de la littérature. Ensuite nous déterminons dans une configuration verticale d'échangeur-stockeur de type tube-calandre la meilleure répartition et géométrie d'ailettes afin d'optimiser la dynamique du stockage/déstockage de chaleur.

2. Formulation mathématique, domaines d'études et conditions limites

2.1. Formulation mathématique

Les équations de conservation sont utilisées pour modéliser le comportement des MCPs et des fluides caloporteurs dans le temps et dans l'espace. Les hypothèses considérées ici sont :

- Ecoulements incompressibles, instationnaires et laminaires du HTF et du MCP
- Emploi de l'approximation de Boussinesq dans le MCP liquide
- MCP se présentant sous les états liquide, solide, et pâteuse encore appelé "mushy zone"
- Négligence de l'expansion volumique et de la dissipation visqueuse
- Propriétés thermophysiques des matériaux excepté le MCP considérées constantes dans

la plage des températures de fonctionnement

— Propriétés thermophysiques du MCP dépendant uniquement de la température.

Sous ces hypothèses, les équations de conservations s'écrivent :

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{V} + \rho \vec{g} \beta (T_{ref} - T) + \vec{S}_m \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \nabla (\vec{V} h) = \nabla \left(\frac{\lambda}{\rho C_p} \nabla h \right) \quad (3)$$

$$H = h + \Delta H \quad (4)$$

$$h = h_{ref} + \int_{T_{ref}}^T C_p dT \quad (5)$$

$$\gamma(T) = \begin{cases} 0 & \text{si } T < T_s \\ \frac{T - T_s}{T_l - T_s} & \text{si } T_s \leq T \leq T_l \\ 1 & \text{si } T_l < T \end{cases} \quad (6)$$

$$\vec{S}_m = A_{mush} \frac{(1 - \gamma)^2}{\gamma^3 + \epsilon} \vec{V} \quad (7)$$

Les équations 1, 2 et 3 sont respectivement les équations vectorielles de conservations de masse, de quantité de mouvement et d'énergie en 3D, résolues dans tout le domaine d'étude. \vec{S}_m est un terme source rajouté à l'équation de quantité de mouvement pour modéliser le changement de phase et le mouvement du MCP fondu. Ce terme source dépend de la fraction liquide γ qui dépend de la température et prend des valeurs situées entre 0 et 1. A_{mush} est la constante de Carman-Kozeny, un coefficient expérimental qui reflète la morphologie de l'interface solide-liquide et la netteté du changement de vitesse dans la mushy zone. Sa valeur est assez souvent comprise entre 10^4 et 10^9 selon Yang et al., et un calcul de la distance inter-dentrite dans la "mushy zone" est fait en utilisant la relation démontrée par Yang et al. [7]. ϵ est un coefficient numérique très petit pour éviter toute division par 0 [2, 4]. Le terme source de flottabilité a été implémenté dans le code de calcul à travers l'utilisation de fonction utilisateur "UFF".

2.2. Domaines d'étude

Deux cas de qualification de la méthodologie numérique sont étudiés dans ce papier : un cas expérimental, et un cas numérique servant de benchmark numérique. La géométrie étudiée dans le benchmark proposé par Hannoun et al. [5] et représenté dans la figure 1 consiste en une cavité carrée 2D remplie d'étain pure à sa température de fusion T_f . Les parois gauche et droite sont différentiellement chauffées et on observe la fusion de l'étain. L'étain a été considéré comme un matériau non pure avec une plage de transition étroite $T_l - T_s = \epsilon$, avec $\epsilon = 0.025^\circ\text{C}$. La deuxième configuration, étudiée par Longeon et al. [6] et représentée sur la figure 2 est constituée de deux tubes concentriques de 400 mm de longueur, de diamètres intérieurs 15 mm et 44 mm.

Une application de la méthodologie numérique est ensuite faite sur l'analyse de l'impact des ailettes et leur redistribution sur les cinétiques de fusion/solidification d'un MCP. Pour ce faire 5 configurations de géométries d'échangeurs ont été analysées. Une première géométrie appelée géométrie de référence, principalement formée de deux tubes concentriques de longueur 301 mm, de diamètres intérieurs 30 mm, 102 mm et d'épaisseur 1 mm, avec un MCP bio-sourcé, PureTemp 23 (PT23) remplissant l'espace annulaire. Une grande ailette radiale permet de compartimenter chaque configuration en deux de sorte à avoir une convection naturelle laminaire.

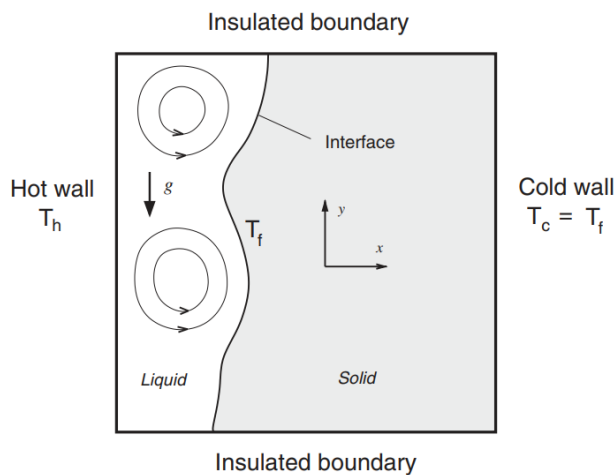


Figure 1 : Géométrie d'étude de l'étain [5]

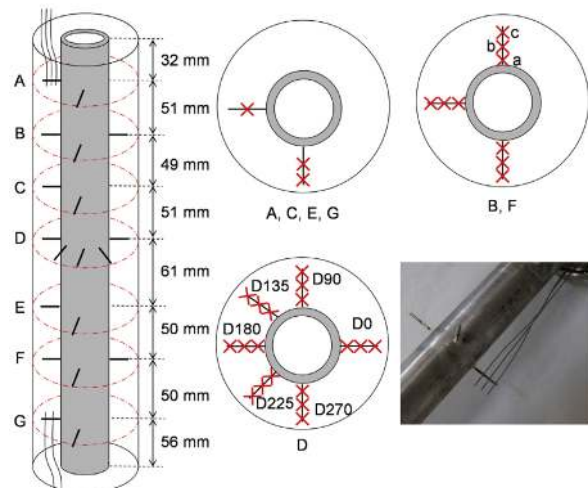


Figure 2 : Géométrie d'étude du RT35 [6]

Le tube central et les ailettes sont en cuivre. Quatre géométries sont dérivées de la géométrie de référence en augmentant la surface d'échange par des ailettes radiales, de sorte que la surface d'échange dans les 4 configurations soit le double du cas de référence. La surface d'échange est constante pour les configurations intensifiées, seuls changent la redistribution des ailettes et la localisation dans la calandre. Les études sont faites dans une configuration verticale, permettant d'utiliser une simplification 2D axisymétrique. Les 5 géométries représentées sur la figure 9 sont dénommées par REF, R4, R4B, R8, R8B pour désigner respectivement géométrie de référence, géométrie à 4 ailettes radiales équidistantes centrées, géométrie à 4 ailettes radiales décentrées bas, géométrie à 8 ailettes radiales équidistantes centrées, et géométrie à 8 ailettes radiales décentrées bas. Les propriétés thermophysiques des différents MCPs utilisés sont consignés dans le tableau 1. Les constantes de la mushy-zone sont considérées en référence à littérature, 10^{15} pour l'étain comme recommandé par Hannoun et al. [5], 10^6 pour le RT35 comme utilisé par Pu et al. [8] et 10^6 pour le PT23 en référence aux MCPs paraffiniques comme le RT35, et valeur par défaut proposée dans la documentation du code de calcul utilisé.

	$T_{s/l}$ °C	L kJ.kg ⁻¹	$\rho_{s/l}$ kg.m ⁻³	β K ⁻¹	$Cp_{s/l}$ J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	$\lambda_{s/l}$ W.m ⁻¹ .K ⁻¹	μ Pa.s
Etain	505	6.10^4	$7,5.10^3$	$2,67.10^{-4}$	200	60	6.10^{-3}
RT35	32/38	157	880/760	1.10^{-3}	1800/2400	0,2	$2,5.10^{-3}$
PT23	22,3/25,6	197,9	910/830	$12,16.10^{-3}$	1840/1990	0,2 5/0,15	3.10^{-3}

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques des MCPs utilisés

2.3. Conditions aux limites et initiales

Les différentes conditions aux limites et initiales de chaque étude sont données ci-dessous.

- Pour le cas de la fusion de l'étain, les parois haute et basse sont considérées adiabatiques. Sur la paroi droite on impose une température froide $T_c = 505$ K. Le MCP est considéré initialement solide à sa température de fusion $T_f = 505,0125$ K, soit une surfusion de 0,0125 K sur la paroi droite. A l'instant $t = 0$, on impose une température $T_h = 508$ K.
- Dans le cas de l'étude de la fusion du RT35, le système est considéré adiabatique. L'injection du HTF se fait par le haut à température constante de 52 °C. Le débit d'injection est aussi constant et correspond à une vitesse de 0,01 m/s. Le MCP est initialement à l'état solide, et tout le système est considérée à une température de 22 °C.
- Dans le cas de la fusion du PT23, nous faisons l'hypothèse d'un débit suffisamment

grand, afin de négliger le gradient de température axial le long du tube caloporteur. Nous imposons donc une température de 40 °C sur la paroi intérieure du tube, et le système est initialement à la température de 0,25 °C en dessous de T_l du PT23 soit 22 °C.

2.4. 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. Dans le cas de la qualification avec les résultats de Hannoun et al. [5], les auteurs ont proposé un maillage et un pas de temps issus d'études de sensibilité des résultats à ces paramètres. Un maillage de 400×400 et un pas de temps de 0,05 ont été choisis. Les résidus normalisés sont inférieurs à 10^{-3} pour l'équation d'énergie, et à 10^{-9} pour la continuité et la quantité de mouvement. Dans le cas de la qualification de la méthodologie à partir des résultats expérimentaux de Longeon et al. [6] et l'application aux ailettes, des études de sensibilité au maillage et au pas de temps ont été réalisées et un maillage correspondant à une taille de cellule de 1 mm et un pas de temps de 0.25 s ont été adoptés en analysant les évolutions des flux thermiques et fraction liquide. Une convergence des résidus a été observée avec des résidus normalisés inférieurs à 10^{-5} pour l'équation d'énergie, et de 10^{-10} pour la continuité et la quantité de mouvement. Ce maillage et ce pas de temps permettent d'avoir un bon compromis entre la précision de calcul et le coût numérique.

3. Résultats

3.1. Résultats de qualification de la méthodologie numérique

Dans le cas d'étude de Hannoun et al. [5], sous l'action du gradient de température entre la paroi chauffée et le MCP, il s'effectue un transfert thermique vers le MCP, qui augmente sa température et le fait fondre. La figure 3 présente l'évolution de la fraction liquide dans le temps de la solution de référence superposée à la solution obtenue avec notre code de calcul. On observe une quasi-superposition entre les résultats du benchmark et la présente étude avec un écart relatif de fraction liquide inférieur à 0.4 %. Sous l'action de la convection naturelle, le MCP plus chaud s'élève dans la cavité, se refroidit, puis redescend créant ainsi des cellules de recirculation de type Rayleigh-Bénard. La figure 4 montre l'évolution des lignes de courants colorées par la vorticité à deux instants différents, 200 s et 700 s. Qualitativement nous observons une importante similarité dans la structure de l'écoulement entre les deux résultats. Les modèles utilisés sur STARCCM+ permettent ainsi une reproduction très fidèle des résultats numériques de benchmark.

Dans le cas de l'étude de la fusion du RT35, la figure 5 présente l'évolution de la température dans le MCP en trois points, B, D, F suivant l'axe des cylindres, visibles sur la figure 2. Les résultats de la présente simulation montrent une bonne prédiction des tendances des courbes d'évolution des températures locales. une bonne précision est observée sur la plupart des points, avec un écart maximal de 4 °C observé en un seul point. La figure 6 présente l'évolution de la température de sortie du fluide de transfert. Une bonne précision est également observée quantitativement, avec un écart maximal inférieur à 2°C entre les résultats numériques et expérimentaux. Ces écarts observés peuvent en partie être attribués à la condition d'adiabaticité utilisée dans la démarche numérique, d  e aux manques d'informations dans l'étude expérimentale de Longeon

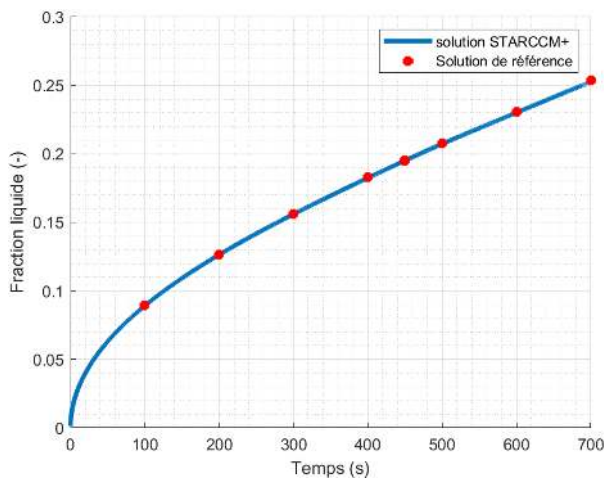


Figure 3 : Evolution de la fraction liquide dans le temps

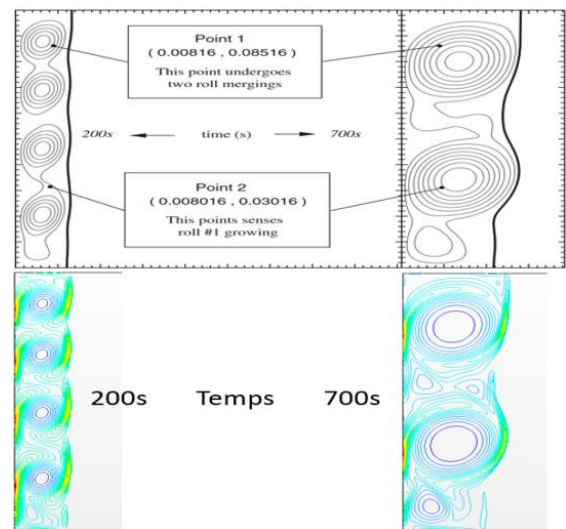


Figure 4 : Evolution de la structure de l'écoulement dans le temps

et al. [6], sur le coefficient d'échange, les températures extérieures et de parois. De plus il y a les éventuelles variations dans les propriétés thermophysiques des MCPs qui sont parfois fournies avec des écarts importants.

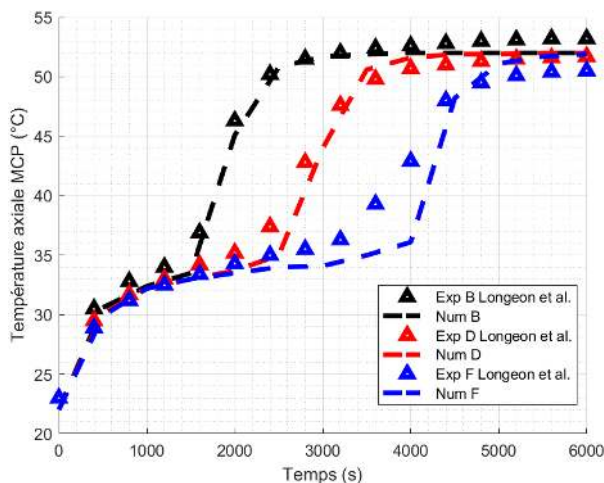


Figure 5 : Evolution de la température locale du MCP

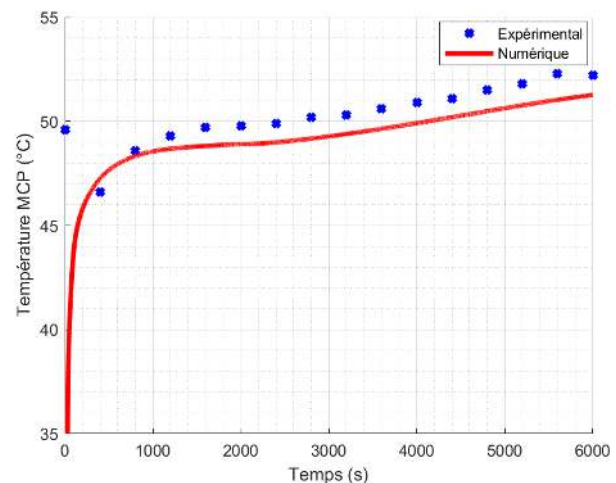


Figure 6 : Evolution de la température de sortie du HTF

3.2. Application de la méthodologie numérique à l'analyse de l'impact des ailettes et leur redistribution sur le processus de fusion d'un MCP

Dans cette section, la procédure numérique présentée et qualifiée ci-dessus est appliquée à l'analyse de l'impact des ailettes et leur redistribution sur le processus de fusion d'un MCP. La figure 7 présente l'évolution de la fraction liquide du MCP dans les 5 configurations. On remarque dans un premier temps que toutes les configurations ailetées présentent à chaque instant une fraction liquide supérieure à la configuration de référence. Cela résulte sans surprise de l'augmentation de la surface d'échange par les ailettes, qui améliore d'une part la conductivité globale du MCP, et d'autre part l'échange thermique entre le tube chauffé et le MCP. En effet, l'augmentation de la surface d'échange du simple au double permet d'augmenter de plus de 2 fois le transfert thermique. A 600 s, le flux échangé est de 14 W pour REF contre 33 W pour R4. En comparant les 4 géométries intensifiées à iso-surface d'échange, on constate que les configurations à 8 ailettes ont une fusion accélérée dans un premier temps par rapport aux configurations à 4 ailettes. Cela s'explique par une fusion rapide et plus globale de la partie du MCP à proximité du tube du fait du nombre des ailettes et donc une convection naturelle

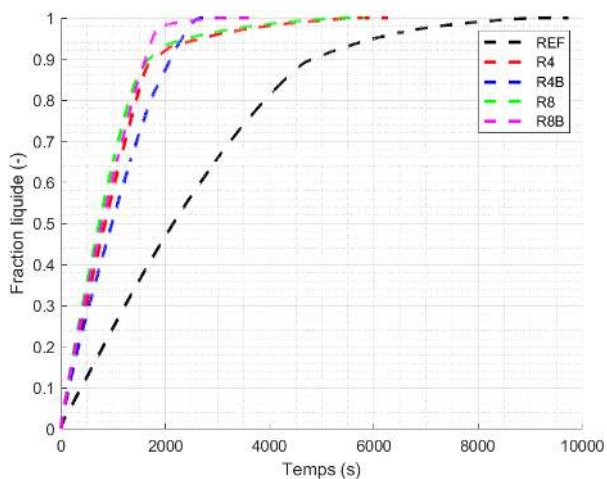


Figure 7 : Evolution de la fraction liquide du MCP

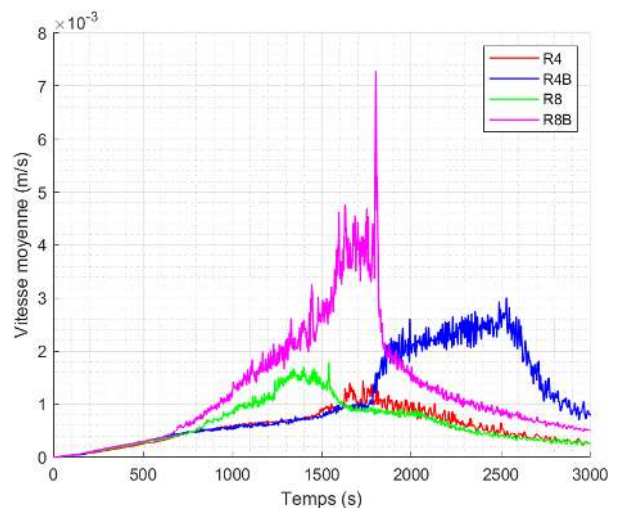


Figure 8 : Evolution de la vitesse du MCP fondu

qui se développe très rapidement et intensément. A l'inverse, les ailettes longues entraînent une fusion plus locale du MCP dans le voisinage proche et lointain du tube, ne favorisant pas un développement accéléré de la convection naturelle. De plus, la longueur des ailettes compartimentant presque l'échangeur, freine la convection naturelle par un confinement du MCP. Ces analyses peuvent être observées sur la figure 8 qui montre l'évolution de la vitesse moyenne du MCP fondu dans la calandre, et traduit l'intensité de la convection naturelle, responsable des écarts observés à iso-surface. L'évolution fluctuante des vitesses a été aussi observé dans les travaux de Kumar et al. [9] et s'explique par la variation linéaire des propriétés thermophysiques dans la "mushy zone". Pour une fusion allant jusqu'à 90 %, les configurations R8 et R8B sont les plus efficaces en réduisant le temps de fusion d'environ 65 % par rapport à REF. En analy-

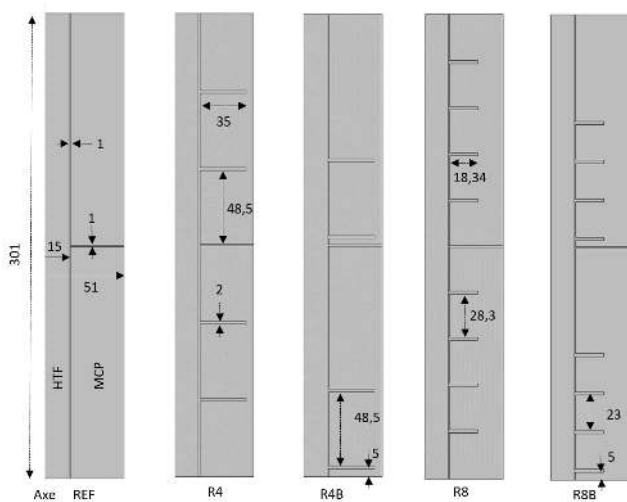


Figure 9 : Géométrie d'étude de la répartition des ailettes

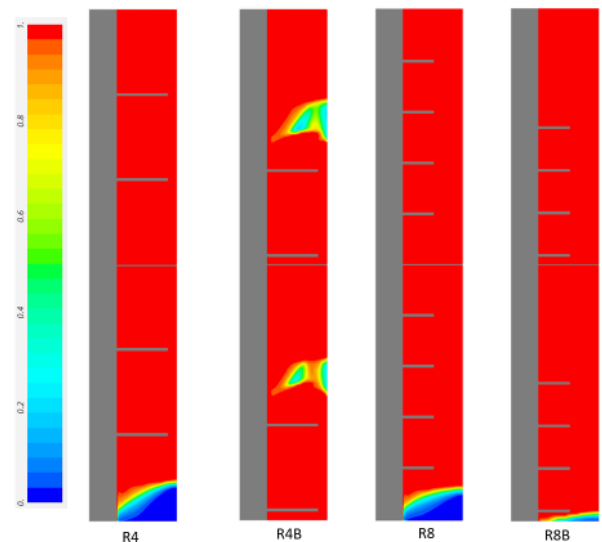


Figure 10 : Cartographie de fraction liquide à 2400 s

sant les cartographies de la fraction liquide présentées sur la figure 10 et la figure 7, on remarque que la durée de passage de 90 % à 100 % est parfois la plus élevée. Cela est dû à une partie du MCP située dans la partie inférieure de l'échangeur, pas assez impactée par la convection naturelle, et n'est pas en contact des ailettes. Cette partie du MCP est soumise principalement à la conduction thermique dans le MCP qui rappelle le a une conductivité thermique faible. Il s'en suit alors que cette partie du MCP fond plus lentement et rallonge considérablement le temps de fusion complète. En concentrant une partie des ailettes dans la région inférieure de l'échangeur, cela permet d'accélérer la fusion complète du MCP, ce qui est remarqué dans les cas des confi-

gurations R4B et R8B qui permettent de réduire le temps de fusion complète respectivement de 69 % et 64 %. Les configurations de R4 et R8 permettent de réduire le temps de fusion complète de respectivement 35 % et 38 %. Une application de ces résultats au développement d'un système de stockage latent permettra une réduction importante des durées des cycles.

4. Conclusion

L'objectif principal de notre étude est de valider une procédure numérique de fusion d'un MCP et d'étudier l'influence de la redistribution des extensions de surface dans un échangeur-stockeur tube calandre vertical sur les cinétiques de fusion d'un MCP en présence de phénomènes de convection naturelle. Les principaux résultats sont :

- La procédure numérique mise en œuvre dans le code de calcul STARCCM+ permet de modéliser assez précisément le processus de changement de phase des MCPs.
- L'augmentation de la surface d'échange par extension de surface permet de réduire de façon considérable le temps de fusion du MCP.
- Pour une surface d'échange constante, l'utilisation d'ailettes courtes en grand nombre est plus efficace, et en concentrant les ailettes dans la partie basse de l'échangeur le temps de fusion complète du MCP peut être réduit d'environ 69 %.

A la suite de cette étude, un banc d'essai sera développé afin de caractériser un échangeur-stockeur intensifié côté calandre en cours de développement dans le cadre d'un projet de thèse. Cette installation expérimentale permettra de quantifier les échanges avec l'environnement qui seront pris en compte dans l'étude numérique et comprendra une caractérisation fine des propriétés thermophysiques des MCPs étudiés.

Références

- [1] A. K. Hassan, J. Abdulateef, M. S. Mahdi, and A. F. Hasan, Experimental evaluation of thermal performance of two different finned latent heat storage systems, *Case Studies in Thermal Engineering*, vol. 21, 10 2020
- [2] M.A. Dekhil, J.V. Simo Tala, O. Bulliard-Sauret, D. Bougeard, Numerical analysis of the effect of the iso-surface fin redistribution on the performance enhancement of a shell and-tube latent heat thermal energy storage unit for low-temperature applications, *Journal of Energy Storage*, Volume 56, Part A, 2022.
- [3] V. R. Voller et C. R. Swaminathan, General source-based method for solidification phase change, *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals* 19 175-89 1991.
- [4] CD-Adapco. Star CCM+ v15.04 user guide. User guide, 2020.
- [5] 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.
- [6] M. Longeon, A. Soupart, J. F. Fourmigué, A. Bruch et P. Marty, Experimental and numerical study of annular PCM storage in the presence of natural convection, *Applied Energy*, 112 175-84 2013.
- [7] B. Yang, A. Raza, F. Bai, T. Zhang, Z. Wang, Microstructural evolution within mushy zone during paraffin's melting and solidification, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 141 (2019), pp. 769-778.
- [8] 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, *Applied Thermal Engineering*, 166 (2020)
- [9] J. Kumar, P. Singh, R. Kumar, Enhancement of the part-load thermal charging performance of a latent heat thermal energy storage unit with variable length fins at effective locations, *Renewable Energy Focus.*, 43 (2022), pp. 130-145.

Remerciements

Cette étude a été réalisée avec le soutien financier de l'ADEME, l'Institut Mines Télécom Nord Europe (IMT Nord Europe) et la région Haut-de-France à qui nous adressons nos sincères remerciements.

Caractérisation thermique de la cire d'abeille et des matériaux à changement de phase biosourcés (Bio-MCP)

Mohamed Salah DJENANE^{1,2,*}, Mourad REBAY¹, Yacine KABAR², Françoise BERZIN³

¹ Université de Reims Champagne-Ardenne, ITheMM / Faculté des Sciences, 51687 Reims

² Ecole Nationale Polytechnique de Constantine, LMSEA/ Ecole Polytechnique de Constantine, BP 75, Nouvelle ville RP, Constantine, Algeria.

³ Université de Reims Champagne-Ardenne, UMR FARE, 2 Esplanade Roland Garros, 51686 Reims

* (auteur correspondant : moahmed-salah.djenane@etudiant.univ-reims.fr)

Résumé - Cette étude vise à fournir une caractérisation thermophysiques de différents matériaux à changement de phase (MCP) biosourcés en utilisant la calorimétrie différentielle à balayage, la viscosimétrie, la pycnométrie et les mesures de conductivité. Les matériaux à changement de phase biosourcés (bio-MCP) constituent des alternatives écologiques et durables aux MCP synthétiques traditionnels qui sont souvent dérivés de sources pétrochimiques non renouvelables. Trois échantillons (MCP1, 2 et 3) ont été élaborés à partir de différentes compositions de la cire d'abeille, et d'huiles de ricin, d'olive, d'amende et de soja. Les résultats ont montré que le MCP1, MCP2 et MCP3 ont des points de fusion relativement faibles par rapport à la cire d'abeille. De plus, la température à laquelle la fusion du MCP1 commence est d'environ 27°C, ce qui le rend potentiellement plus adapté à des applications de gestion thermique telles qu'on en trouve dans le bâtiment et les systèmes de conversion de l'énergie solaire. Aux incertitudes de mesures près, la conductivité thermique en phase solide est peu sensible au changement de la composition. Cependant, les viscosités sont fortement dépendantes de la composition, notamment dans la zone pâteuse (entre l'état solide et l'état liquide) et pour les faibles taux de cisaillement. Il a été montré que le modèle de Carreau-Yasuda concorde bien avec les résultats de la mesure de la viscosité (erreur inférieure à 2%). Un nouveau modèle est proposé pour décrire la chaleur spécifique dans les trois phases de nos échantillons, y compris la phase pâteuse.

Nomenclature

C_p Chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

Δy différence de chaleur, mW

H_r vitesse de chauffe, $K.min^{-1}$

m masse de l'échantillon, mg

L_f chaleur latente de fusion, J/g

T température, °C

Symboles grecs

μ Viscosité dynamique, Pa.s

ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$

κ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$

Abréviations

MCP matériau à changement de phase

DSC *Differential Scanning Calorimetry*

TPS Transient Plane Source

ASTM American Society for Testing and Materials

1. Introduction

Les matériaux à changement de phase (MCP) ont fait l'objet d'une attention croissante ces dernières années en raison de leur potentiel de stockage d'énergie et de régulation thermique. Les MCP biosourcés élaborés à partir de matériaux naturels tels que la cire d'abeille ou les huiles végétales sont particulièrement intéressants car ils sont renouvelables, biodégradables et ont une faible toxicité, ce qui en fait des alternatives intéressantes aux MCP synthétiques.

La caractérisation thermophysique de ces nouveaux matériaux à changement de phase est très importante pour comprendre comment le matériau se comporte lorsqu'il sera soumis à

différentes conditions de température et de flux de chaleur. Les lois et modèles qui en découlent seront implémentés dans les modèles numériques afin de décrire de façon fine les quantités d'énergie mises en jeu lors du stockage/déstockage thermique, ainsi que les phénomènes de convection qui apparaissent dans la zone liquide.

Différentes études se sont intéressées à la mesure de la température et la chaleur latente de fusion, la viscosité, la chaleur spécifique ainsi que la masse volumique des MCP biosourcés. Les études décrites dans [1], [2], [3] et [4] ont utilisé la DSC pour étudier la propriétés de la cire d'abeille, y compris son point de fusion, sa chaleur spécifique, sa chaleur latente de fusion, et son potentiel en tant que MCP. Elles ont permis de démontrer la pertinence de la cire d'abeille en tant que MCP et ont fourni des informations importantes sur son comportement thermique. Elles ont notamment mis en évidence l'étendue de la zone de fusion (entre 30 et 65°C). Fazina et al. [5] et L. Boussaba et al. [6] ont utilisé la viscosimétrie pour étudier le comportement rhéologique des huiles végétales, telles que leur viscosité, leur taux de cisaillement, leur dépendance à la température, ainsi que l'impact de divers additifs sur leur viscosité. R. Andrzejczyk et al. [7] ont étudié la viscosité de l'huile de coco. Cependant, A. Bucio et al. [1] ont étudié la viscosité des cires d'abeille, de Candelilla et de paraffine. S. Wi et al. [2], ont étudié la viscosité de la cire de palme et la cire de soja. Ils ont tous montré la difficulté de la détermination précise de la viscosité dans la zone pâteuse et n'ont effectué cette mesure qu'à une seule valeur du taux de cisaillement. En ce qui concerne la mesure de la densité des MCP biosourcés, de nombreux auteurs, comme [1] et [8], ont utilisé la pycnométrie. Dans ces études, les auteurs ont également utilisé une source plane transitoire ou TPS pour mesurer la conductivité thermique.

Les études antérieures se sont intéressées aux MCP naturels bruts, qui dépendent par conséquent de la géologie et du climat de la région où ils sont cultivés. Aussi elles donnent souvent des résultats incomplets par rapport à la dépendance de la température, au taux de cisaillement ou aux changements d'aspects des différents matériaux testés. Outre la caractérisation thermophysique des matériaux MCP naturels de base, nous proposons ici les résultats de la caractérisation à différentes températures de trois compositions élaborées à partir de la cire d'abeille, et d'huiles de ricin, d'olive, d'amande et de soja à différentes proportions, Nous avons choisi ces matériaux de base en raison de leur abondance en Algérie. Les MCP pourront être utilisés pour le refroidissement de différents systèmes tels que les capteurs photovoltaïques, les murs de bâtiment ou encore les batteries Li-ion..

2. Matériaux, Matériels et Méthodes

2.1. Matériaux

Dans cette étude, cinq matériaux de base ont été utilisés pour créer le matériau à changement de phase biosourcé : l'huile d'olive, l'huile de ricin, l'huile d'amande, l'huile de soja et la cire d'abeille. La cire d'abeille et toutes les huiles utilisées dans cette étude provenaient de la même ferme à Constantine, en Algérie. Cela garantissait que les matériaux avaient des caractéristiques constantes et aidait à minimiser la dispersion des échantillons. L'utilisation de matériaux d'origine locale offre également la possibilité d'augmenter la production du MCP biosourcé à l'avenir.

Trois MCP biosourcés ont été choisis, parmi une dizaine, pour leur stabilité et facilité de mélangeage. Leurs compositions sont détaillées dans le tableau 1. Ces proportions ont été atteintes après de nombreux tests de mélangeage afin de garantir une homogénéité et d'éviter la sédimentation.

Composition	MCP1	MCP2	MCP3
Huile d'olive [%V]	40	35	15
Huile de ricin [%V]	30	20	20
Huile de soja [%V]	0	20	40
Huile d'amande [%V]	10	0	0
Cire d'abeille [%V]	20	25	25

Tableau 1. Composition volumétrique de MCP1, MCP2 et MCP3.

2.2. Méthodes

2.2.1. DSC

Nous avons utilisé le calorimètre différentiel à balayage (Maia F3-200) afin de mesurer la température et l'enthalpie de fusion ainsi que la capacité thermique spécifique. Un échantillon d'environ 12 mg a été scellé dans un creuset en aluminium qui a été placé dans le « four » de la DSC avec un creuset vide comme référence. La température a varié de 5 à 100 °C à une vitesse de 10 K/min comme suggéré par la norme ASTM D4419-90. Nous avons maintenu la température à 100°C pendant 5 minutes, puis le processus de refroidissement a été lancé à la même vitesse pour évaluer les températures de fusion et de cristallisation. Les températures de fusion et chaleurs latentes sont données dans la Figure 1.

2.2.2. Viscosité apparente

La viscosimétrie rotationnelle est la méthode la plus courante pour mesurer la viscosité dynamique d'un matériau à changement de phase. Elle a été employée dans les papiers [1], [5], [7] pour la mesure de la viscosité en phase liquide. De nombreux autres travaux, comme [3], ne faisaient varier que le taux de cisaillement et fixaient la température à une valeur supérieure à la température de fusion.

Dans la présente étude, nous avons utilisé le viscosimètre HAAKE à cylindres tournants. Le taux de cisaillement a été varié de 0,1 à 1000 s⁻¹ et la température de -10 à 100°C.

2.2.3. Conductivité thermique

Nous avons utilisé la méthode de source plane transitoire décrite par Gustavsson et al. [9] (TPS, C-Therm) pour mesurer la conductivité thermique de nos échantillons à la température ambiante en phase solide (20-22°C). Il a été démontré dans [6] et [8] que la conductivité thermique des MCP est peu dépendante de la température sur une plage spécifique autour de la température de fusion. Des mesures en phase liquide seront entreprises afin de vérifier ce résultat.

3. Résultats et discussion

3.1 Température de fusion et chaleur latente de fusion

Les résultats de l'analyse thermique sont présentés dans le tableau 2, ils montrent que les MCP à base de cire d'abeille et d'huiles végétales ont des points de fusion et des besoins en énergie thermique inférieurs à ceux de la cire d'abeille naturelle. Le matériau MCP1 a la

température de début de fusion la plus basse (24°C), ce qui en fait un matériau potentiellement approprié pour les applications dans le bâtiment ou la gestion de capteurs solaire PV...). Le MCP3 admet le point de fusion et la chaleur latente de fusion les plus élevés parmi les MCP étudiés. Sa courbe DCS est la plus étendue (Figure 1). Il apparaît clairement sur cette figure que les matériaux organiques composés ont une plage relativement étendue pour le changement de phase (qui peut atteindre une trentaine de degrés). En l'occurrence ici, les MCP sont composés de différents mélanges d'huiles (avec les points de fusion compris entre 18 et 28°C) mais également de la cire d'abeille, qui présente une zone de fusion, elle même étendue entre 43 et 68°C. Le pic de fusion de la cire d'abeille testée est égal à 61,8 °C, il est très proche de celui donné par Muhammad Amin et al. [3] (62°C) et celle de A. Dinker et al. [4], qui donne 60°C.

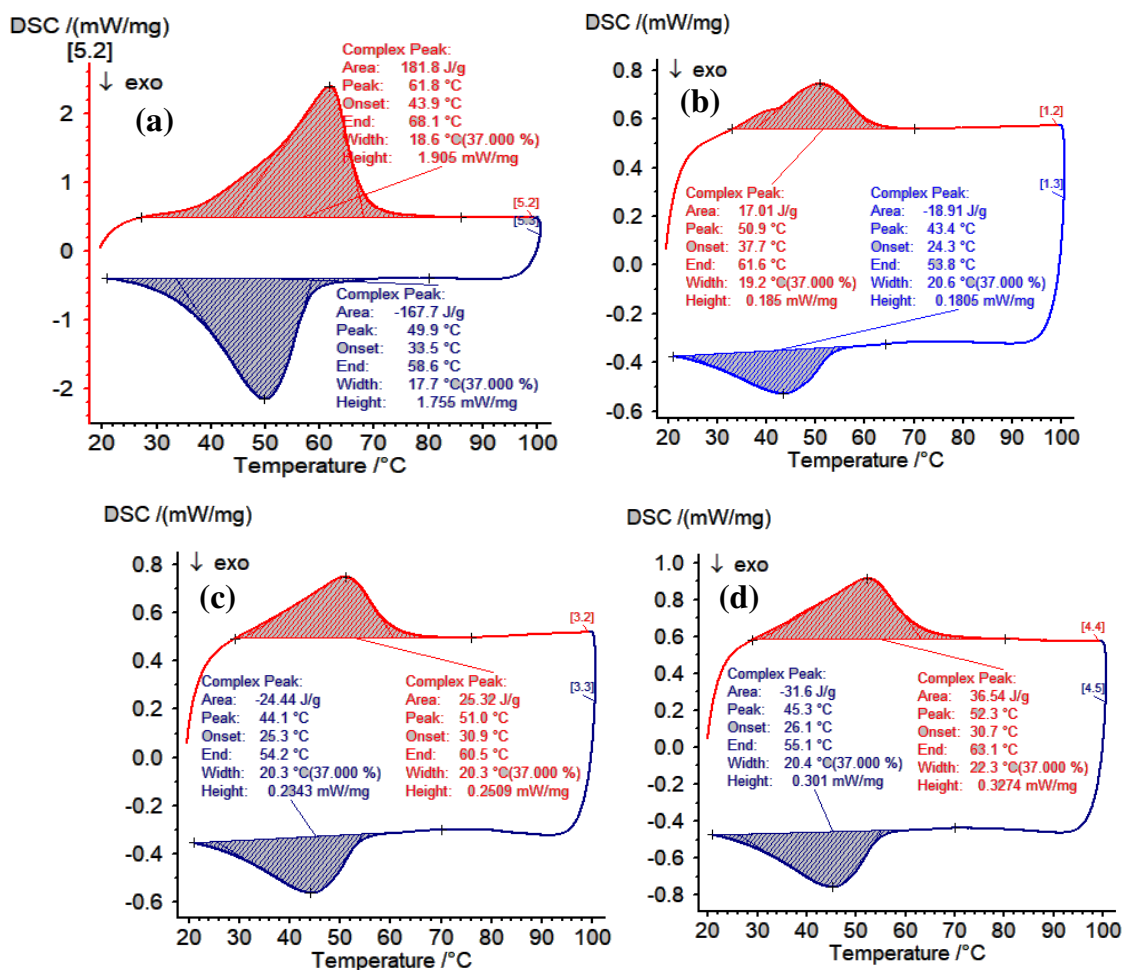


Figure 1. Courbes DSC de : (a) la cire d'abeille, (b) MCP1, (c) MCP2 et (d) MCP3

Matériaux	Chauffage				Refroidissement			
	T_onset [°C]	T_peak [°C]	T_off [°C]	L_f [J/g]	T_onset [°C]	T_peak [°C]	T_off [°C]	L_f [J/g]
MCP1	43,1	50,97	62,3	19,97	27,57	43,23	53,43	-18,88
MCP2	37,25	51,35	61,2	29,06	25,25	44,05	53,9	-25,77
MCP3	38,3	52,7	63,1	33,51	31,2	45,95	55,55	-29,99
Cire d'abeille	46,6	61,8	68	181,6	35,6	49,9	58,2	-165,9

Tableau 2. Températures de début (Onset), de pointe max (Peak), de la fin de fusion (Offset ou End) et les chaleurs latentes de fusion pour le processus de chauffage et de refroidissement

5 à 6 mesures ont été effectuées sur chaque échantillon, elles donnent un écart qui ne dépasse pas 1.1°C sur la température pic de fusion et une incertitude relative sur l'enthalpie de changement de phase inférieure à 2.6%. Ceci montre une stabilité de ces matériaux après différents cycles de chauffage/refroidissement, ainsi qu'une répétabilité acceptable des mesures. Aux incertitudes de mesures près, ces mêmes résultats ont été également obtenus avec une vitesse de chauffe de 5K/min. Des essais avec des vitesses plus faibles sont en cours. Ils devraient permettre d'ajuster les résultats de la mesure en fonction de la vitesse de chauffe.

3.2 Chaleur spécifique apparente

La chaleur spécifique apparente a été évaluée à différentes températures à partir des courbes DSC en utilisant l'expression suivante ([3], [4]; [8]) :

$$c_p = \frac{\Delta y}{H_r \cdot m} \quad (1)$$

où H_r : Vitesse de chauffe, m : masse de l'échantillon, Δy : la différence entre l'ordonnée à l'origine de la courbe de référence H-T et la courbe de mesure de l'échantillon. Le tableau 3 donne les valeurs de C_p apparent des phases solides et liquides des MCP. Il est à noter que pour chaque matériau, la valeur de la chaleur spécifique apparente dans la région solide est supérieure d'environ 15 à 20% à celle de la phase liquide. La cire d'abeille a une chaleur spécifique apparente relativement élevée car c'est une substance naturelle dense, elle contient de nombreuses liaisons chimiques qui doivent être rompues pour que la température augmente.

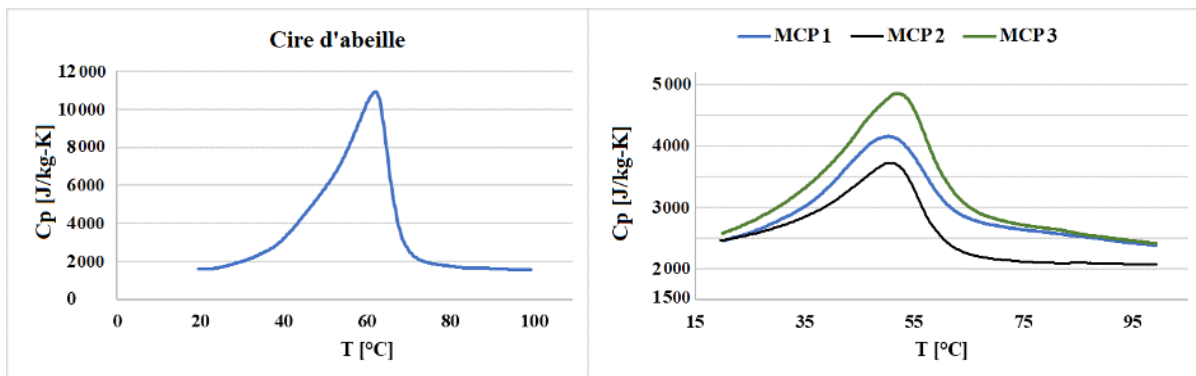


Figure 2. C_p apparent de la cire d'abeille, MCP1, MCP2 et MCP3 Vs. la température

La Figure 2 représente l'évolution de la chaleur massique avec la température. Nous avons cherché la meilleure régression pour approcher les résultats expérimentaux. Le modèle (2-3) est un nouveau modèle, que nous proposons sur toute la plage de température (de 15 à 100°C). Il couvre aussi bien les phases solide, liquide et pâteuse, sans discontinuité sur la zone de fusion. Il est issu de ceux qui sont généralement utilisés dans les logiciels de CFD [11], et qui permettent une évolution continue de la fonction $C_p(T)$ afin d'éviter les discontinuités qui engendrent les divergences du calcul numérique. Le modèle est décrit par les expressions suivantes :

$$C_p(T) = c_{p,l} + \frac{S(T) + \frac{c_{p,s} - S(T)}{1 + e^{T-20}} - c_{p,l}}{1 + e^{T-100}} \quad (2)$$

Où

$$S(T) = S_0 + \sum_{k=0}^d s_k \sin\left(q_k + \frac{T + 273.15}{p_k}\right) \quad (3)$$

$C_{p,l}$ est la chaleur spécifique apparente de la phase liquide, $C_{p,s}$ est celle de la phase solide. S_0 , s_k , p_k et q_k sont des coefficients d'interpolation pour l'ajustement du modèle. Le tableau 3 résume les paramètres du modèle, et le tableau 4 représente les écarts maximums et écarts relatifs avec les résultats de la mesure. Les coefficients d'interpolation sont donnés pour le MCP1 dans le tableau 5. Les écarts relatifs varient de 0,25 % pour le MCP1, à 3% pour la cire. Ils montrent que le modèle permet de décrire avec une bonne approximation l'évolution de $C_p(T)$.

	$C_{p,s}$	$C_{p,l}$	S_0
Cire	1602	1549	1549
MCP1	2454	2380	2500
MCP2	2461	2071	2500
MCP3	2576	2412	2500

Tableau 3. Les paramètres du modèle $C_p(T)$

	Ecart max. [J/kg K]	Ecart relatif [%]
Cire	166	3
MCP1	7	0.25
MCP2	34	1.2
MCP3	18	0.5

Tableau 4. Les écarts maximums et relatifs du modèle $C_p(T)$ avec les résultats

MCP1			
k	s_k	q_k	p_k
0	963	206.9	22.1
1	456.9	90	7.4
2	188.8	43.62	4.2
3	61.8	19.18	2.8
4	16.5	6.95	2.1
5	4.9	4.26	1.7

Tableau 5. Les coefficients de $S(T)$ du modèle du $C_p(T)$

3.3 Viscosité

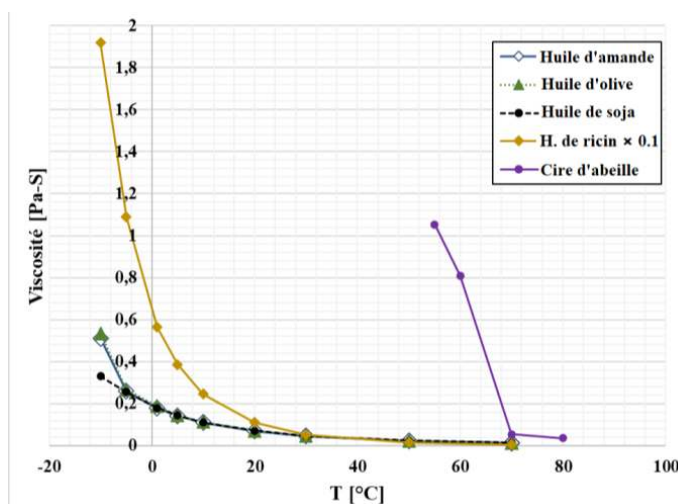


Figure 3. Viscosité dynamique de différentes huiles et cire d'abeille en fonction de la température

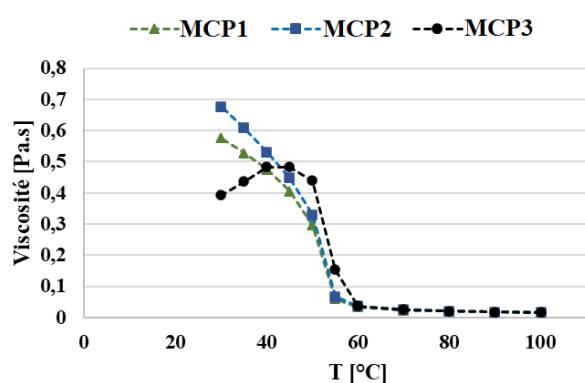


Figure 4. Viscosité dynamique du MCP1, MCP2 et MCP3 en fonction de la température

Les figures 3 et 4 montrent qu'à mesure que la température augmente, la viscosité dynamique du matériau à changement de phase devient de moins en moins dépendante du taux de cisaillement. Cette tendance suggère que lorsque la température du matériau augmente au-dessus de sa température de fusion, le matériau devient moins affecté par les changements de taux de cisaillement. Cela pourrait être dû au fait qu'à mesure que le matériau devient fluide, la structure moléculaire du matériau se décompose, le rendant moins résistant à

la déformation. Le comportement global de ces matériaux est l'amincissement par cisaillement; d'après la figure 4, les 3 échantillons ont des viscosités très proches et le même comportement pour les températures supérieures à 60°C. La température inférieure à 60°C des trois matériaux à changement de phase correspond à la zone pâteuse, où la viscosité est fortement dépendante du taux de cisaillement. L'étude de répétabilité/reproductibilité dans cette zone a montré un écart type qui peut atteindre 30% pour les taux les plus faibles. La viscosité des MCP dans la zone dite pâteuse s'est avérée affectée par le degré d'adhérence aux parois du cylindre, qui peut être influencé par des facteurs tels que la rugosité de surface des cylindres. Le modèle de Carreau-Yasuda donne la meilleure régression pour les mesures. Il reflète la dépendance aux deux paramètres, la température et le taux de cisaillement.

$$\mu(T, \dot{\gamma}) = aT^b \cdot \left(m_1 + (m_0 - m_1) \left[1 + \lambda (\dot{\gamma} + E)^A \right]^B \right) \quad (4)$$

Les paramètres a, b, A, B, m0, m1 et λ ont été déterminés pour chaque matériau. A titre d'exemple, les coefficients pour le MCP1 sont donnés dans le tableau suivant :

	a	b	A	B	m ₀	m ₁	λ
MCP1	6.614	-1.5	-0.35	25	1.1	0.1	0.09

Tableau 6. Les coefficients du modèle de la viscosité dynamique du MCP1

3.4 Masse volumique

La masse volumique a été mesurée selon la norme ASTM D854, décrite par D. Kumar et al. [10]. Comme le montre la figure 5, MCP1 semble être plus dense que les deux autres, et le MCP2 et MCP3 ont approximativement la même densité. Dans la zone pâteuse, la densité de tous les MCP diminue linéairement avec l'augmentation de la température.

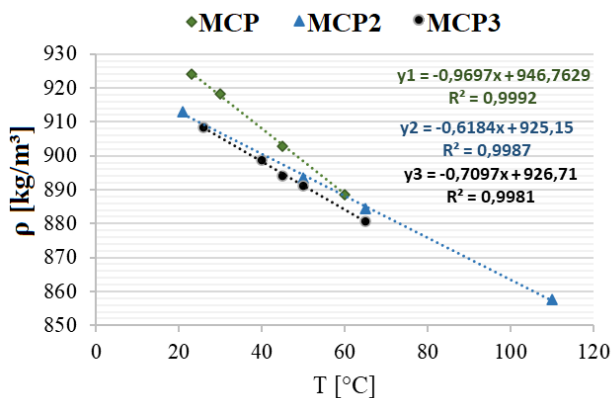


Figure 5. Masse volumique en fonction de la température et ses régressions linéaires

MCP1		MCP2		MCP3	
T°C	ρ [kg/m³]	T°C	ρ [kg/m³]	T°C	ρ [kg/m³]
60	888	110	857	65	880
45	902	65	884	50	891
30	918	50	893	45	894
23	924	21	913	40	899
				26	908

Tableau 7. Masse volumique de MCP1, MCP2 et MCP3 à différentes températures.

3.5 Conductivité thermique

D'après le tableau 8, les conductivités thermiques des trois MCP sont sensiblement identiques en phase solide à la température ambiante. Des mesures dans les phases liquide et pâteuse, à différentes températures seront réalisées et devraient permettre d'affiner le modèle.

MCP	MCP1	MCP2	MCP3
κ (W/mK)	0,171	0,163	0,173

Tableau 8. Conductivité thermique de MCP1, MCP2 et MCP3 à 20°C

4 Conclusion

Les résultats de la caractérisation thermophysique des MCP ont montré que MCP1, 2 et 3 ont des points de fusion inférieurs à celui de la cire d'abeille (d'environ 60 °C) ainsi que des enthalpies de fusion bien plus basses que celle de cire d'abeille. La température « Onset » relativement basse, d'environ 25°C, rend ces MCP potentiellement plus adapté à certaines applications de gestion thermique. Les viscosités en phase liquide sont très proches avec un comportement de rhéofluidification. Cependant, ils montrent un épaississement important en phase pâteuse et sont dépendants de l'adhérence au mobile tournant à faible taux de cisaillement.

5 Références

- [1] A. Bucio, R. Moreno-Tovar, L. Bucio, J. Espinosa-Dávila, and F. Anguebes-Franceschi, 'Characterization of Beeswax, Candelilla Wax and Paraffin Wax for Coating Cheeses', *Coatings*, vol. 11, no. 3, p. 261, Feb. 2021, doi: 10.3390/coatings11030261.
- [2] S. Wi, S.-G. Jeong, S. J. Chang, J. Lee, and S. Kim, 'Performance evaluation of macro-packed fatty acid ester composites using energy-efficient thermal storage systems', *J. Ind. Eng. Chem.*, vol. 55, pp. 215–223, Nov. 2017, doi: 10.1016/j.jiec.2017.06.052.
- [3] M. Amin, N. Putra, E. A. Kosasih, E. Prawiro, R. A. Luanto, and T. M. I. Mahlia, 'Thermal properties of beeswax/graphene phase change material as energy storage for building applications', *Appl. Therm. Eng.*, vol. 112, pp. 273–280, Feb. 2017, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2016.10.085.
- [4] A. Dinker, M. Agarwal, and G. D. Agarwal, 'Experimental assessment on thermal storage performance of beeswax in a helical tube embedded storage unit', *Appl. Therm. Eng.*, vol. 111, pp. 358–368, Jan. 2017, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2016.09.128.
- [5] O. O. Fasina, H. Hallman, M. Craig-Schmidt, and C. Clements, 'Predicting temperature-dependence viscosity of vegetable oils from fatty acid composition', *J. Am. Oil Chem. Soc.*, vol. 83, no. 10, pp. 899–903, Oct. 2006, doi: 10.1007/s11746-006-5044-8.
- [6] L. Boussaba, G. Lefebvre, S. Makhlof, A. Grados, and L. Royon, 'Investigation and properties of a novel composite bio-PCM to reduce summer energy consumptions in buildings of hot and dry climates', *Sol. Energy*, vol. 214, pp. 119–130, Jan. 2021, doi: 10.1016/j.solener.2020.11.060.
- [7] R. Andrzejczyk, T. Kowalczyk, P. Kozak, and T. Muszyński, 'Experimental and theoretical study of a vertical tube in shell storage unit with biodegradable PCM for low temperature thermal energy storage applications', *Appl. Therm. Eng.*, vol. 183, p. 116216, Jan. 2021, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2020.116216.
- [8] C. Mankel, A. Caggiano, and E. Koenders, 'Thermal energy storage characterization of cementitious composites made with recycled brick aggregates containing PCM', *Energy Build.*, vol. 202, p. 109395, Nov. 2019, doi: 10.1016/j.enbuild.2019.109395.
- [9] M. Gustavsson, K. Ernest, and E. G. Silas, 'Thermal conductivity, thermal diffusivity, and specific heat of thin samples from transient measurements with hot disk sensors', *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 65 (12) 1994. doi/10.1063/1.1145178?ver=pdfcov
- [10] D. Kumar, M. Alam, and J. Sanjayan, 'An energy-efficient form-stable phase change materials synthesis method to enhance thermal storage and prevent acidification of cementitious composite', *Constr. Build. Mater.*, vol. 348, p. 128697, Sep. 2022, doi: 10.1016/j.conbuildmat.2022.128697.
- [11] A. Kheirabadi and D. Groulx, The effect of the mushy-zone constant on simulated phase change heat transfer, Proceedings of CHT-15, An Int. Symp. on Computational Heat Transfer, 2015, DOI: 10.1615/ICHMT.2015.IntSympAdvComputHeatTransf.460

Numerical and experimental investigation of a phase-change material embedded in a confined space and subjected to a magnetic field

Alissar YEHYA^{1,2}, Philip ADEBAYO³, Hassane NAJI^{4,1}

¹ Department of Civil and Environmental Engineering, Maroun Semaan Faculty of Engineering and Architecture, American University of Beirut, Lebanon

² Harvard John A. Paulson School of Engineering and Applied Sciences, Cambridge, USA

³ Department of Mechanical Engineering, Maroun Semaan Faculty of Engineering and Architecture, American University of Beirut, Lebanon

⁴ Univ. Artois, IMT Nord Europe, Junia, Univ. Lille, ULR 4515, Laboratoire de Génie Civil et géo-Environnement (LGCgE), F-62400 Béthune, France

Abstract – In phase change materials (PCMs) applications, phase-change happens at nearly constant temperature. So, controlling the phase-change duration can be helpful to avoid thermal fluctuations. In this study, we use numerical and experimental investigation to assess the impact of using magnetic field on the phase-change process of a PCM. Our results show that the magnetic field can slow the phase-change process when Lorentz force is applied opposite to the buoyant force. This has implications on the management of latent heat storage and release to match energy demand.

Nomenclature (11 pt, 2 columns)

u	velocity, m/s	<i>Greek symbols</i>	
p	pressure, Pa	α	liquid fraction
g	acceleration due to gravity, m/s ²	ρ	density, kg/m ³
L	Latent heat of fusion, J/kg	σ	electrical conductivity
D	Darcy source term	β	coefficient of thermal expansion, 1/K
F_l	Lorentz force	μ	kinematic viscosity, m ² /s
c_p	specific heat, J. kg ⁻¹ . K ⁻¹	<i>Index</i>	
T	temperature, K	s	solid
k	thermal conductivity, W.m ⁻¹ . K ⁻¹	l	liquid
t	time, s		

1. Introduction

In the last decade, and due to the exponential increase in the global population, there has been a surge in energy demand, energy consumption, and CO₂ emissions. The building sector accounts for one-third of global energy use and 40% of overall CO₂ emissions [1]. The increased need for building energy consumption is mostly due to space cooling, heating, and ventilation to meet thermal comfort needs [2]. This has raised environmental concerns and has

¹Corresponding author.

✉ Univ. Artois, IMT Nord Europe, Junia, Univ. Lille, ULR 4515, Laboratoire de Génie Civil et géo-Environnement (LGCgE), F-62400 Béthune, France.

E-mail address : hassane.naji@univ-artois.fr

ORCID  <https://orcid.org/0000-0002-5994-7958>

triggered research for new and renewable energy [3]. Phase change materials are substances that have the capability to store and release a large amount of heat within a small or no temperature change [4]. Hence, energy storage with phase change materials (PCMs) can help close the energy supply and demand gap, enhance the efficiency of energy systems, and play a significant part in energy conservation [5].

Despite the advantages of the use of PCMs, one of its challenges is gradual heat storage and impulsive heat release [6]. Moreover, the cost of phase change materials is generally expensive and has been projected to be cost effective in hot climate [7]. This necessitates the need for a careful and precise energy analysis to optimally utilize PCMs [8]. In this study, we are proposing to assess the use of magnetic field to control the melting and solidification process to reduce energy consumption in buildings by optimizing the use of PCMs.

A few works have been devoted to the study of the impact of magnetic field especially on liquid metals and ferrofluid. Gui et al. [9] experimentally investigated the role of external magnetic field on heat transfer enhancement of ferrofluid under an external magnetic field. They reported an increase in the convective heat transfer rate as the solid fraction of magnetic particles increases. Doostani et al. [10] numerically studied the magnetic field effect on natural convection phase-change heat transfer of gallium in a rectangular enclosure. They reported a decrease in the rate of melting as the magnetic field strength increases. Nakhla et al. [11] introduced a novel experimental methodology to study the effect of heat transfer enhancement under the influence of electrohydrodynamic and gravitational forces on the melting of octadecane. To the best of our knowledge, no detailed experimental studies on the effect of magnetic field on phase change materials has been reported in the literature. Therefore, this paper seeks to study experimentally and numerically the effect of magnetic field on the melting and solidification of PCMs.

2. Methodology

2.1. Experimental setup

The experimental setup is depicted in Figure 1 and is based on the work of Yehya et al [5]. Heat flux sensors, insulating materials, heat exchange plates, permanent magnets, thermoregulated bath, data acquisition systems (data logger), and control systems for the thermoregulated bath are used. The investigated phase change material (Octadecane) is placed inside an aluminum enclosure of dimensions 40mm x 40mm x 15mm and is placed between two heat exchange aluminum plates (40mm x 80mm x 10mm) controlled by the thermoregulated bath (Julabo Corio CD Model, 2.0 kW). We use neodymium magnet of dimension 40mm x 15mm x 5mm with a magnetic field strength of 240 mT. The magnet is placed at the bottom to exert a magnetic field in the vertical direction. Differential temperature heat flux sensors from FluxTeq are used to determine the heat flux and temperature in real time.

2.2. Numerical model

A 2D numerical model based on the continuity, momentum, and energy equations during the phase change process using the enthalpy-porosity method was implemented in OpenFOAM, an open-source Computational Fluid Dynamics toolbox based on a finite volume method. The geometry is depicted in Figure 2. Viscous dissipation as well as radiation are neglected since the material is considered to be placed in a high conductivity opaque enclosure. The flow is assumed to be laminar and incompressible and Boussinesq approximation is adopted. The model is benchmarked and validated against literature results

in our recently published work [12]. It is worth noting that the experimental work was not done to verify the numerical model as the model has been benchmarked against other numerical models. The experimental results are used to support the numerical results in the conclusions since an exact comparison could not be because the electrical characteristics of the magnet to exactly estimate the Hartman number are not known.

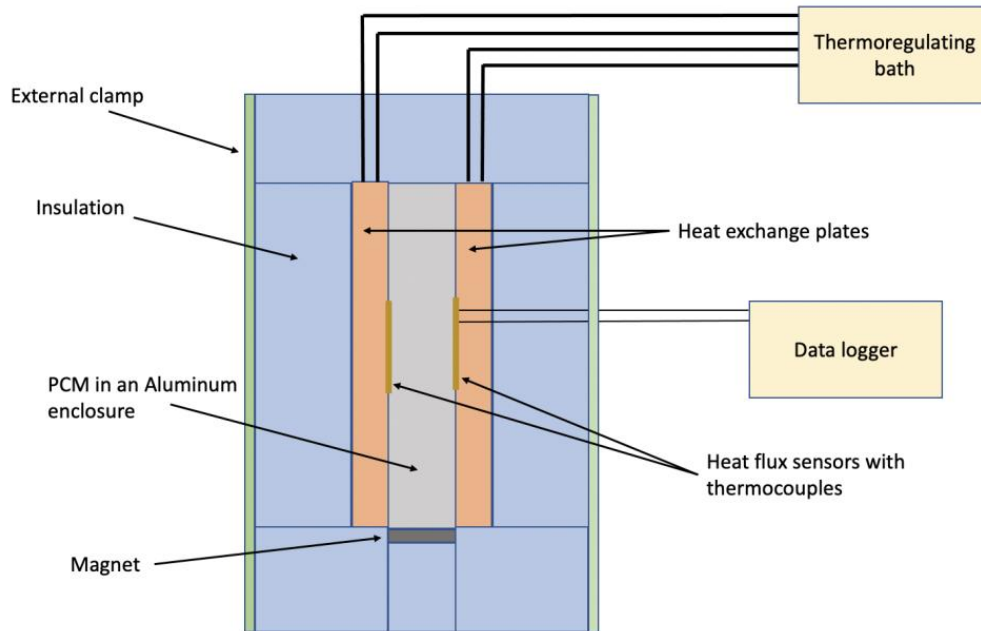


Figure 1: Experimental setup schematic illustration. Placing the magnet at the bottom creates a magnetic field in the vertical direction

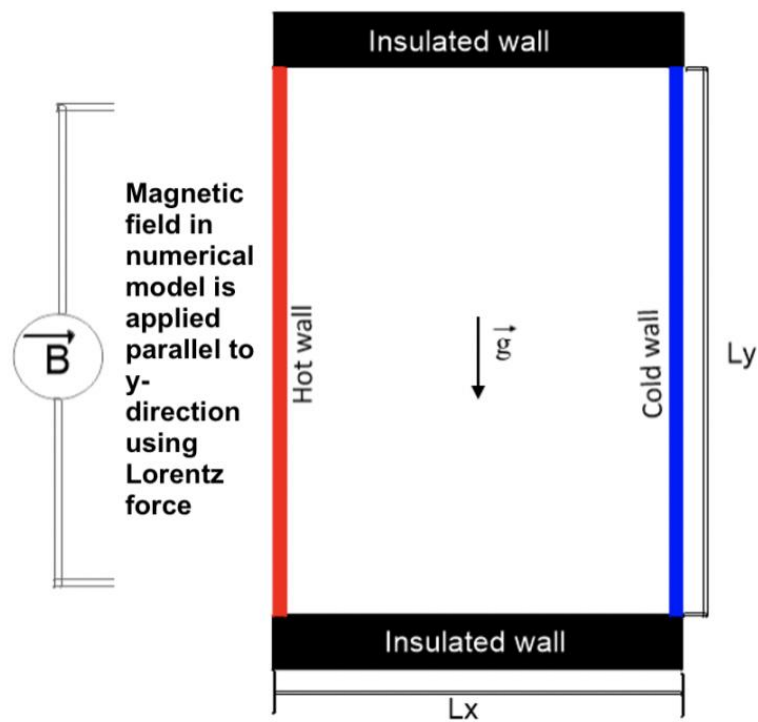


Figure 2: Schematic Diagram of the model showing the geometry and the boundary conditions

The continuity (1) and momentum (2) equations are coupled with the energy equation (6). The enthalpy-porosity approach is captured by equations (3) and (4). The Lorentz force in equation (5) is added to the momentum equation (2) to account for the magnetic field.

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{g} \beta (T - T_{Ref}) + \vec{D} + \vec{F}_l \quad (2)$$

$$\vec{D} = -C \frac{(1-\alpha)^2}{\alpha^3+b} \vec{u} \quad (3)$$

$$\alpha = \frac{\Delta H}{L} = \begin{cases} 0 & T < T_s \\ \frac{T-T_s}{T_l-T_s} & T_l < T < T_s \\ 1 & T > T_l \end{cases} \quad (4)$$

$$F_l = \sigma B^2 u_y \quad (5)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p (\vec{u} \cdot \nabla) T = k \nabla^2 T + S \quad (6)$$

$$S = -L\rho \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \vec{u}) \right) \quad (7)$$

where \mathbf{u} is the fluid velocity, ρ is the fluid density, μ is the kinematic viscosity, p is the pressure, \mathbf{D} is the Darcy source terms, α is the liquid fraction, C is a morphology factor, and b is a value to avoid dividing by zero. F_l is the Lorentz force exerted in the vertical direction, B is the magnetic field strength, σ is the electric conductivity of the material, and u_y is the vertical velocity component. For the energy equation (6), T is the temperature, c_p is the specific heat, k is the thermal conductivity and S is the latent heat source term. In solving the energy equation, we use Neuman boundary conditions for the left and right side and Dirichlet boundary conditions for the top and bottom sides with heat flux considered to be zero for the presence of insulation. For the momentum equations, we use no flow boundary conditions for all sides.

The parameters used in the simulation are gathered in [Table 1](#).

Parameters	Octadecane properties
Density (kg.m ⁻³)	867 (solid), 775.6 (liquid)
Latent heat (J.g ⁻¹)	243.680
Melting temperature (°C)	28.15
Thermal conductivity (W.m ⁻¹ . K ⁻¹)	0.32 (solid), 0.15 (liquid)
Specific heat (J. kg ⁻¹ . K ⁻¹)	1900 (solid), 2240 (liquid)
Kinematic viscosity (m ² .s ⁻¹)	4.81 x 10 ⁻⁶
Thermal expansion coefficient (K ⁻¹)	8.36 x 10 ⁻⁴

Table 1: *Thermophysical Properties of Octadecane [11]*

3. Results and Discussion

3.1. Experimental results

To experimentally assess the impact of magnetic field on the melting rate, the plate temperature was maintained at 15°C for some time to reach thermal equilibrium. Then the temperature was raised to 40°C. The heat flux is measured using the heat flux sensors with sensitivity of 8 mV/(W/cm²). The apparent melting rate is then calculated by dividing the energy stored per time (which is the area under the heat flux curve) with the latent heat of fusion. The uncertainty in this case is relative to that of the heat flux reported. Figure 3a shows the evolution of melting fraction with time for the case without and with magnetic field plotted against dimensionless Fourier number (F_o). Without magnetic field effect, complete melting occurs at about 795s ($F_o = 0.91$), while for the case of magnetic field, complete melting occurs at about 1040s ($F_o = 1.2$). This implies that neodymium magnet of dimension 40mmx15mmx5mm with a magnetic field strength of 240mT can delay the complete melting process for about 245s, which is an increase of about 30% in the melting duration. Similarly, we studied the impact of magnetic field on the rate of solidification of Octadecane. In this case, at the beginning of the experiment, the temperature of the sample was at 40°C and then decreased to 15°C. Figure 3b shows the evolution of the solid fraction during the solidification process. We observe about 327s (difference of 0.376 in F_o), delay for the sample to completely solidify, which constitutes a 17% increase in solidification duration. Hence, applying magnetic field in vertical direction and opposing buoyancy delays melting and solidification.

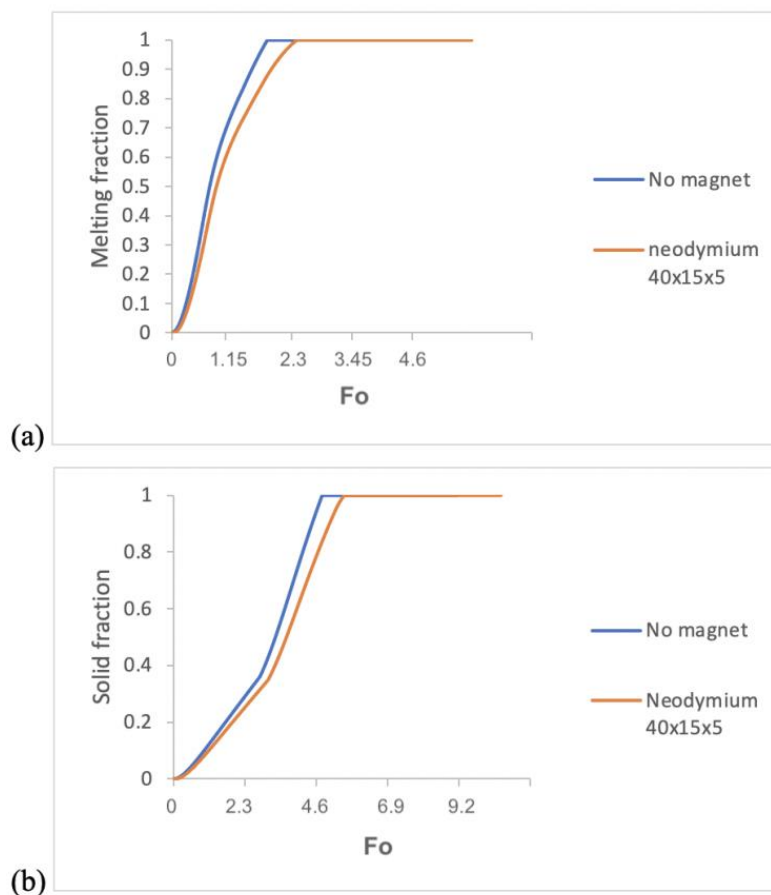


Figure 3: Evolution of (a) liquid fraction during melting and (b) solid fraction during solidification obtained from the experiment

3.2. Numerical results

To verify the claim that we got experimentally regarding the effect of magnetic field on fusion rates, we use numerical modeling. The effect of magnetic field on the melting process is discussed using the non-dimensional Hartman number 0, 20, 60 and 100. The Hartman number is expressed as,

$$Ha = L_y B \sqrt{\frac{\sigma}{\mu}} \quad (8)$$

The magnetic field can impact the convective flow. This has a corresponding effect on the progression of the melting interface and the rate of melting. Figure 4 shows the average liquid fraction plotted against dimensionless Fourier number (Fo). Up to about 1 hour of the simulation time ($Fo = 0.44$), there is no significant effect of the magnetic field on the melting rate. This could be because of the dominant heat transfer mechanism being conduction. As the melting progress and there is increase in convective flow, the effect of magnetic field on the melt fraction can be observed. At the maximum simulation time of 4 hours ($Fo = 1.76$), we notice about 43% decrease in melted fraction at the maximum Hartmann number investigated [12]. We can conclude that higher magnetic field slows the rate of melting if applied in the vertical direction opposing buoyancy. This supports the experimental results although we could not perform an exact comparison as we do not have the electrical characteristics of the magnet to estimate the Hartman number.

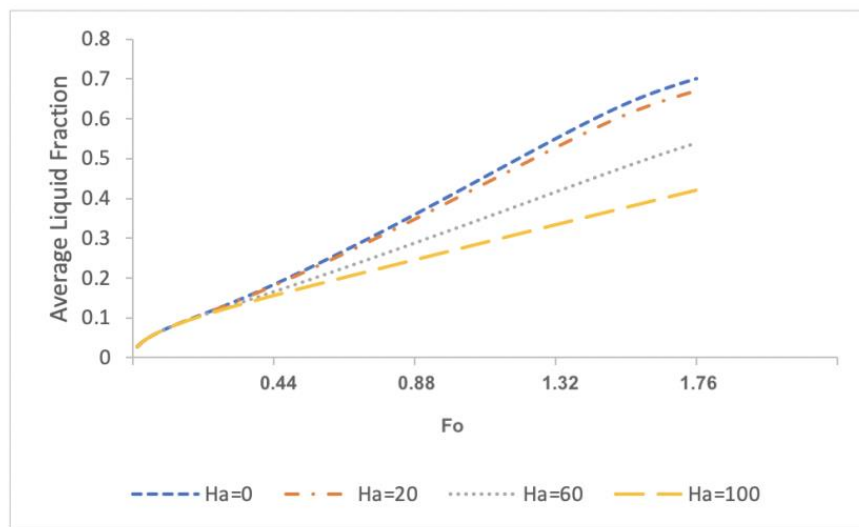


Figure 4: Average liquid fraction obtained from the numerical model versus time plotted for various Hartmann numbers

4. Conclusion

For an efficient performance of phase-change materials (PCM)s in thermal energy storage systems, the time needed for the phase-change process should be well coordinated with the duration of external heating and cooling. Thus, it is important to investigate methods to control the melting of PCMs. In this work, we investigated how magnetic field affects the fusion rates of Octadecane. The results can open the door for designing systems where the PCM fusion is controlled depending on the expected external heating and cooling rates.

The effect of magnetic field on the melting of PCMs depends on the magnitude of the field, the PCM properties, and the enclosure geometry. This is inferred from the decrease in rate of melting as the Hartman number increases, up to 43% for the maximum investigated magnetic field when Lorentz force is directed opposite to the buoyant force. This is further confirmed by the experimental results. As the magnitude of the magnetic field applied on the vertical side of the enclosure increases, the rate of melting decreases and this becomes more evident as the melting front proceeds and as convection's contribution becomes stronger.

References

- [1] International Energy Agency, “*Global Energy Review 2021*,” pp. 1-36, 2021.
- [2] E. Katramiz, H. al Jebaei, S. Alotaibi, W. Chakroun, N. Ghaddar, and K. Ghali, “Sustainable cooling system for Kuwait hot climate combining diurnal radiative cooling and indirect evaporative cooling system,” *Energy*, vol. 213, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2020.119045>
- [3] R. Aridi and A. Yehya, “Review on the sustainability of phase-change materials used in buildings,” *Energy Conversion and Management: X*, vol. 15, 100237. <https://doi.org/10.1016/j.ecmx.2022.100237>
- [4] Q. Meng and J. Hu, “A poly (ethylene glycol)-based smart phase change material,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 92(10), pp. 1260-1268, 2008. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2008.04.026>
- [5] A. Yehya, H. Naji, and L. Zalewski, “Experimental and numerical characterization of an impure phase change material using a thermal lattice Boltzmann method,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 154, no. 2018, pp. 738-750, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.03.026>.
- [6] M. Dannemand, J. M. Schultz, J. B. Johansen, and S. Furbo, “Long term thermal energy storage with stable supercooled sodium acetate trihydrate,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 91, pp. 671-678, 2015. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.08.055>
- [7] A. Hasan, S. J. McCormack, M. J. Huang, and B. Norton, “Energy and cost saving of a photovoltaic-phase change materials (PV-PCM) System through temperature regulation and performance enhancement of photovoltaics,” *Energies*, vol. 7(3), pp. 1318-1331, 2014. <https://doi.org/10.3390/en7031318>
- [8] S. Wijesuriya, P. C. Tabares-Velasco, K. Biswas, and D. Heim, “Empirical validation and comparison of PCM modeling algorithms commonly used in building energy and hygrothermal software,” *Building and Environment*, vol. 173, no. February, p. 106750, 2020, <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2020.106750>
- [9] N. Gan Jia Gui, C. Stanley, N. T. Nguyen, and G. Rosengarten, “Ferrofluids for heat transfer enhancement under an external magnetic field,” *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 123, pp. 110–121, 2018, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.02.100>
- [10] A. Doostani, M. Ghalambaz, and A. J. Chamkha, “MHD natural convection phase-change heat transfer in a cavity: analysis of the magnetic field effect,” *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, vol. 39, no. 7, pp. 2831–2846, 2017, <https://doi.org/10.1007/s40430-017-0722-z>
- [11] D. Nakhla, E. Thompson, B. Lacroix, and J. S. Cotton, “Measurement of heat transfer enhancement in melting of n-Octadecane under gravitational and electrohydrodynamics (EHD) forces,” *Journal of Electrostatics*, vol. 92, no. January, pp. 31–37, 2018, <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2018.01.004>
- [12] P. Adebayo and A. Yehya. The effect of combining magnetic field and high-conductivity nanoparticles on the fusion rate of a phase change material. *Energy Conversion and Management* : X 16 (2022) 100314. <https://doi.org/10.1016/j.ecmx.2022.100314>

Troisième partie

Annexes

Liste des auteurs

A

Abadie, Marc	53, 289
Adebayo, Philip	703
Adelard, Laetitia	639
Allanic, Nadine	467
Alpar, Sultan	525
Al Takash, Ahmad	365
Altamirano, Amín	541
Anquetin, Yann	415
Avenas, Yvan	407
Ayel, Vincent	193

B

Babouche, Romain	647
Bahrani, S. Amir	109
Bailleul, Jean-Luc	365
Balthazar, Matthias	629
Barbosa, Séverine	433
Barthélémy, Adrien	399
Barthes, Magali	215
Bataille, Françoise	321
Batiot, Benjamin	603
Battaglia, Jean-Luc	493
Baucour, Philippe	223
Baudin, Nicolas	629
Bbecker, Simon	457
Beaulac, Arnaud	69
Begot, Sylvie	671
Belarbi, Rafik	525
Benabdesselam, Azzedine	559
Ben Zenou, Julie	207
Berger, Julien	525
Bertin, Yves	193
Berzin, Françoise	695
Beysens, Daniel	619
Bissuel, Valentin	297
Blet, Nicolas	267, 679
Boher, Christine	257
Bompas, Jeremy	549
Borel, Pascal	53, 289
Bougeard, Daniel	231, 583, 687
Bourges, Coline	425

Bouvenot, Jean-Baptiste	45
Bozonnet, Emmanuel	135
Brazane, Samy	355
Breteau, Antoine	135

C

Caballina, Ophélie	169
Caillet, Hélène	639
Caliot, Cyril	305
Caous, Jean-Marie	135
Carin, Muriel	347
Castanet, Guillaume	169, 457
Celzard, Alain	655
Cesari, Odile	61
Chafiki, Khaoula	583
Chamagne, Didier	223
Chassain, Clément	493
Chaynes, Hadrien	457
Chevalier, Stéphane	425
Chouder, Ryma	559
Coativy, Gildas	485
Cohen, Camila	575
Collignon, Romain	161, 169, 541
Coronas, Alberto	541
Corre, Yann	415
Cote, Jean-Marc	215
Courtois, Mickaël	347

D

Daurenjou, Vincent	153
Deblock, Vincent	21
De Labachellerie, Michel	215
Delaleux, Fabien	355, 501
Delanaye, Michel	509
Dellinger, Nicolas	391
Delmare, Jean-Christophe	223
De Paepe, Ward	549
Deterre, Rémi	467
Dilhaire, Stefan	425
Diny, Mouad	193
Djenane, Mohamed Salah	695
Duchateau, Jean-Luc	647

Dumitru, Daniel	647
Dumoulin, Jean	85
Durastanti, Jean-Felix	355
Durastanti, Jean-Félix	501

E

Edelin, Denis	629
El Arabi, Ali	267
El Hanafi, Abderrahmane	679
El Rassy, Elissa	365
Enguehard, Franck	329
Ennass, Kamal	449
Ezzahri, Younès	177

F

Falcoz, Quentin	575
Faraj, Jalal	365
Fardel, Yves	441
Fasquelle, Thomas	5, 433
Feldheim, Véronique	231
Fen-Chong, Teddy	611
Ferdjallah, Lydia	85
Ferrasse, Jean-Henry	5
Ferreira, Luiz F. S.	375
Fierri, Joanna	77
Fierro, Vanessa	655
Filaine, Frédéric	619
Fillet, Romain	655
Fito, Jaume	13
Fois, Magali	85
Forest, Vincent	305
Fouillien, Eric	223
Fradin, Jean-Pierre	441

G

Gambade, Julien	593
Gardarein, Jean-Laurent	415
Gaspar, Jonathan	415, 433, 663
Gaume, Benjamin	281
Gautier, Remi	313
Geslain, Edouard	347
Gibout, Stéphane	517
Giraud, Florine	161
Girault, Manuel	467
Glantz, Tony	337
Glouannec, Patrick	593
Gonçalves Dos Santos, Rogerio	247
Gorit, Quentin	663
Gradeck, Michel	247, 337
Guerfi, Djamel Eddine	185
Guernouti, Sihem	101
Guérault, Sébastien	629
Guillet, Gabriel	433

H

Haillot, Didier	69, 517
Hamidouche, Souria	313
Haratoka, Cagatay	177
Harel, Fabien	671
Henon, Aurélien	127
Heylen, Martin	509
Hillewaert, Koen	509
Houvin, Maxime	53, 289
Hugon, Clément	407

I

Ibos, Laurent	85, 355
Irandoostshahrestani, Misagh	29
Ilung, Alexis	109

J

Jacquot, Amaury	257
Jay, Jacques	485
Jiolat, Guillaume	663
Joly, Frédéric	297
Joulain, Karl	177

K

Kabar, Yassine	695
Kabore, Appolinaire	687
Kadoch, Benjamin	5, 433
Kheiri, Abdelhamid	679
Kindinis, Andrea	533
Koenen, Alain	119
Komiya, Atsuki	485
Kovchar, Jean	215
Kusiak, Andrzej	493

L

Labergue, Alexandre	337
Lacanette, Delphine	275, 383
Lacroix, Benoît	663
Lagardere Deleglise, Mylène	109
Lanusse, Patrick	127
Lanzetta, François	215
Lapertot, Arnaud	5, 533
Lavieille, Pascal	239
Lefevre, Nicolas	365
Le Maoult, Yannick	257
Le Masson, Philippe	347
Le Maux, Dylan	347
Le Métayer, Olivier	5
Lemoine, Fabrice	169
Lemort, Vincent	509
Le Pierrès, Nolwenn	77
Lepiller, Valérie	671
Lethuillier, Jeremie	239
Lharti, Habiba	275, 383

Liemans, Benoit	231
Lin, Jian	37
Lin, Qiao	467
Lombardi, Giulia	485
Louzguiti, Alexandre	647, 663
Luna Valencia, Juan Esteban	337
Lungu, Mihail	647

M

M'Saouri El Bat, Adnane	101
Magueresse, Anthony	593
Mahaman, Youssoufou	639
Maheux, Timothée	517
Maillet, Denis	475
Maire, Jérémie	425
Malard, Philippe	415
Malti, Rachid	127
Mancaux, Jean-Marie	93
Marc, Olivier	639
Marcoux, Manuel	257
Marie, Alexandre	441
Marquis, Damien	603
Martin, Jean-François	639
Mathelin, Lionel	321
Meulemans, Johann	449
Michaux, Pierre	281
Miscevic, Marc	239
Monfet, Danielle	69, 517
Mongruel, Anne	619
Moreau, Florian	145, 153
Moulouel, Rafik	53, 289
Moussallem, Rita	365
Mousseau, Pierre	467
Mustapha, Fatme	297
Musy, Marjorie	101

N

Naji, Hassane	703
Nasreddine, Hussein	611
Ndamé Ngangué, Max	559
Nguyen Thanh Dao, Clément	663
Nicolas, Vincent	655
Nicollet, Sylvie	663
Noël, Hervé	593
Nohra, Rita	603

O

Oliveira, Arthur	337
Olivès, Régis	93, 575
Omikrine-Metalssi, Othman	611
Orlande, Helcio R. B.	375
Oumarou, Amadou	77

P

Perier-Muzet, Maxime	93
Petitgirard, Julien	223
Pierre, Thomas	347, 375
Pocheau, Christine	415
Pradère, Christophe	425
Promis, Geoffrey	61

Q

Quemener, Olivier	297
Quéméner, Olivier	281

R

Ramousse, Julien	13
Ranaivo, Mika	347
Rebay, Mourad	695
Remy, Benjamin	267, 449, 679
Rémy, Benjamin	399, 475
Reneaume, Jean-Michel	127
Retailleau, Florent	305
Reulet, Philippe	391
Riou, Olivier	355
Riss, Joëlle	383
Rochais, Denis	329
Roche, Helene	415
Rodler, Auline	101
Rogaume, Thomas	603
Rousse, Daniel	29, 61
Rousse, Daniel R.	21
Rousset, Patrick	639
Royon, Laurent	619
Russeil, Serge	231, 313

S

Salagnac, Patrick	53, 135, 289
Salem, Thouraya	611
Salmon, Fabien	275, 383
Sanogo, Ourmar	567
Saury, Didier	145, 153
Schick, Vincent	399, 449
Sebald, Gaël	485
Seguin, Marie-Océane	201
Semeraro, Onofrio	321
Serra, Sylvain	127
Seyer, Loïc	329
Siedel, Samuel	407
Simo Tala, Jules Voguelin	109, 583, 687
Sion, Marianne	485
Sirieix, Colette	275, 383
Siroux, Monica	37
Sobotka, Vincent	629
Sochard, Sabine	127
Souyri, Bernard	77
Soveja, Adriana	257

Stiti, Mehdi	457
Stouffs, Pascal.....	559
Striegel, Lucas.....	45
Stutz, Benoit.....	541, 567
Stutz, Benoît.....	161

T

Tera, Salifou	567
Theodoro De Souza Netto, Arlindo.....	247
Thomasse, David.....	441
Thorey, Maxence	619
Tijani, Olamilekan Ezekiel.....	127
Tiseanu, Ion	647
Topin, Frédéric.....	239, 647, 663
Torre, Alexandre	663
Toutant, Adrien	321
Turck, Bernard.....	647

V

Van'T Veer, Thibault	193
Varo, Leonardo Antonio Bermeo	375

Vicquelin, Ronan	207
Videcoq, Etienne	193
Vieira Da Silva Oliveira, Arthur.....	247
Vignal, Nicolas.....	415
Viot, Hugo.....	127

W

Wang, Minghao.....	457
Weppe, Alexandre	145
Wurtz, Frédéric	13

Y

Yehya, Alissar	703
Younes, Eliane.....	313
Younsi, Zohir	687

Z

Zacharie, Célien	399
Zanatta, Luca	501
Zani, Louis	647
Zatout, Yanis	321
Zeitoun, Wael.....	37