

# Modélisation du flux de chaleur à l'impact d'une goutte en situation de Leidenfrost.

Michel Gradeck<sup>1\*</sup>, Franck Lelong<sup>1,2</sup>, Nathalie Seiler<sup>2</sup>, Pierre Ruyer<sup>2</sup>, Denis Maillet<sup>1</sup>

<sup>1</sup>LEMETA Nancy Université CNRS, 54500 Vandoeuvre les Nancy

<sup>2</sup>IRSN, BP3 13115 St Paul-Lez-Durance

\*michel.gradeck@ensem.inpl-nancy.fr

**Résumé** - Dans cet article, nous présentons un modèle simplifié permettant d'estimer l'énergie perdue par une paroi chaude lors de son impact par une goutte liquide. Précisons que le modèle présenté n'est valable que pour des gouttes en rebond (en régime de Leidenfrost). Ce modèle réduit est destiné à être implanté dans le code NEPTUNE\_CFD afin de pouvoir mieux prédire le transitoire thermique d'un assemblage combustible dans un réacteur à eau pressurisée (REP) lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP).

## Nomenclature

$a$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
$A$	surface de la goutte, $m^2$
$Bo$	nombre de Bond, $\Delta\rho g D^2 / \sigma$
$D$	diamètre, $m$
$E_{IG}$	Energie perdue pour une goutte, $J$
$G$	taux d'évaporation, $kg.m^{-2}.s^{-1}$
$h$	épaisseur, $m$
$k$	raideur, $N.m^{-1}$
$m$	masse, $kg$
$Nu$	nombre de Nusselt
$R$	rayon, $m$
$Re$	nombre de Reynolds, $UD/\nu$
$T$	température, $K$
$t$	temps, $s$
$T^*$	température adimensionnée
$U$	vitesse, $m.s^{-1}$
$We$	nombre de Weber, $\rho U^2 D / \sigma$
$Y$	position du point pesant, $m$

## Indices et symboles

$0$	valeur initiale
$e$	étalement
$L$	liquide
$Leid$	Leidenfrost
$n$	normale à la paroi
$P$	paroi
$SAT$	saturation
$V$	vapeur

## Symboles grecs

$\delta$	épaisseur, $m$
$\Phi_{IG}$	flux pour une goutte, $W$
$\eta$	amortissement visqueux, $kg.s^{-1}$
$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$\nu$	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$\sigma$	tension superficielle, $N.m^{-1}$

## 1. Introduction

Dans le cas d'un APRP (Accident de Perte de Réfrigérant Primaire) sur un REP (Réacteur à Eau Pressurisé), les assemblages de crayons combustibles peuvent présenter des zones localement très déformées. Le transitoire thermique se termine par une opération de renoyage du cœur de REP consistant en une injection d'eau froide dans le bas du cœur par l'action des systèmes de sécurité : dans la zone du front de trempe, l'évaporation est si intense qu'une partie de l'eau liquide est entraînée par le flux de vapeur d'eau ascendant. Ces gouttelettes d'eau participent au refroidissement des zones encore « sèches » et en particulier des zones « bloquées » ou « ballonnées »<sup>1</sup>. Le refroidissement de ces zones dépend de l'importance du taux de blocage qui affectera cet écoulement diphasique dispersé (gouttes + vapeur) les

---

<sup>1</sup> Ces zones résultent de la déformation des barres combustibles

traversant. La plupart des modèles de refroidissement de ces zones asséchées à hautes températures, ne tiennent compte que de l'échange par convection avec la vapeur. Il est donc possible qu'une part non-négligeable du refroidissement soit due aux interactions gouttes-parois dans l'assemblage et en particulier dans les zones ballonnées. Aux hautes températures de surface de l'assemblage (au delà du point de Leidenfrost), les données disponibles pour ce genre d'incident [1] semblent montrer que le régime de rebond est le régime prédominant.

Jusqu'à présent, aucun modèle tenant compte des caractéristiques de la goutte et de la paroi (vitesse, diamètre, température, orientation) ne permet d'estimer avec précision le flux extrait à l'impact. Dans cet article, nous décrivons un modèle permettant d'estimer avec une précision acceptable l'énergie prélevée à l'impact d'une goutte individuelle en situation de rebond sur une paroi portée à une température supérieure à la température de Leidenfrost.

## 2. Topologie de la goutte à l'impact et modèles de transfert de chaleur existants

Naturellement, la topologie d'une goutte évolue fortement lorsqu'elle rencontre une paroi. Celle-ci dépend essentiellement des paramètres suivant : vitesse normale de la goutte, diamètre, température de la goutte, température de la paroi, viscosité et tension de surface. De nombreux auteurs ont étudié expérimentalement cette interaction [2-5] et les régimes d'impact observés peuvent être prédits à l'aide de d'une température adimensionnelle,  $T^*$  et du nombre de Mundo,  $K$ .

$$T^* = \frac{T_P - T_{SAT}}{T_{Leid} - T_{SAT}} \text{ et } K = \sqrt{We} \cdot Re^{0.25} \quad (1)$$

Pour des gouttes d'eau impactant une paroi chauffée : si  $T^* < 1$ , la goutte va se déposer à la paroi sans « rebondir » et ce quel que soit la valeur de  $K$  ; les régimes de rebond sont observés pour  $T^* > 1$  et  $K < 380$ , [2]. Pour des nombres de Mundo supérieurs à cette limite, on observe une désintégration de la goutte à l'impact.

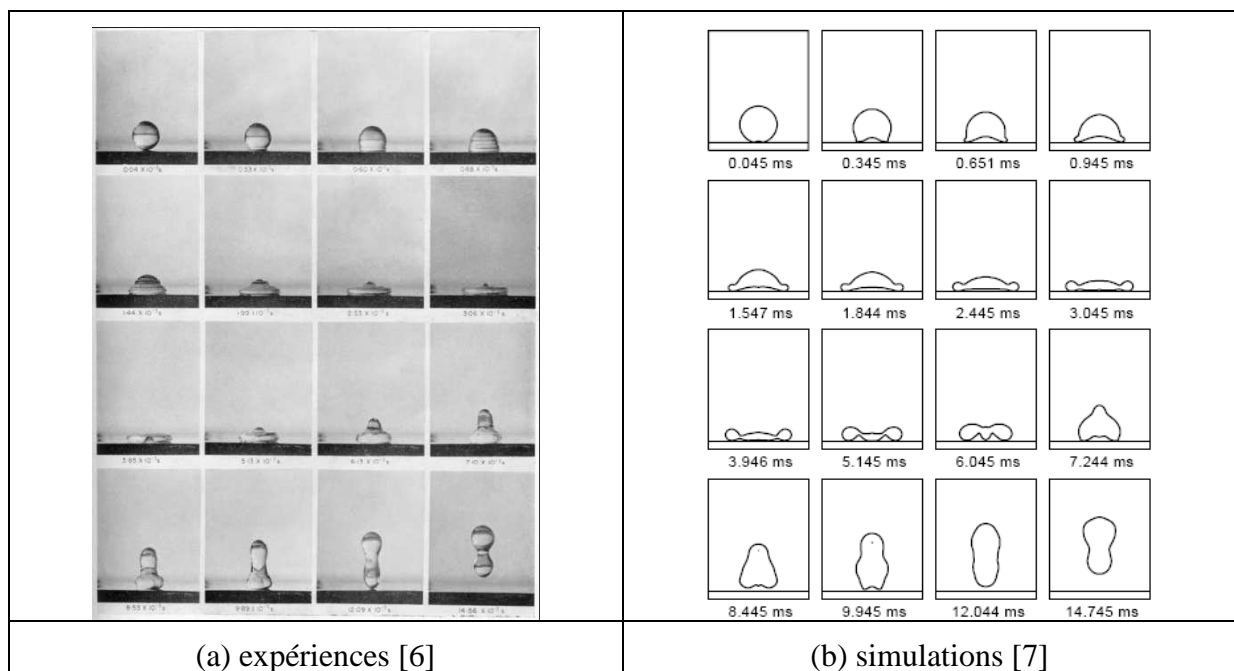


Figure 1. Exemple d'évolution de la topologie d'une goutte en régime de rebond ( $We=15$ )

En situation de rebond, un film de vapeur va instantanément être créé entre la goutte et la paroi solide, empêchant ainsi tout contact de la goutte avec la paroi (effet Leidenfrost). Initialement sphérique, la forme de la goutte va rapidement évoluer vers celle d'un disque d'épaisseur  $h$  et de diamètre  $D_e$  (en réalité, un bourrelet liquide peut se former en périphérie). Celle-ci va rapidement s'étaler sur la paroi jusqu'à un diamètre d'étalement maximum  $D_{max}$  puis se rétracter sous l'action des forces de tension de surface qui vont tendre à lui redonner sa forme sphérique initiale (fig. 1) et la goutte rebondit. L'énergie perdue par la paroi pendant cette phase d'étalement-rétraction est principalement liée à sa durée (ou temps de résidence,  $t_R$ ), à l'évolution de son diamètre d'étalement ( $D_e$ ), à l'épaisseur de vapeur entre la goutte et la paroi ( $\delta_v$ ).

Guo et Mishima [8] modélisent le transfert à la paroi comme un flux de conduction entre la paroi à température  $T_P$  et l'interface de la goutte à  $T_{SAT}$  au travers d'un film de vapeur d'épaisseur  $\delta_v$ .

$$\Phi_{1G} = \lambda_v \frac{[T_P - T_{SAT}] \pi D_e^2}{4 \delta_v} \quad (2)$$

Inada *et al.* [9] considère un échange convectif et corrige donc l'expression précédente par un nombre de Nusselt tenant compte de la vitesse de vapeur dans l'épaisseur du film :

$$Nu = 2,80 \left( \frac{\rho_v U_v^2 \delta_v}{\sigma} \right)^{-0,46} (0,5We + 13)^{-0,56} Bo^{-0,056} Pr^{0,31} \quad (3)$$

L'énergie perdue par la paroi est estimée en intégrant le flux précédant pendant le temps de résidence.

### 3. Evaluation de l'énergie perdue en paroi

Les modèles précédents sont exploitables si on connaît avec précision les paramètres tels le temps de résidence, l'épaisseur de vapeur pendant le temps de séjour et sa température, le diamètre d'étalement de la goutte et également leurs évolutions temporelles.

#### Dynamique de la goutte

**Le temps de résidence** de la goutte à la paroi est défini comme la période où la goutte est en interaction avec la paroi. Dès que la goutte interagit avec la paroi, on observe une déformation de la sphère initiale (étalement puis rétraction). Ce temps de séjour est proportionnel à la période d'oscillation libre de la goutte [10] et Bianco *et al.* [11] proposent un facteur de proportionnalité<sup>2</sup> de 2,65:

$$t_R = 2,65 \sqrt{\frac{\rho R_0^3}{\sigma}} \quad (4)$$

L'évolution de l'étalement de la goutte à la paroi peut être approchée en considérant une déformation purement ellipsoïdale de la goutte. La goutte est assimilée à un système masses-ressort amorti : la raideur  $k$  du ressort est fonction de la surface  $A$  de l'ellipsoïde déformé et le

---

<sup>2</sup> Celui-ci est estimé à partir de données expérimentales

coefficient d'amortissement  $\eta$  est fonction des dissipations visqueuses dues à l'écoulement interne à la goutte (fig. 2).

On considère la masse de la goutte répartie entre deux masses  $m_1$  et  $m_2$  reliées par un ressort [11] et un amortisseur. L'équation de Newton linéaire appliquée à la masse  $m_1$  permet de déterminer le rayon d'étalement. L'ED du 2<sup>ème</sup> ordre donne une solution pseudo-périodique décrivant le mouvement de  $m_1$ . En supposant une déformation ellipsoïdale et l'évaporation totale faible, on peut considérer une conservation du volume initial de la goutte  $\pi D_0^3/6 = 2/3\pi R(t)^2 Y_1(t)$  et déduire de la solution de l'équation du mouvement de  $m_1$  l'évolution du rayon d'étalement  $R_e$ .

$$R_e(t) = \left( \frac{2R_0^3}{e^{-\zeta t} \left[ \frac{g}{\omega_0^2} \cos(\omega_1 t) - \left( \frac{U_n}{\omega_1} + \frac{\zeta g}{\omega_0^2 \omega_1} \right) \sin(\omega_1 t) \right] - \frac{g}{\omega_0^2} + D_0} \right)^{1/2} \quad (5)$$

Avec  $\zeta = \eta/m_G$ ,  $\omega_0^2 = 2k/m_G$ ,  $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \zeta^2}$

La constante de raideur  $k$ , fortement non-linéaire, est la valeur moyenne entre les valeurs maximale et minimale (correspondant à la déformation maximale et initiale). Cette valeur dépend des caractéristiques dynamiques initiales :

$$k = \sigma\pi \left( \frac{We}{24(6/(12+We)-1)^2} + \frac{2}{5} \right) \quad (6)$$

La constante d'amortissement, liée aux écoulements internes est évaluée expérimentalement à partir d'une série d'expériences sur différents fluides :

$$\eta = 0.2\mu D_0 \text{Re}^{0.9} \quad (7)$$

### Bilans massique et thermique

L'épaisseur de vapeur est conditionnée par l'intensité du taux d'évaporation  $G$  (supposé constant) à la base de la goutte, surface que l'on suppose à  $T_{SAT}$ . ; l'énergie nécessaire à l'évaporation étant « apportée » par la paroi chaude. La stationnarité des transferts peut être supposée si les temps caractéristiques dynamique et thermique, à savoir  $\delta_V^2/\nu$  et  $\delta_V^2/a$  sont petits devant le temps de résidence. Rappelons que pour une goutte de  $200\mu m$  de diamètre, le temps de séjour est environ de 0,1ms. Les caractéristiques de la vapeur saturée à 1 bar sont données dans le *tableau 1*.

$P$	$\rho$	$h_{eau}$	$h_{vapeur}$	$L_V$	$c_L$	$\mu$	$\lambda$	$\nu$	$a$	$Pr$
Bar	kg/m <sup>3</sup>	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg.K	N.s/m <sup>2</sup>	W/m.K	m <sup>2</sup> /s	m <sup>2</sup> /s	
1	0,590	417,51	2675,43	2257,92	2,0267	1,21.10 <sup>-5</sup>	0,024	2,05.10 <sup>-5</sup>	0,02	1,021

*tableau 1. Caractéristiques de la vapeur saturée à 1 bar*

Si l'on considère que l'épaisseur de vapeur formée sous la goutte lors de son impact à la paroi est de l'ordre de quelques microns, les temps caractéristiques sont bien inférieurs à l'unité. On peut donc supposer les écoulements et les transferts stationnaires.

Les équations de Navier Stokes peuvent être simplifiées en considérant un modèle de lubrification, Buyevich *et al* [12] et Rein [13]. Un modèle d'écoulement de la vapeur (8) couplé à un bilan d'enthalpie sur la goutte (10) permet d'estimer cette épaisseur (11) moyennant des hypothèses simplificatrices sur des termes inconnus (coefficient d'échange à l'interface vapeur-liquide égale au coefficient d'échange vapeur-paroi, épaisseur de vapeur constante).

$$P_V(r,t) - P_0 = \frac{3\mu_V G}{\delta_V^3 \rho_V} (R_e^2(t) - r^2) \quad (8)$$

La force permettant la lévitation de la goutte doit compenser l'accélération subie par la goutte (de l'ordre de sa vitesse normale  $U_n$  rapportée à la moitié du temps de résidence) :

$$F = \int_0^{R_e(t)} 2\pi r (P_V(r,t) - P_0) dr = m_G \left( g + \frac{U_n}{2t_R} \right) \quad (9)$$

Le flux convectif entre la vapeur et la goutte permet d'apporter l'énergie nécessaire à son échauffement et à son évaporation. Un bilan permet d'écrire :

$$h_\delta (\bar{T}_V - T_{SAT}) = G (c_L (T_{SAT} - T_0) + L_V) = GL_V^* \quad (10)$$

Finalement, l'épaisseur de vapeur peut être estimée par la relation suivante :

$$\delta_V(t) = \left[ \frac{9\mu_V \lambda_V Nu (\bar{T}_V - T_{SAT}) R_0}{4L_V^* \rho_V \rho_L (g + U_n / 2t_R)} \right]^{0,25} \frac{R_e(t)}{R_0} \quad (11)$$

### Energie perdue par la paroi

L'énergie perdue par la paroi est l'intégrale sur le temps de séjour des échanges convectifs en paroi. En deçà d'une température de paroi de l'ordre de 700°C, les échanges radiatifs sont négligeables [7] devant les échanges convectifs :

$$E_{1G} = \int_0^{t_R} \frac{Nu \lambda_V \pi R_e^2 (T_W - T_{SAT})}{\delta_V(t)} dt \quad (12)$$

L'évolution de l'énergie pour plusieurs vitesses d'impact est donnée en exemple sur la figure 3. Son évolution en fonction du diamètre suit une loi cubique semblant montrer que l'énergie perdue en paroi est directement proportionnelle au volume de la goutte incidente. La vitesse d'impact agit comme un paramètre d'ordre 1.

## 4. Conclusion

Ce modèle permet d'estimer l'énergie perdue par une paroi chaude lors de son impact par une goutte d'eau sous-refroidie lorsque les conditions dynamiques et thermiques permettent son rebond. Les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que celles mesurées sur une expérience dédiée [14]. Par ailleurs, l'efficacité du transfert, rapport entre l'énergie perdue par

la paroi et l'enthalpie totale de la goutte initiale est de l'ordre de 1 à 2% ; cette valeur estimée de l'efficacité est bien supérieure aux valeurs que l'on trouve habituellement dans la littérature (de l'ordre de 1 à 2‰).

## Références

- [1] S.A. Fairbain and BDG Pigott, 1984, Flow and heat transfer in PWR rod bundles in the presence of blockage due to clad ballooning, *Experimental data report*
- [2] G. Castanet, T. Liénart, F. Lemoine, 2009, Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 52, Issues 3-4, 670-679
- [3] Amiel C., 2003, Application de techniques optiques à l'étude du comportement dynamique et thermique de gouttes en interaction avec une paroi chauffée, *Thèse de Doctorat ENSAE Toulouse*.
- [4] Dewitte J., 2006, Modélisation de l'impact d'un brouillard de gouttes en évaporation et sous pression sur une paroi chauffée, *Thèse de Doctorat ENSAE Toulouse*.
- [5] S. Chandra and C. T. Avedisian, 1991, On the Collision of a Droplet with a Solid Surface, *Proc. R. Soc. Lond. A 1991 432*, 13-41
- [6] Wachters, L. H. J. & Westerling, N. A. J., 1966, The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state, *Chemical Engineering Science 21*, 1047-1056.
- [7] DJE Harvie, 1999, A hydrodynamic and thermodynamic simulation of droplet impacts on hot surface, *PhD thesis, University of Sydney (Australia)*
- [8] Y.J. Guo and K. Mishima, 2002, A non equilibrium mechanistic heat transfer model for post-dryout dispersed flow regime, *Exp. Thermal and Fluid Science*, 861-869
- [9] Inada S. and Yang W.J., 1994, Film boiling heat transfer for saturated drops impinging on a heated surface, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, pp. 2588-2591.
- [10] L. Rayleigh, 1897, On the capillary phenomena of jet, *Proc. Royal Society London*, 29, 71-97
- [11] Biance A.L., Chevy F., Clanet C, Lagudeau G., Queré D, 2006, On the elasticity of an inertial liquid shock, *J. of Fluid Mechanics*, 47-66
- [12] Y. A. Buyevich, V. N. Mankevich, 1995, Interaction of a dilute mist flow with a hot body Original Research Article, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 38, Issue 4, 731-744
- [13] M. Rein, 2002, Interaction between drops and hot surfaces, CISM Courses and lecture Notes, Springer Verlag, Vol. 456, 185-218
- [14] F. Lelong, expérimentation, modélisation et simulation de l'impact de gouttes d'eau sur le gainage gonflé des assemblages d'un cœur de REP en situation d'APRP, 2010, thèse Université Henri Poincaré

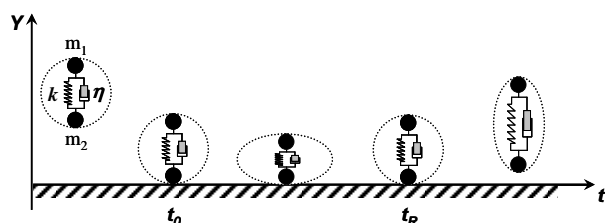


Figure 2. analogie goutte-système amorti

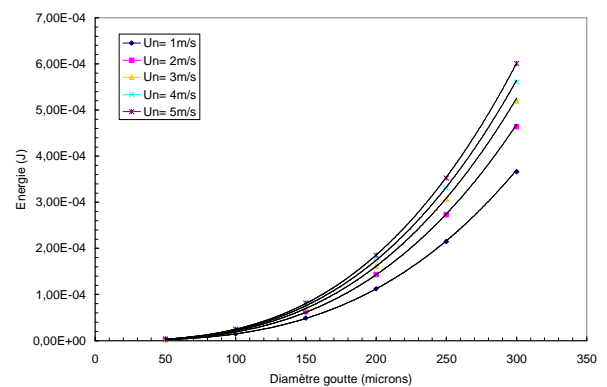


Figure 3. évolution de l'énergie perdue en paroi