

Simulation de l'écoulement dispersé vapeur/gouttes dans des conditions d'APRP.

Simulation of steam/droplets dispersed flow under LOCA conditions.

Juan Esteban LUNA VALENCIA^{1,2*}, Arthur V.S OLIVEIRA^{1,2}, Alexandre LABERGUE¹, Tony GLANTZ², Georges REPETTO³, Michel GRADECK¹

¹ Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, 54000 Nancy

²Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, BP 3 - 13115 Saint Paul-lez-Durance.

*(auteur correspondant : lunavale1@univ-lorraine.fr)

Résumé – Lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP) dans un réacteur nucléaire, le renoyage produit un écoulement dispersé de vapeur et de gouttes se produit en aval du front de remouillage et cet écoulement se propage dans les assemblages combustibles. Ces assemblages peuvent se déformer en générant des sous-canaux bouchés. Dans cet article, l'objectif est d'analyser par simulation numérique (code NECTAR) l'influence de la déviation de la vapeur sur le transfert de chaleur dans deux sous-canaux bouchés ($\tau_b=61\%$ et 90%) dans des conditions représentatives d'un APRP. La dissipation thermique interne totale et la contribution des différents mécanismes de transfert de chaleur sont analysées.

Mots-clés : APRP ; NECTAR ; Thermo-hydraulique ; Modèle mécaniste ; Simulation numérique.

Abstract – In a loss of coolant accident (LOCA), a dispersed flow of vapor and droplets occurs downstream of the rewet front which propagates through the fuel assemblies. These assemblies can be deformed with some blocked subchannels. In this article, the objective is to numerically analyze (using the NECTAR code) the influence of the vapor deviation on the heat transfer in two blocked subchannels ($\tau_b=61\%$ and 90%) under LOCA's representative conditions. The total internal heat dissipation is evaluated, and the contributions of the different mechanisms involved are analyzed.

Keywords: LOCA; NECTAR; Thermo-hydraulics; Mechanistic model; Numerical simulation.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

d	diamètre, m	α	fraction volumique
E	énergie, J	μ	espérance mathématique
f	coefficient de frottement	τ_b	taux de bouchage
g	accélération gravitationnelle, $m.s^{-2}$	<i>Indices et exposants</i>	
h	enthalpie, $J.kg^{-1}$	0	initiale
Nu	nombre de Nusselt	b	bouché
m	masse, kg	e	entrée,
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	ev	évaporation
Pr	nombre de Prandtl	g	gouttes
Re	nombre de Reynolds	h	hydraulique
S	section transversale, m^2	i	impacts des gouttes avec la paroi
T	température, K	int	interne
t	temps, s	p	paroi
u	vitesse, $m.s^{-1}$	sat	saturation
<i>Symboles grecs</i>		v	vapeur
σ	écart type	z	direction axial
ρ	densité, $kg.m^{-3}$		
Φ	flux thermique, W		

1. Introduction

Lors d'un APRP, les systèmes de sûreté (ECCS) injectent de l'eau de refroidissement dans le plenum inférieur du cœur du réacteur afin de le renoyer. Un écoulement vapeur/gouttes est formé en aval du front du trempé au contact de l'eau avec les gaines à haute température. Néanmoins, selon la sévérité des bouchages dans les sous-canaux, due à la déformation des gaines, une déviation de l'écoulement se produit vers les sous-canaux moins bouchés [1], [2]. Par conséquent, l'efficacité du refroidissement des gaines fortement ballonnées peut être compromise, étant donné que la convection entre la vapeur et la paroi est le mécanisme contribuant le plus important au refroidissement des crayons combustibles [3]. D'autre part, Ruyer et al. [2] ont montré que les gouttes ont un comportement inertiel et ne dévient pas avec la vapeur. Cela contribue à maintenir un refroidissement des sous-canaux bouchés. La caractérisation physique de cet écoulement diphasique et des échanges thermiques avec les crayons à haute température est complexe (fragmentation et coalescence des gouttes, turbulence, non-équilibre thermodynamique entre phases, etc) et nécessite encore des études. La figure 1 représente les différents mécanismes de transfert de masse et de chaleur, ainsi que les différents phénomènes physiques qui peuvent avoir lieu en aval du front de trempé.

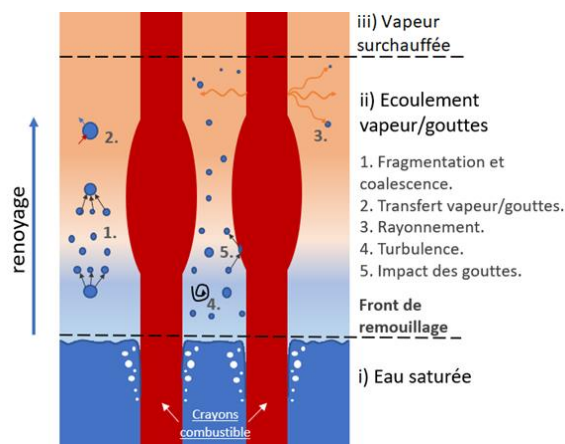


Figure 1 : Phénomènes de transfert de chaleur et de masse dans un APRP.

Différents modèles mécanistiques ont été proposés pour simuler cet écoulement [4], [5]. Cette approche qui couple plusieurs modèles à effets séparés est applicable dans une large gamme de conditions physiques de l'écoulement et aussi aux codes de sûreté nucléaire où, en raison des non-équilibres présents, les contributions des transferts de chaleur et de masse sont estimées localement en utilisant des modèles de fermeture. Dans un travail précédent [3], nous avons implémenté un modèle mécanistique dans un code de calcul, nommé NECTAR¹, afin de calculer les transferts de chaleur et de masse mis en jeu entre l'écoulement polydispersé et les crayons tenant compte de la dynamique des gouttes (à l'échelle d'un sous-canal). Une des caractéristiques de ce code 1D est qu'il prend en compte la distribution et la fragmentation des gouttes. NECTAR a été validé par des mesures expérimentales effectuées sur le banc expérimental COLIBRI² du LEMTA, pour trois géométries différentes représentant le gonflement de la gaine à l'échelle du sous-canal et différentes conditions thermo-hydrauliques [3].

¹ NECTAR: New Experimental Code for Thermal-hydraulic Analysis in a Representative geometry.

² COLIBRI: COoLIng of Blockage Region Inside a PWR Reactor.

Par ailleurs, l'IRSN a réalisé des mesures des taux de redistribution du débit dans un assemblage 7×7 avec 16 crayons ballonnés pour différentes conditions géométriques (taux de bouchage, longueur de bouchage et coplanarité de la déformation) ainsi que pour différents débits [6]. Les résultats ont montré que le taux de bouchage est le facteur prédominant pour la quantité de débit dévié, notamment pour le cas sans transfert de chaleur entre l'écoulement et la paroi. Le taux de bouchage (τ_b) est un paramètre utilisé pour caractériser la réduction de la section transversale (S_0) due à la déformation de la gaine dans un APRP (Eq. 1). Les résultats expérimentaux réalisés avec COLIBRI avaient montré une amélioration des transferts de chaleur dans le cas d'un sous-canal bouché, ceci était dû à l'accélération de la vapeur (i.e non-déviée) dans les sous-canaux bouchés [7]. En effet, comme le débit massique de vapeur qui pénétrait dans la section d'essais avait été maintenu égal pour tous les cas, la vitesse de vapeur augmentait donc avec la réduction de passage. Pour tenir compte de l'effet de redistribution au sein d'un assemblage réel, la boucle COLIBRI a été modifiée. Afin d'estimer le comportement thermo-hydraulique de ces nouvelles expériences, nous présentons ici une simulation, à l'aide du code NECTAR, en considérant cette déviation du débit de vapeur. Les calculs ont été faits pour deux taux de bouchage ($\tau_b = 61\%$ et 90%). La dissipation thermique interne totale et la contribution des différents mécanismes de transfert de chaleur ont été calculées et analysées.

$$\tau_b = 1 - \frac{S_b}{S_0}, \quad \tau_{b(90\%)} = 0.9, \quad \tau_{b(61\%)} = 0.61 \quad (1)$$

2. Description du Code NECTAR

Le code est basé sur le bilan thermique entre la gaine (paroi chaude à refroidir) et l'écoulement interne de vapeur surchauffée et gouttes dispersées. La figure 2 montre les différents transferts : convection forcée paroi/vapeur (Φ_{pv}), rayonnement paroi/vapeur ($\Phi_{r,pv}$), convection vapeur/gouttes (Φ_{vg}), rayonnement vapeur/gouttes ($\Phi_{r,vg}$), rayonnement paroi/gouttes ($\Phi_{r,pg}$), impacts paroi/gouttes ($\Phi_{i,pg}$) et évaporation des gouttes (\dot{m}_{ev}).

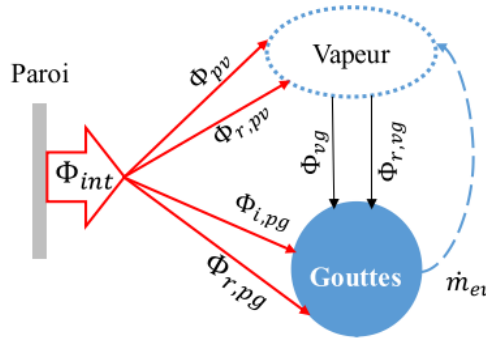


Figure 2 : transferts thermiques considérés dans NECTAR (adapté de [3]).

Le flux de chaleur dissipé à la paroi dû à l'écoulement interne (Φ_{int}) est donc la somme de quatre différentes contributions :

$$\Phi_{int} = \Phi_{pv} + \Phi_{r,pv} + \Phi_{i,pg} + \Phi_{r,pg} \quad (2)$$

Le Tableau 1 résume les équations de conservation utilisées dans NECTAR. Pour le calcul des différents mécanismes de transfert de chaleur nous avons utilisé les corrélations suivantes :

- Convection forcée paroi/vapeur (Φ_{vp}), corrélation de Gnielinski [8] :

$$Nu_v = \frac{(f/8)(Re_v - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (3)$$

- Convection entre la vapeur et les gouttes (Φ_{vg}), corrélation de Ranz et Marshall [9] avec la modification de Yuen et Chen [10] :

$$Nu_g(1 + (h_v - h_g)/h_{fg}) = 2 + 0.6Re_M^{0.5}Pr^{0.33} \quad (4)$$

- Impacts des gouttes avec la paroi ($\Phi_{i,pg}$). Le code utilise les données (pour l'estimation de h_i) et modèle de Gradeck et al. [11] pour le calcul de l'énergie prélevée par une seule goutte :

$$E_g = \int_0^{t_R} \left(h_{ipg}(Tp - \bar{T}_v) + \varepsilon_p \sigma_{SB}(T_p^4 - T_g^4) \right) \frac{\pi d(t)^2}{4} dt \quad (5)$$

D'où t_R , h_i , ε_p , $d(t)$ et σ_{SB} représentent le temps de résidence de la goutte à la paroi, le coefficient de transfert par l'impact d'une goutte, l'émissivité de la paroi, le diamètre d'étalement de la goutte et la constante de Stefan Boltzmann respectivement. Avec la corrélation de Hewitt et Govan [12] pour la masse d'eau déposée à la paroi, le code estime le transfert de toute la population de gouttes qui impactent la paroi.

- Pour le calcul du transfert par rayonnement entre la vapeur, les gouttes et la paroi, le code utilise le modèle des résistances thermiques de Sun et al. [13].

	Équations
Conservation de la masse (vapeur)	$\frac{dm_v}{dt} = \dot{m}_{ev}$
Bilan de quantité de mouvement (goutte)	$\rho_g u_g \frac{du_g}{dz} = -\frac{3}{4d_g} \frac{v \cdot C_D}{(1+B)} \rho_v (u_g - u_v) u_g - u_v + (\rho_v - \rho_g)g$ $C_D = \frac{24}{Re(1+B)}, B = \frac{c_{pv}(T_v - T_{sat})}{h_{fg} + (Q_L/\dot{m})}, v = \frac{1}{1-6.55\alpha_d}$
Bilan d'énergie	$C_{pv} \left\{ T_v(z+dz) \left[\dot{m}_v(z) + \frac{d\dot{m}_v}{dt}(z) \right] - \dot{m}_v(z) T_v(z) \right\} = \Phi_{ev}$ $\Phi_{ev} = \Phi_{i,pg} + \Phi_{r,pg} + \Phi_{vg} + \Phi_{r,vg}$

Tableau 1 : Équations de conservation du code NECTAR [3].

Par ailleurs, le modèle de Chou et Faeth [14] est utilisé pour calculer la nouvelle distribution après fragmentation. Les gouttes sont considérées sphériques et à saturation. La paroi est considérée comme thermiquement « mince » ($Bi \ll 1$). Enfin les simulations sont valides uniquement dans le régime de Leidenfrost (où la température de la paroi est suffisante pour créer une couche de vapeur entre les gouttes et la paroi). Les informations détaillées concernant le développement du code sont disponibles dans l'article d'Oliveira et al. [3].

3. Domaine de simulation et conditions limites

La figure 3 montre le domaine de simulation. Les simulations ont été faites selon les conditions expérimentales et géométriques de COLIBRI [7]. Dans ce sens, le débit massique de vapeur à l'entrée du domaine de simulation est déjà réduit car COLIBRI assure la déviation du débit en amont de la section d'essai (appelé par la suite le bypass de vapeur). La géométrie des sous-canaux bouchés simulée est identique à celle de COLIBRI.

Par ailleurs, Oliveira et al. [6] ont montré que le taux de bouchage joue un rôle important dans la quantité de vapeur déviée dans un APRP. Par conséquent, pour le présent travail, la quantité de vapeur déviée est prise comme proportionnelle au taux de bouchage, et le débit massique d'entrée dans la section d'essais (après le bypass) est calculé selon :

$$\dot{m}_e = (1 - \tau_b) \dot{m}_0 \quad (6)$$

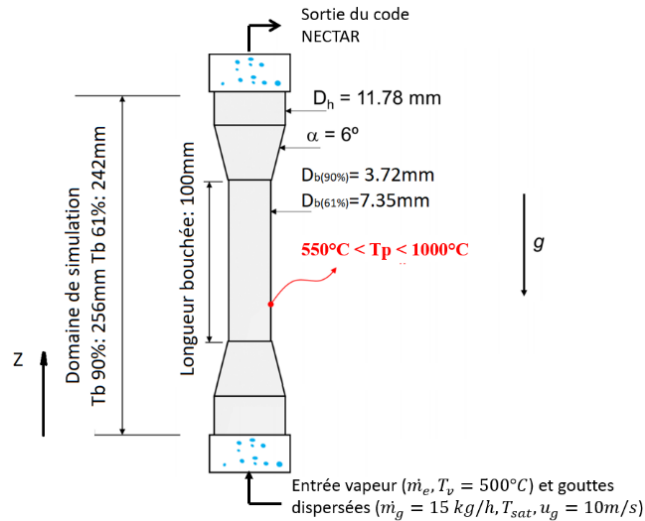


Figure 3 : *Domaine de calcul de NECTAR.*

Selon le cas, \dot{m}_e peut être égale à \dot{m}_0 pour le cas sans bouchage si les calculs se font sans bypass de vapeur et, pour les cas avec bypass, il va varier selon le taux de bouchage. Les conditions d'entrée du calcul sont : (1) Températures de paroi comprises entre 550°C et 1000°C, (2) débit massique initial de vapeur (\dot{m}_0) de 5kg/h, à 1 bar de pression et à 500°C de température, et (3) débit massique de gouttes de 15kg/h, qui correspond à une fraction volumique de 4.10^{-3} . La vitesse initiale des gouttes est de 10m/s. La distribution en taille des gouttes est montrée dans la Figure 4. Le diamètre moyen d_{10} est de 250 μm , pour un diamètre maximal de 700 μm et un diamètre minimal de 5 μm .

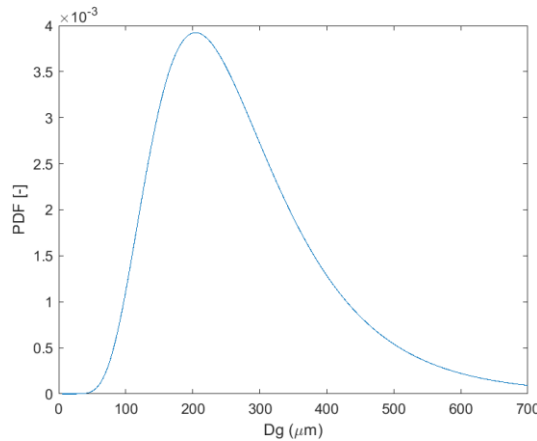


Figure 4 : *Distribution des gouttes du type log-normale ($\mu=0.45, \sigma= \ln(d_{10}), d_{10}=250 \mu\text{m}$).*

4. Résultats

Les figure 5 et 6 représentent le flux de chaleur dissipé à la paroi par l'écoulement interne pour les différents taux de bouchage étudiés. Les figures montrent aussi le flux dissipé à la paroi pour un sous-canal intact ($\tau_b=0\%$) pour les mêmes conditions d'écoulement vapeur/gouttes. Malgré la diminution du débit massique de la vapeur avec le bypass, le refroidissement entre les sous-canaux bouchés et le sous-canal intact est du même ordre de grandeur.

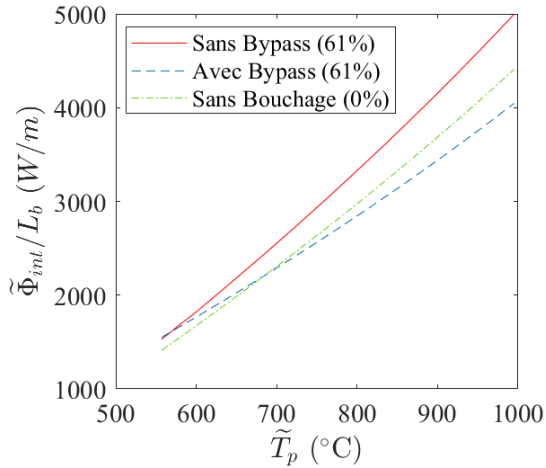


Figure 5 : Flux dissipé à la paroi, $\tau_b = 61\%$.

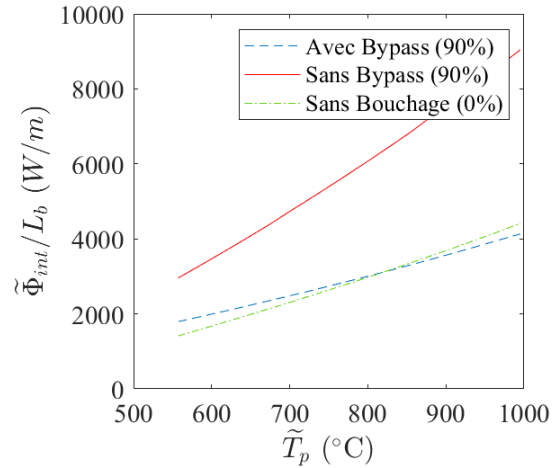


Figure 6 : Flux dissipé à la paroi, $\tau_b = 90\%$.

Il est important de rappeler que, dans un cas réel, la puissance résiduelle locale augmenterait dans les zones ballonnées en raison de la relocalisation du combustible. Par conséquent, les cas avec bouchages sont les plus critiques à refroidir. Comme attendu, le flux dissipé à la paroi est moindre avec la déviation du débit massique de vapeur. Cependant, cette diminution n'est pas proportionnelle au taux de déviation de la vapeur. La diminution du débit massique est compensée par l'augmentation des autres transferts, tel que montrée dans le tableau 2. La diminution de Φ_{vp} est inférieure à la réduction du débit de vapeur, soit environ 53% et 79% pour un bouchage du 61% et 90% respectivement. Cela peut s'expliquer par le fait que la diminution de la vitesse de la vapeur entraîne une amélioration de Φ_{vg} , de sorte que la vapeur est refroidie par les gouttes.

Tp (°C)	Flux de chaleur (kW/m ²)							
	$\tau_b = 61\%$				$\tau_b = 90\%$			
	Sans Bypass		Avec Bypass		Sans Bypass		Avec Bypass	
550	1000	550	1000	550	1000	550	1000	
Φ_{vg}	36,98	143,74	21,61	71,12	221,92	675,82	50,28	134,85
$\Phi_{i,pg}$	23,6	40,63	41,45	79,71	21,08	38,89	98,01	184,33
$\Phi_{r,pv}$	0,66	5,78	0,83	6,19	0,64	4,46	0,89	5,16
$\Phi_{r,pg}$	4,55	27,48	3,51	19,35	10,72	63,55	6,97	36,58

Tableau 2 : Flux de chaleur de chaque mécanisme de transfert.

D'autre part, selon les simulations avec bypass, l'impact des gouttes devient le mécanisme le plus important dans le refroidissement de la paroi (Tableau 3). En effet, la diminution du diamètre et de la vitesse de la vapeur favorise les impacts des gouttes avec la paroi. Cela explique le fait que $\Phi_{i,pg}$ double sa valeur pour un taux de 61%, et est multiplié par environ 4,7 pour un taux de 90%. A noter que lors d'un APRP, la température de la vapeur sera toujours inférieure à la température de la paroi. Cependant, le tableau 3 montre aussi l'importance des impacts des gouttes dans le cas d'une faible différence de température entre la vapeur et la paroi.

Ces résultats seront confrontés à des expériences sur la boucle COLIBRI. D'autre part, il faut remarquer que les simulations ont été faites sans prendre en compte les interactions entre les gouttes dans les différents transferts thermiques.

	$\tau_b = 61\%$				$\tau_b = 90\%$			
	Sans Bypass		Avec Bypass		Sans Bypass		Avec Bypass	
Tp (°C)	550	1000	550	1000	550	1000	550	1000
Φ_{vg} (%)	56,21	66,05	32,06	40,32	87,25	86,34	32,2	37,36
$\Phi_{i,pg}$ (%)	35,87	18,67	61,5	45,2	8,29	4,97	62,77	51,07
$\Phi_{r,pv}$ (%)	1,01	2,65	1,23	3,51	0,25	0,57	0,57	1,43
$\Phi_{r,pg}$ (%)	6,91	12,63	5,21	10,97	4,21	8,12	4,46	10,14

Tableau 3 : Contribution en pourcentage de chaque mécanisme de transfert.

5. Conclusions

Les simulations réalisées avec NECTAR permettent d’analyser l’influence de la déviation du débit massique de vapeur sur les transferts thermiques qui ont lieu dans un tube représentatif d’un sous-canal de REP refroidi par un écoulement vapeur/gouttes lors d’un APRP. Cette analyse a permis d’obtenir les résultats suivants :

- La déviation du débit massique de vapeur entraîne une diminution du flux dissipé à la paroi. Néanmoins, cette diminution n'est pas proportionnelle au taux de bouchage.
- La contribution des impacts des gouttes peut dépasser 60% du flux de chaleur total dissipés à la paroi pour un sous-canal bouché expérimentant une déviation du débit massique de vapeur.
- Malgré la déviation du débit massique de vapeur dans les sous-canaux bouchés, la puissance évacuée reste du même ordre de grandeur que pour le sous-canal intact et quelques fois même supérieure à basse température de paroi. D'après nos résultats, cela s'explique par une augmentation d'autres mécanismes de transfert, notamment les impacts des gouttes avec la paroi.

Ces résultats numériques doivent être confrontés à des expériences à fin de validation. Par ailleurs, vu la grande influence des gouttes sur le refroidissement, il faudra sans doute tenir compte du possible effet des interactions entre les gouttes sur les différents transferts de chaleur.

Références

- [1] N. H. Nguyen, J. Kim, S.-H. Hong, S.-K. Moon, and C.-H. Song, “Improvements of COBRA-TF on the effect of flow blockage during a LB LOCA with consideration of fuel relocation phenomenon,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 325, pp. 218–231, 2017, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2017.08.015>.
- [2] P. Ruyer *et al.*, “Two-phase flow across a partially damaged core during the reflood phase of a loca,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 264, pp. 187–194, 2013, doi: [10.1016/j.nucengdes.2013.02.026](https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2013.02.026).
- [3] A. V. S. Oliveira, J. D. Peña Carrillo, A. Labergue, T. Glantz, and M. Gradeck, “Mechanistic modeling of the thermal-hydraulics in polydispersed flow film boiling in LOCA conditions,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 357, no. August 2019, 2019, doi: [10.1016/j.nucengdes.2019.110388](https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2019.110388).
- [4] Y. Guo and K. Mishima, “A non-equilibrium mechanistic heat transfer model for post-dryout dispersed flow regime,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 26, no. 6–7, pp. 861–869, 2002, doi: [10.1016/j.expthermflusci.2002.05.001](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2002.05.001).

10.1016/S0894-1777(02)00195-4.

- [5] H. Anglart, H. Li, and G. Niewinski, “Mechanistic modelling of dryout and post-dryout heat transfer,” *Energy*, vol. 161, pp. 352–360, 2018, doi: 10.1016/j.energy.2018.07.011.
- [6] A. V. S. Oliveira *et al.*, “Velocity field and flow redistribution in a ballooned 7×7 fuel bundle measured by magnetic resonance velocimetry,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 369, no. August, p. 110828, 2020, doi: 10.1016/j.nucengdes.2020.110828.
- [7] J. D. Peña Carrillo, A. V. S. Oliveira, A. Labergue, T. Glantz, and 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.*, vol. 140, pp. 648–659, 2019, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.06.012.
- [8] V. Gnielinski, “New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow,” *Int. Chem. Eng.*, vol. 16, no. 2, pp. 359–368, 1976.
- [9] W. R. Ranz, W. E. and Marshall, “Evaporation from drops,” *Chemical Engineering Progress*, vol. 48, pp. 141–146, 1952, [Online]. Available: <http://dns2.asia.edu.tw/~ysho/YSHO-English/1000 CE/PDF/Che Eng Pro48, 141.pdf>.
- [10] M. C. Yuen and L. W. Chen, “Heat-transfer measurements of evaporating liquid droplets,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 21, no. 5, pp. 537–542, 1978, doi: 10.1016/0017-9310(78)90049-2.
- [11] M. Gradeck, N. Seiler, P. Ruyer, and D. Maillet, “Heat transfer for Leidenfrost drops bouncing onto a hot surface,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 47, pp. 14–25, 2013, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2012.10.023.
- [12] G. F. Hewitt and A. H. Govan, “Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 33, no. 2, pp. 229–242, 1990, doi: 10.1016/0017-9310(90)90094-B.
- [13] K. H. Sun, J. M. Gonzalez, and C. L. Tien, “Calculations of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions.,” *Am. Soc. Mech. Eng.*, no. 75-HT-64, pp. 414–420, 1975.
- [14] W. H. Chou and G. M. Faeth, “Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 24, no. 6, pp. 889–912, 1998, doi: 10.1016/S0301-9322(98)00015-9.

Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre d'une thèse financée par l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) à Cadarache