

Refroidissement d'une plaque par un train de gouttes monodispersées : étude de faisabilité et dimensionnement

Franck Lelong^{1,2,*}, Nathalie Seiler², Michel Gradeck¹, Denis Maillet¹

¹ LEMTA Nancy Université CNRS, Vandoeuvre les Nancy

² IRSN, BP3 13115 St Paul-Lez-Durance

*(franck.jelong@ensem.inpl-nancy.fr)

Résumé – Le refroidissement de surfaces portées à haute température par impact de gouttes d'eau constitue un point incontournable de l'étude du refroidissement des gainages gonflés d'un cœur de Réacteur à Eau sous Pression (REP) en situation d'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire. Notre étude concerne à l'estimation du flux extrait par l'impact d'une goutte d'eau sur une plaque de Nickel chauffée grâce à une mesure de température par thermographie infrarouge. Le présent travail consiste à étudier la faisabilité et le dimensionnement d'une configuration expérimentale.

Nomenclature

We	Nombre de Weber	$(\rho_{air} u_g^2 d_g / \sigma)$	C_{pl}	Chaleur spécifique du liquide [J/K.kg]
Oh	Nombre d'Ohnesorge	$(\mu_l / \sqrt{\rho_l \sigma d_g})$	m_g	Masse de la goutte [kg]
Nu	Nombre de Nusselt		η	Taux d'évaporation
Gr	Nombre de Grashof		λ	Conductivité thermique [W/m.K]
Pr	Nombre de Prandtl		a	Diffusivité thermique [m ² /s]
Ra	Nombre de Rayleigh		ε	Emissivité
h	Coefficient d'échange total	[W/m ² .K]	σ	Constante de Stephan [W/m ² .K ⁴]
T^*	Température adimensionnée	[K]	d_g	Diamètre de la goutte [m]
$T_{ini,g}$	Température initiale de la goutte	[K]	R	Rayon de la plaque [m]
$T_{ini,Ni}$	Température initiale du Nickel	[K]	e	Epaisseur de la plaque [m]
T_∞	Température ambiante	[K]	S_g	Section de la goutte [m ²]
T_m	Température moyenne	$(T_{ini,Ni} + T_\infty) / 2$ [K]	D	Diamètre de la plaque [m]
T_{sat}	Température de saturation	[K]	$\delta(t)$	Fonction Dirac
Q	Chaleur extraite	[J]	$H(t)$	Fonction Heaviside
L_v	Chaleur latente	[J/kg]	p	Variable de Laplace
q	Densité de flux de refroidissement	[W/m ²]	θ	Différence de température [K]
u_g	Vitesse de la goutte	[m/s]	T_{leid}	Température de Leidenfrost [K]
T_{eb}	Température d'ébullition	[K]		

1.Introduction

Cette étude fait partie d'un programme d'évaluation du refroidissement du cœur d'un Réacteur à Eau sous Pression (REP) en situation d'Accident de Pertes de Réfrigérant Primaire (APRP) mis en œuvre par l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN). Au cours d'un tel transitoire accidentel, le cœur du réacteur est soumis à de hautes températures (800 à 1200°C), entraînant le gonflement et la rupture par déformation thermomécanique des gaines des crayons « combustible » pressurisés par les gaz de fission. L'accumulation du combustible fracturé, lors du fonctionnement en puissance, notamment pour des crayons

combustible irradiés pouvant alors se produire dans les « ballons » ainsi formés, peut modifier la puissance résiduelle locale générée dans les crayons et modifier le transitoire thermique du cœur. Il s'agit ici d'estimer la cinétique de refroidissement des crayons de combustible déformés lors du re-noyage du cœur après l'injection d'eau par les systèmes de sécurité. Lors de cette opération, la vaporisation de l'eau de refroidissement en contact avec les parties basses des crayons ($T > 600^\circ\text{C}$) génère un flux de vapeur chargé en gouttelettes qui peut s'apparenter à un spray. A l'heure actuelle, il n'existe pas de modèles précis capables de prédire le flux de refroidissement de la gaine par un spray en fonction de ses caractéristiques (dispersion de taille de gouttes, nombre de Weber moyen, température de paroi...).

L'étude expérimentale que nous envisageons a pour but l'estimation des flux extraits d'une paroi chaude par l'impact de gouttes en fonction de différents paramètres (angle d'incidence, angle d'inclinaison de la plaque, nombre de Weber, nombre d'Ohnesorge, température de la goutte, température de paroi). La plaque à refroidir est en Nickel et est chauffée à haute température ($> 600^\circ\text{C}$) par un dispositif d'induction électromagnétique. Le champ de température est mesuré en face arrière par thermographie infra-rouge rapide (IR), le flux de refroidissement dû à l'impact des gouttes d'eau sera estimé par une méthode inverse.

Le but de ce premier travail consiste à évaluer et à calculer l'ordre de grandeur de la perturbation thermique engendrée par l'évaporation totale ou partielle de gouttes impactant une plaque horizontale préalablement chauffée.

2. Etude analytique

2-1. Configuration étudiée.

Nous étudions une goutte de diamètre d_g impactant normalement sur une plaque de nickel de diamètre D et d'épaisseur e . Nous supposons que la goutte est à la température initiale de $T_{ini,g} = 20^\circ\text{C}$ et la plaque à $T_{ini,NI} = 600^\circ\text{C}$.

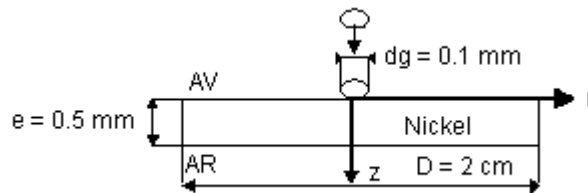


Figure 1 : Configuration expérimentale.

En supposant la vaporisation complète de la goutte par le contact direct liquide/solide à $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$, l'énergie prélevée par la goutte, Q , est estimée, dans un premier temps, en prenant en compte la chaleur sensible du liquide ainsi que la chaleur latente de vaporisation :

$$Q = m_g (C_{pl} (T_{sat} - T_{ini,g}) + L_v) \quad \text{avec} \quad m_g = \rho_l \pi \frac{d_g^3}{6} \quad (1)$$

Or le temps de résidence de la goutte sur la plaque est très faible (de l'ordre de 0,1 ms pour une goutte d'eau de $100 \mu\text{m}$ [1]), on peut donc supposer que la vaporisation de la goutte n'est pas complète. J. Dewitte [2] établit une corrélation permettant de calculer le taux d'évaporation pour de l'eau :

$$\eta_{evap} = \chi \tanh \left[\left(\frac{Z}{Z_0} \right)^4 \right] = \frac{\text{masse de la goutte incidente} - \text{masse de la goutte réfléchie}}{\text{masse de la goutte incidente}} \quad (2)$$

Avec $Z = We \, Oh^{-0.4} T^{*0.25}$ et Z_0, χ des constantes respectivement prises à 145 et 0.25.

$$T^* = \frac{T_{ini,NI} - T_{eb}}{T_{Leid} - T_{eb}}$$

Ainsi l'énergie de refroidissement peut s'écrire :

$$Q = m_g C_{pl} \left((1 - \beta)(T_{fin,g} - T_{ini,g}) + \beta(T_{sat} - T_{ini,g}) \right) + \beta \eta_{evap} m_g L_v \quad (3)$$

$$\text{Avec } \begin{cases} \beta = 1 & \text{si ébullition } (T_{fin,g} = T_{sat}) \\ \beta = 0 & \text{si absence d'ébullition } (T_{fin,g} < T_{sat}) \end{cases}$$

2-2. Modélisation : Equation de la chaleur.

Les profils de températures sont obtenus à partir de la résolution de l'équation de chaleur écrite dans un repère cylindrique (r, φ, z) au sein de la plaque. Pour nous affranchir de la variable angulaire φ , on supposera le flux axisymétrique. L'équation de la chaleur s'écrit :

$$\boxed{\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t}} \quad (4)$$

Avec $\theta(r, z) = T(r, z) - T_\infty$

Nous supposons qu'en face avant (AV), le flux s'écrit comme étant la somme du flux de refroidissement de la goutte et des pertes de chaleurs. En face arrière (AR), le flux se résume aux pertes de chaleurs.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta}{\partial r} = 0 \quad \text{en } r = 0, R \Rightarrow \text{Par hypothèses} \\ -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z} = -h_{AR} \theta \quad \text{en } z = e \\ -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z} = q(r, t) + h_{AV} \theta \quad \text{en } z = 0 \\ \theta = 0 \quad \text{en } t = 0 \end{array} \right. \quad \text{Avec } q(r, t) = \frac{Q}{S_g} \left[H(r) - H\left(r - \frac{d_g}{2}\right) \right] \delta(t)$$

On utilise la transformée de Hankel en espace et la transformée de Laplace en temps :

$$\tilde{\theta}_n(z, t) = \int_0^R \theta(r, z, t) r J_0(\alpha_n r) dr \quad \bar{\theta}(p) = \int_0^\infty \exp(-pt) \theta(t) dt \quad (5)$$

Avec α_n solution de $J_1(\alpha_n R) = 0$ et $J(\alpha_n r)$ est la fonction de Bessel.

Dans l'espace des transformées on peut donc écrire l'équation de la chaleur sous la forme :

$$\boxed{\frac{\partial^2 \bar{\theta}_n}{\partial z^2} - \left(\alpha_n^2 + \frac{p}{a} \right) \bar{\theta}_n = 0} \quad (6)$$

On construit, mode par mode, une relation quadripolaire qui nous permet d'exprimer $\bar{\theta}_n = Z(p + a \alpha_n^2) \bar{q}_n$ en face avant (AV) et en face arrière (AR) de la plaque [3].

On revient dans l'espace réel en opérant successivement deux transformées inverses :

$$Z_{AV}(p) = \frac{1}{\lambda \sqrt{\frac{p}{a}} \tanh(e \sqrt{\frac{p}{a}})} \quad Z_{AR}(p) = \frac{1}{\lambda \sqrt{\frac{p}{a}} \sinh(e \sqrt{\frac{p}{a}})} \quad (7)$$

$$\tilde{\theta}_n(t) = \exp(-a \alpha_n^2 t) L^{-1}(Z_n \tilde{q}_n) \quad \text{et} \quad \theta(r,t) = \frac{2}{R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R)} \tilde{\theta}_n(t) \quad (8)$$

2-3. Evaluation des coefficients de pertes de chaleur.

Les pertes au niveau de la face avant et arrière sont de types radiatives et convectives. Les coefficients d'échanges convectifs h_c sont calculés à partir des corrélations de convection naturelle suivantes, calculé pour une goutte d'eau de 100 μm [4] :

$$Nu_{AV} = 0,54 (Gr Pr)^{0,25} = \frac{h_{AV} D}{\lambda_{air}} \quad 10^5 \leq Ra = 3,5 \cdot 10^5 \leq 2 \cdot 10^7 \quad (9)$$

$$Nu_{AR} = 0,27 (Gr Pr)^{0,25} = \frac{h_{AR} D}{\lambda_{air}} \quad 3 \cdot 10^5 \leq Ra = 0,1 \cdot 10^8 \leq 10^{10} \quad (10)$$

Les coefficients d'échanges radiatifs h_r sont calculés en exprimant le flux radiatif :

$$\phi_{rad} = \varepsilon \sigma (T^4 - T_{\infty}^4) = \varepsilon \sigma (T^2 + T_{\infty}^2)(T + T_{\infty})(T - T_{\infty}) = h_r (T - T_{\infty}) \quad (11)$$

L'ensemble des grandeurs physiques sont prises constantes à la température moyenne T_m . Dans nos simulations, les pertes radiatives, représentées sur la figure 5, sont prédominantes devant les pertes convectives. Cependant, les pertes restent négligeables vis-à-vis du flux de refroidissement.

3. Résultats numériques

3-1. Evaluation de l'inversion numérique.

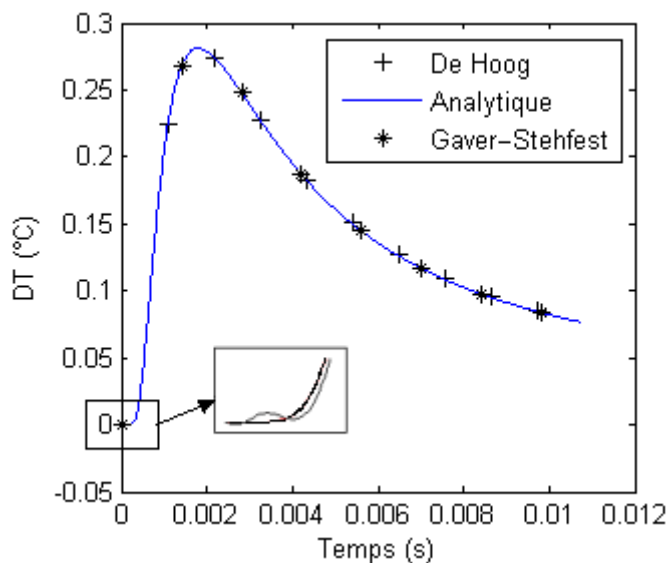


Figure 2 : Comparaison des inversions de Laplace

L'inversion de Laplace a été réalisée en utilisant la méthode de Gaver-Stehfest [3] et la méthode basée sur l'algorithme de De Hoog [5]. La figure 2 compare les inversions numériques avec le modèle analytique (série temporelle) dans le cas d'un refroidissement, analytiquement traitable, sans perte pour une température moyenne de plaque de 600°C. Les deux méthodes présentent des résultats cohérents avec les résultats analytiques. Cependant un biais apparaît pour les temps très petits avec la méthode de Gaver-Stehfest. Dans la suite de nos simulations, nous avons donc utilisé l'algorithme de De Hoog.

3-2. Simulations spatio-temporelles.

La figure 3 montre que l'impact d'une seule goutte d'eau ($\beta=1$, $\eta=0,75$) entraîne une variation de température en face arrière de $0,27^\circ\text{C}$ maximum. Cette valeur est difficilement mesurable à l'aide d'une caméra infra-rouge. En effet, l'incertitude standard d'une telle caméra est de $0,2 - 0,3^\circ\text{C}$.

Une solution pourrait être de travailler avec un train de goutte mono-disperse. Dans le cas d'un train de 10 gouttes injectées à la fréquence $f=10$ kHz si l'on suppose identiques les énergies Q prélevées à la surface par chaque goutte (Hypothèse H1), la variation de température est multipliée par un facteur 10 en face arrière rendant la mesure beaucoup plus aisée. De plus, l'effet d'une seule goutte se déduit assez facilement du fait du cumul parfait des effets de chaque goutte.

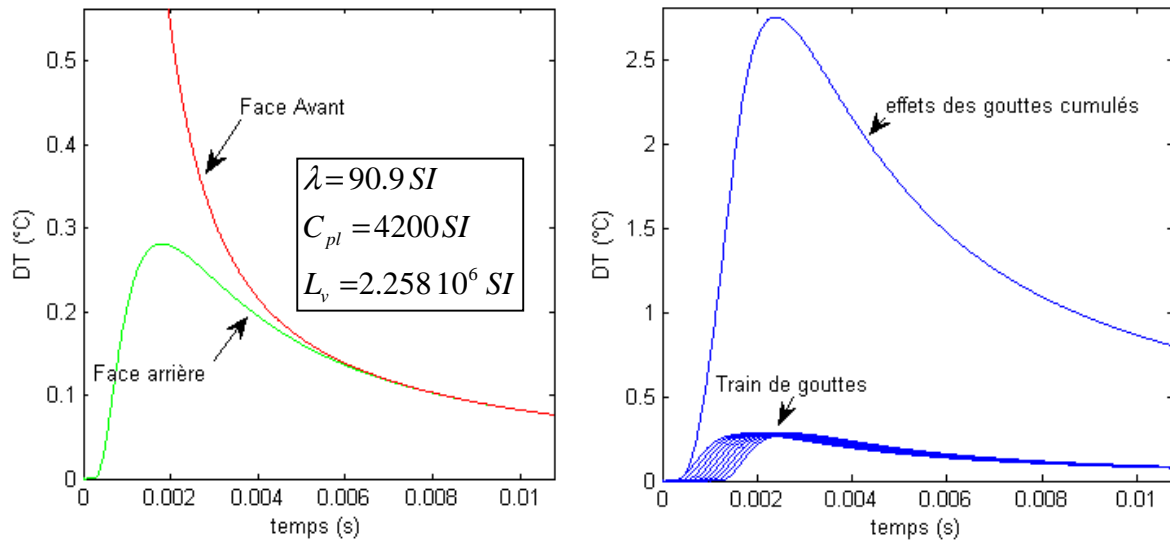


Figure 3 : Profils de Température.

La réponse en face arrière dépend fortement du temps entre chaque impact successif et donc dépend fortement de la fréquence d'injection. La figure 4 montre les réponses en face arrière pour plusieurs fréquences d'injection.

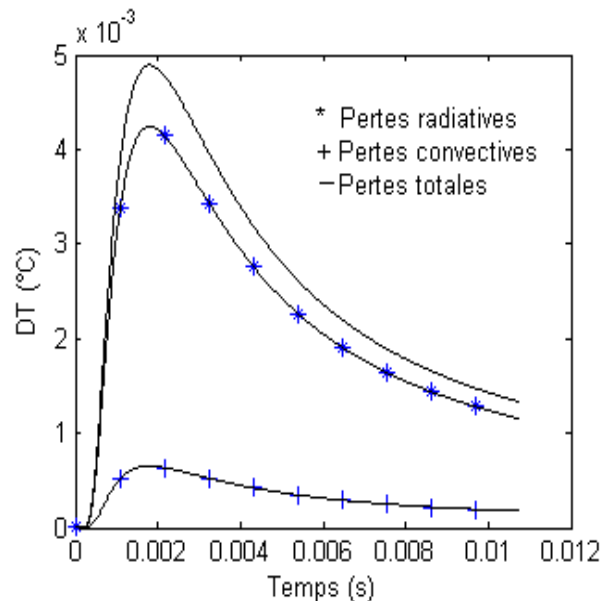
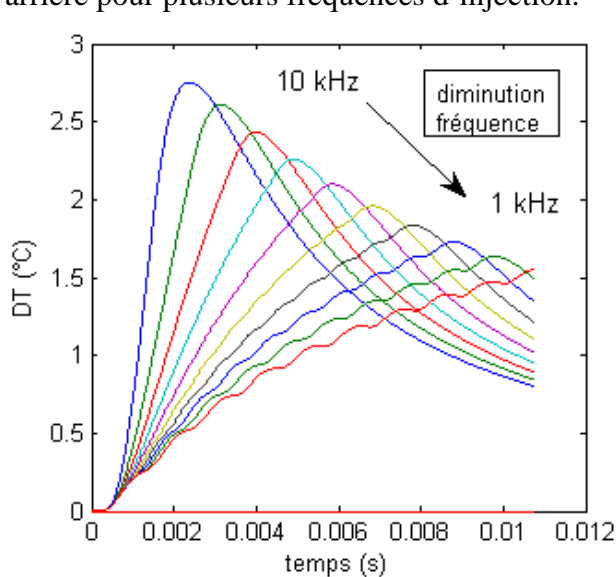


Figure 4 : Evaluation de l'effet de la fréquence d'injection. Figure 5 : Evaluation comparée des pertes

Il apparaît que le cumul parfait des effets de chaque goutte est vrai pour des grandes fréquences d'injection (>10 kHz) c'est à dire pour des temps entre deux impacts successifs très faibles devant le temps caractéristique de diffusion 1D de la chaleur dans la plaque ($0,139(e^2/a)=0,0015$ s). Pour des faibles fréquences d'injection (<1 kHz), on observe qu'un régime pseudo périodique s'établit. Pour des faibles fréquences, il apparaît plus difficile de remonter à la chaleur extraite par une seule goutte.

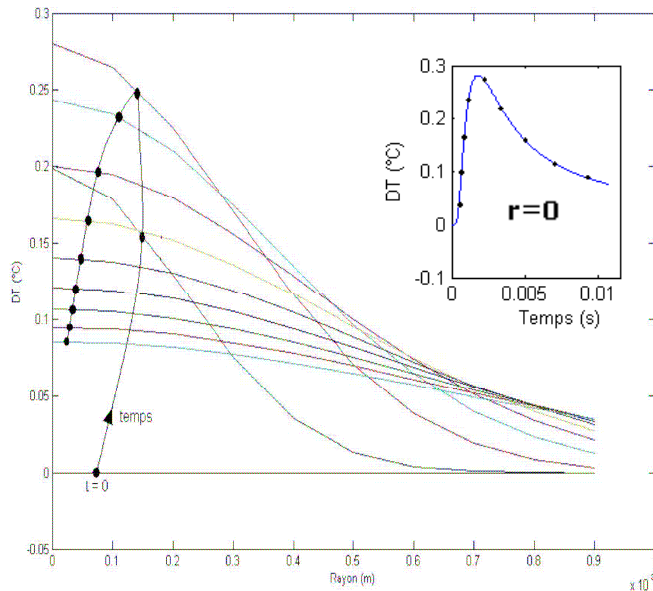


Figure 6 : Température en fonction du rayon en $z=e$ ($t=0$ à 10 ms).

Les profils radiaux de température pour l'impact d'une goutte de $100 \mu m$ de diamètre, représentés sur la figure 6, présentent des valeurs mesurables au maximum sur un rayon de $600-700 \mu m$ dans le cas d'un train de goutte mono-disperse de 10 gouttes à une fréquence d'injection de 10 kHz. En effet au delà d'un rayon de $700 \mu m$, la valeur de l'écart de température est de l'ordre de l'incertitude de la caméra infra-rouge soit $0,3^{\circ}C$. Ces contraintes permettent le choix de l'objectif de la caméra à utiliser et montrent la faisabilité de la mesure avec les caméras IR à plan focal actuelles.

L'Hypothèse H1 du paragraphe 5.2, provient du fait qu'une goutte, impactant la face avant correspondant à un profil face avant compris entre $599^{\circ}C$ et $600^{\circ}C$, risque de ne pas voir la différence avec la goutte précédente impactant un profil uniforme à $600^{\circ}C$.

4. Conclusion

Cette étude a permis de mettre en exergue certains des problèmes expérimentaux liés à l'observation fine de ce type de transfert de chaleur. La mesure de la température en face arrière par thermographie infra-rouge pourra être réalisée pour des trains de gouttes de diamètre de l'ordre de $100 \mu m$, à condition de choisir un objectif de caméra adéquat. Nous pourrions ensuite remonter au flux extrait par la goutte, par une méthode inverse, pour une grande gamme de fréquences d'impact.

Références :

- [1] R.H.Chen, S.L. Chiu, T.H. Lin, Resident time of a compound drop impinging on a hot surface, *Applied Thermal Engineering*, 27 (2007), 2079-2085
- [2] J. Dewitte, Modélisation de l'impact d'un brouillard de gouttes en évaporation et sous pression sur une paroi chauffée, *Thèse ENSAE* (2006).
- [3] D. Maillet, S. André ; J.C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, Solving the Heat Equation through Integral Transforms, *Edition Wiley* (2000).
- [4] A. Ouattara, D. Maillet, M. Lebouché, M. Gradeck, Méthode de conduction inverse appliqué à l'estimation d'un flux de chauffage non uniforme par induction, *SFT* (2007), 909-914 .
- [5] K. Boupfa, J.M. Jacobs, K. Hatfiled, MDL Groundwater software: Laplace transforms and the De Hoog algorithm to solve contaminant transport equations, *Computers & Geosciences*, 30 (2004), 445-453.