Mesures instantanées par fluorescence induite par plan laser et thermographie infra-rouge des transferts de chaleur pour une goutte impactant une paroi en régime d'ébullition en film

William CHAZE[1,2], Ophélie CABALLINA[1,2*], Guillaume CASTANET[1,2], Michel GRADECK[1,2], Fabrice LEMOINE[1,2]

[1]LEMTA, UMR 7563, Université de Lorraine
2, Avenue de la Forêt de Haye - 54518 Vandœuvre-Lès-Nancy
[2] LEMTA, UMR 7563, CNRS
2, Avenue de la Forêt de Haye - 54518 Vandœuvre-Lès-Nancy
*(auteur correspondant : ophelie.caballina@univ-lorraine.fr)

Résumé - L'impact d'une goutte sur une paroi surchauffée en régime d'ébullition de film est un phénomène très répandu dans nombreux procédés industriels ou environnementaux comme le refroidissement par spray ou les moteurs à combustion interne. Le but de cette étude expérimentale est de caractériser les phénomènes de tranfert de chaleur et de masse au cours de l'impact afin de les modéliser. Les champs instantanés de température à l'intérieur de la goutte sont ainsi mesurés par fluorescence induite par plan laser alors que le flux extrait à la paroi est caractérisé par thermographie infra-rouge. L'influence de la vitesse d'impact sur les mécanismes de transfert à l'intérieur de la goutte, sur son échauffement et sur le flux de chaleur extrait à la paroi est mise en évidence dans cette étude.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, m^2/s
D	diamètre initial de la goutte, m
e	épaisseur du substrat, m
q	densité de flux thermique, W/m^2
R	rapport de fluorescence
T	température, K
V	vitesse d'impact, m/s
We	nombre de Weber, $We = (\rho V^2 D)/\sigma$
$\widetilde{Z}_n$	impédance thermique

Symboles grecs

ϵ	émissivité du dépôt
λ	conductivité thermique, W/m/K
ρ	masse volumique du liquide, kg/m^3
σ	tension de surface du liquide, N/m
θ	température réduite, K
$\widetilde{\theta}_n$	transformée de θ
$\widetilde{q}_n$	transformée de q

1. Introduction

L'utilisation de sprays est l'un des procédés les plus efficaces pour dissiper des flux de chaleur importants. La pulvérisation de l'eau sous forme de gouttelettes permet d'accroître considérablement la surface des échanges avec la paroi et facilite l'évaporation de l'eau qui s'accompagne par l'absorption de calories. Dans le traitement thermique des aciers, le refroidissement par spray est ainsi une des techniques les plus efficaces ; à échange thermique égal, le débit d'eau utilisé est moindre par rapport à des jets d'eau impactant. Dans cette application, le refroidissement démarre à des températures bien supérieures à la température d'ébullition du liquide, de l'ordre de 600 °C, entraînant la formation quasi-instantanée d'une couche de vapeur entre la goutte et la paroi. Ce phénomène est appelé ébullition en film ou régime de Leidenfrost [1]. Cette couche de vapeur modifie grandement la dynamique d'étalement des gouttes. Dans ce régime d'ébullition en film, le rebond et l'éclatement de la goutte sont les seuls régimes

observés. Même si l'épaisseur du film vapeur est très mince (typiquement quelques dizaines de micromètres), du fait de sa faible conductivité thermique, les transferts thermiques entre le liquide et la paroi sont significativement réduits [2]. Ainsi, une compréhension complète des caractéristiques de la dynamique mais aussi des transferts chaleur lorsque qu'un spray interagit avec une surfaces à très haute température est encore nécessaire pour améliorer les capacités de prédiction dans ce domaine et permettre ainsi une optimisation des procédés industriels.

L'impact de gouttes sur des surfaces solides en régime de Leidenfrost a ainsi fait l'objet de nombreuses études durant les dernières décennies, néanmoins les mécanismes ne sont que partiellement connus. Ceci est principalement dû à la dépendance de ces phénomènes à de nombreux paramètres, qui ne peuvent pas être facilement modifiés indépendamment. Un nombre important de ces études se sont intéressées à la dynamique de l'impact en caractérisant la vitesse des gouttelettes sortantes. De même, la distribution des tailles de gouttelettes secondaires en régime d'éclatement a été largement étudiée dans la littérature pour des températures au-dessus de la limite de Leidenfrost. Ces travaux s'intéressant au bilan global d'énergie mécanique lors de l'impact ont récemment été enrichis par une étude permettant de décrire la dynamique de l'étalement de la goutte au cours de cet impact avec une prise en compte de la présence de la couche de vapeur [3]. Concernant le transfert de chaleur et de masse lors de l'impact, les travaux récents de Dunand et al.[4] ont permis de mesurer expérimentalement l'échauffement du liquide et le flux de chaleur extrait à la paroi lors de l'impact. Pour appréhender les phénomènes de transferts, la mesure de la quantité de chaleur extraite à la paroi est importante (puisqu'elle permet d'évaluer l'efficacité du refroidissement), mais il faut également pouvoir mettre en évidence les transferts de chaleur à l'intérieur de la goutte au cours de sa déformation. Pour les plus grosses gouttes, Dunand et al.[2] ont en effet montré que la contribution majoritaire au refroidissement est la variation de chaleur sensible du liquide.

Le but de cette étude expérimentale est de caractériser les phénomènes de transfert de chaleur au cours de l'impact pour à terme pouvoir les modéliser. Nous avons ainsi développé une technique d'imagerie basée sur la fluorescence induite par laser permettant de mesurer les champs de température à l'intérieur de la goutte en un seul tir laser dans le but d'obtenir une mesure instantanée. Le flux de chaleur extrait à la paroi est quantifié par de l'imagerie par caméra infrarouge en face avant couplée à un modèle de conduction inverse. Les résultats présentés dans ce travail le sont pour le cas d'une goutte d'eau isolée impactant une paroi surchauffée pour différentes vitesses d'impact.

2. Dispositif expérimental et techniques de mesure

2.1. Génération des gouttes

Le dispositif expérimental (figure 1) permet de s'intéresser au cas simplifié d'une goutte impactant une paroi en régime d'ébullition en film. Les gouttes sont produites grâce à un système de compte-goutte constitué d'un pousse-seringue et d'une aiguille. Les gouttes se détachent de l'aiguille sous l'effet de leur poids avec une taille parfaitement reproductible d'environ 2,5 mm. Elles tombent sur une fenêtre en saphir chauffée à 600°C. Le saphir étant un très bon conducteur thermique, il est inséré dans un bloc de cuivre chauffé dans la masse par des cartouches chauffantes et est chauffé par conduction. La vitesse d'impact de la goutte est contrôlée par sa hauteur de chute. Pour éviter une dérive de la température d'injection, l'aiguille est placée derrière une paroi refroidie assurant une protection thermique.

Dans cette étude, les mesures de température à l'intérieur de la goutte et les mesures du flux de chaleur extrait à la paroi sont découplées et deux chaînes d'acquisition autour de ce

dispositif ont été développées indépendamment (figures 1 et 2 respectivement). Une barrière optique constituée d'une diode laser et d'une photodiode est placée sur la trajectoire des gouttes, permettant de synchroniser les systèmes d'acquisition sur la chute des gouttes.

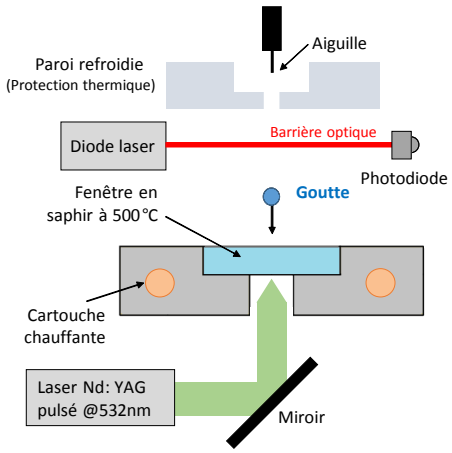

Figure 1 *: Dispositif expérimental pour l'acquisition des images LIF*

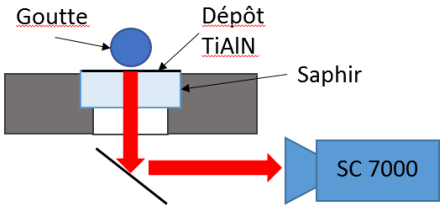

Figure 2 *: Dispositif de thermographie infrarouge*

2.2. Acquisition et traitement des images LIF

2.2.1. Choix des colorants

La fluorescence induite par laser (LIF) s'appuie sur la dépendance en température de l'émission de fluorescence de certains colorants organiques. D'autres facteurs agissent également sur l'intensité du signal LIF en plus de la température. En particulier, le signal est affecté par la transmission de la lumière dans l'écoulement ou par la dispersion de la lumière par des interfaces liquide/gaz dans des écoulements diphasiques. Il en va de même de la variation du volume de liquide éclairé au cours de la mesure. Ces problèmes étant présents dans notre cas d'étude, nous avons utilisé un rapport R des intensités de signaux mesurés par des détecteurs opérant dans des bandes spectrales différentes. Ce rapport de fluorescence permet d'éliminer la plupart des problèmes évoqués précédemment. Les méthodes ainsi basées sur un rapport d'intensités sont désignées par la suite par 2cLIF. Pour que le rapport de fluorescence R soit sensible à la température, une première solution consiste à mélanger deux colorants répondant différemment à la température. Une autre solution est d'utiliser un colorant dont le spectre d'émission se déforme avec la température.

Plusieurs travaux récents ont démontré qu'il était possible de caractériser des champs de température en utilisant une nappe laser pour exciter la fluorescence. Les premiers essais dans le cas de l'impact d'une goutte sur une paroi ont été réalisés avec un laser continu et ont permis d'accéder à des informations moyennées dans le temps [4]. Si on souhaite réaliser des mesures instantanées, un laser pulsé est nécessaire, car il permet d'injecter une énergie considérable sur quelques nanosecondes. Néanmoins, certains traceurs voient leur sensibilité à la température diminuer avec l'augmentation de la puissance d'excitation [5]. Le choix des colorants et des bandes spectrales est donc rendu plus délicat avec l'utilisation d'un laser pulsé. Chaze et al. [5] ont récemment proposé un couple de colorants avec une très bonne sensibilité à la température à puissance d'excitation laser élevée. Il s'agit du couple associant la fluorescéine, dont la sensibilité en température est élevée et ne dépend pas de la puissance d'excitation, avec la sulforhodamine 640 insensible à la température quelle que soit cette puissance. De plus, le décalage entre

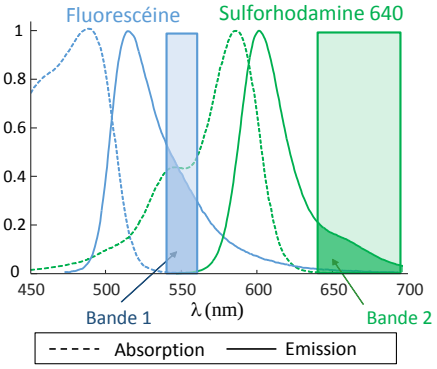

Figure 3 *: Choix des bandes de détection*

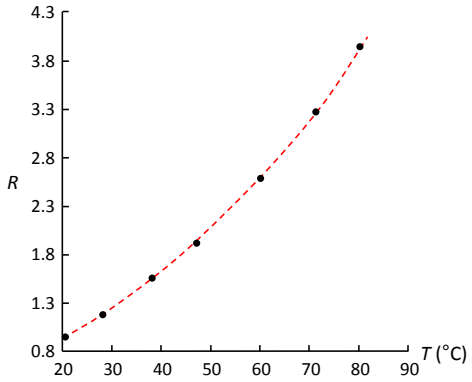

Figure 4 *: Evolution du rapport de fluorescence en fonction de la température*

les spectres d'émission de ces deux colorants permet de sélectionner des bandes spectrales de détection dominées par le signal de fluorescence émis par un seul colorant (figure 3). La courbe de sensibilité en température du rapport du signal de fluorescence R pour ce couple est présentée sur la figure 4. Cette calibration a été réalisée dans une cuve régulée en température. La fluorescence est induite par un laser pulsé et mésurée par deux caméras munies de filtres interférentiels. La température est mesurée par un thermocouple de type K avec une incertitude de $\pm$ 0.5 °C. La dispersion sur le rapport de fluorescence à l'intérieur de l'image pour un champ de température uniforme est de 1,5 %.

2.2.2. Chaîne de détection LIF

Dans cette étude, les gouttes sont ensemencées avec le couple de colorants mentionnés précédemment. Le faisceau provenant d'un laser Nd :YAG pulsé à 532 nm est transmis à travers la fenêtre de saphir et éclaire la goutte en chute libre par le dessous (figure 1). Le diamètre du faisceau (environ 6 mm) est bien plus grand que la taille des gouttes. Ainsi, la fluorescence est excitée en volume à l'intérieur des gouttes. Le tir du laser est synchronisé sur la chute des gouttes grâce à la barrière optique. Le dispositif permet de retarder le tir du laser et ainsi de balayer la période d'impact pour reconstituer l'évolution du champ de température au cours du temps. Deux caméras CCD (3296 x 2472 pixels, 12 bits, 5,5 μm), munies de filtres interférentiels permettant la sélection des bandes de détection, sont disposées derrière le même objectif macro avec un grandissement x2. Grâce à la transparence de la fenêtre de saphir, le champ de température peut être observé par vue de dessous ou par vue de côté.

2.2.3. Obtention des champs de température

La correspondance spatiale des deux images est assurée par une méthode de repositionnement spatial avec interpolation sub-pixel s'appuyant sur la visualisation d'une grille de points régulièrement espacés. A partir des coordonnées des points de la grille sur les deux images, un programme de détection établit ensuite une transformation mettant en correspondance les pixels des deux caméras. Dans un deuxième temps, le rapport de fluorescence est obtenu par une division des deux images repositionnées et est converti en température grâce à la calibration de la figure 4. Cette étape de conversion nécessite également une prise de référence du rapport fluorescence dans une situation où la température est connue, ce qui est fait ici sur des gouttes avant impact pour lesquelles la température d'injection est parfaitement connue. Les champs

de température sont ainsi déterminés avec une bonne résolution spatiale de 11 μm x 11 μm. L'incertitude de mesure sur la température a été évaluée par une étude de la propagation de l'erreur de mesure sur les intensités de fluorescence en tenant compte de la dynamique de la caméra. A cette incertitude relative, il faut ajouter les $\pm$ 0.5 °C d'imprécision sur la température de référence. Une précision de 0,5 °C a été estimée dans les régions où le signal est le plus intense et de l'ordre de 0,7 °C dans les régions où le signal est plus faible [5].

2.3. Acquisition et traitement des images de thermographie IR

2.3.1. Dispositif expérimental

Le flux de chaleur extrait à la paroi est déduit de la mesure de la température de paroi par thermographie infrarouge. Une caméra munie d'un capteur InSb (bande spectrale [1-6,7] μm) dont la résolution maximale est de 320 x 256 pixels pour une fréquence d'acquisition de 383 Hz est utilisée. En réalisant un fenêtrage avec une résolution réduite à 60 x 80 pixels, la cadence d'acquisition peut atteindre $3,5$ kHz. Une couche mince de TiAlN (≈ 300 nm) est déposée sur le substrat de saphir rendant ainsi sa surface opaque et émissive dans l'infrarouge. L'intérêt du TiAlN réside à la fois dans ses propriétés mécaniques qui lui permettent de résister à l'oxydation dans un environnement à 600 °C ainsi que dans ses propriétés optiques. L'émissivité du dépôt a été mesurée entre $1,5$ μm et 6 μm par méthode réflective en comparaison à un miroir parfait. La valeur moyenne sur cette bande spectrale a été estimée à $\epsilon = 0,93$ avec une dispersion inférieure à 10 $\%$. Cette émissivité élevée permet de s'affranchir de la plus grande partie des flux environnants qui pourraient être réfléchis sur la surface. On s'assure donc que le flux reçu par la caméra est uniquement composé du flux propre émis par la face impactée. La visualisation s'effectue par dessous grâce à un miroir de renvoi (Figure 2).

Seul l'écart de température induit par la présence de la goutte est nécessaire pour l'estimation du flux de chaleur extrait par la goutte. L'incertitude sur la mesure de cet écart a été estimée en observant une scène isotherme et stationnaire. Après correction de la non-uniformité (NUC), une dispersion de 0,1$\%$ autour de la valeur moyenne du signal est observée. Pour les écarts de température mesurées sur nos expériences, cela conduit à une erreur de l'ordre de 0,5°C.

2.3.2. Modèle de conduction et estimation du flux de surface

La géométrie du problème permet une modélisation axisymétrique du transfert de chaleur par conduction dans la paroi en saphir (figure 5). Sous cette hypothèse, l'équation de la chaleur en instationnaire s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} \tag{1}$$

avec les conditions aux limites suivantes :

Avec $q(r, z = 0, t)$ la densité de flux extrait par la goutte si l'on néglige les pertes convectives et radiatives. Ce problème peut être analytiquement résolu en utilisant une double transformation de Laplace et de Hankel [6]. Pour cela, on introduit la variable réduite $\theta = T - T_{support}$ qui après transformation est notée $\widetilde{\bar{\theta}}_n$ On obtient après simplification, dans les espace de Hankel et Laplace, une expression de la température réduite en face avant ($z = 0$) en fonction de la densité de flux extrait par la goutte $\widetilde{\bar{q}}_n(z = 0)$ et de l'impédance $\widetilde{\bar{Z}}_n$ qui dépend uniquement de la géométrie ainsi que des propriétés thermiques du matériau.

en $r = R, T = T_{support}$, (2)

en $r = 0, \dfrac{\partial T}{\partial r} = 0$, (3)

en $z = e, T = T_{support}$, (4)

en $z = 0, \lambda \dfrac{\partial T}{\partial z} = q(r, z = 0, t)$, (5)

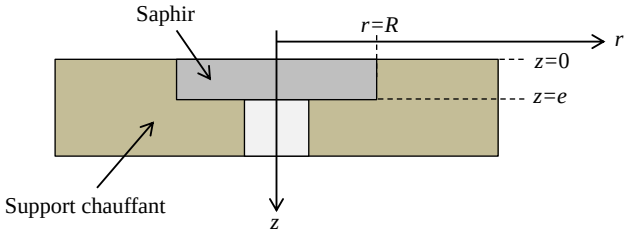

Figure 5 *: Configuration étudiée*

$$\widetilde{\bar{\theta}}_n(z=0) = \widetilde{\bar{Z}_n}\, \widetilde{\bar{q}}_n(z=0) \tag{6}$$

Il est alors possible à partir de la mesure de la température de surface, d'en déduire un flux de paroi de façon analytique. Cette inversion peut également être réalisée numériquement à l'aide d'un solveur par éléments finis où l'on applique à chaque pas de temps la température mesurée expérimentalement comme condition aux limites en face avant. On peut ainsi obtenir la densité de flux instantané ainsi que des grandeurs intégrées comme le flux thermique instantané ou encore l'énergie prélevée par l'impact de la goutte. Cette méthode a été privilégiée dans le travail présenté ici.

3. Résultats et discussions

3.1. Echauffement du liquide au cours de l'impact

Du fait de l'illumination utilisée, la goutte est éclairée de façon globale dant tout son volume et la profondeur de champ des caméras dépasse largement la taille de la goutte. Ainsi, le champ de température est en quelque sorte moyenné sur toute la profondeur de la goutte. Sur les figures 6 et 7, les champs de température mesurés sont présentés pour deux nombres de Weber. L'un correspond à un cas en régime de rebond (figure 6) et l'autre à un cas en régime d'éclatement (figure 7). Pour ces deux exemples, des vues de côté et de dessous sont présentées afin d'avoir une réprésentation des gradients de température dans le deux directions. L'échauffement de la goutte au cours de l'impact y est clairement visible ainsi que l'influence du nombre de Weber sur les tranferts de chaleur internes à la goutte.

Dans le cas du faible nombre de Weber, la température est relativement homogène dans la goutte au cours de l'impact sous l'effet du brassage du liquide par l'écoulement interne. Le lien avec la dynamique de l'étalement est clairement visible avec une accélération de l'échauffement lorque la lamelle devient très fine et que l'on s'approche de l'étalement maximal, autour de 6 ms. Dans la phase de rétractation, la surface d'échange avec la paroi diminue et l'échauffement est ralenti jusqu'à atteindre un maximum. Pour un nombre de Weber plus élevé, l'écoulement interne est plus rapide pendant l'étalement et une augmentation de la température est observée sur les bords de la goutte où un bourrelet entoure la lamelle. Grâce aux vues de dessous, on peut observer le développement d'une instabilité à l'interface du bourrelet avec l'apparition de doigts de digitation. La formation de ces motifs conduit à une fragmentation de la lamelle en fines gouttelettes de température différente. La surface d'échange avec la paroi reste donc significative et on ne parle plus dans ce cas de phase de rétractation. L'échauffement de la goutte est ainsi accru avec le nombre de Weber. Une fois, la fragmentation observée, l'échauffement demeure invariant au nombre de Weber.

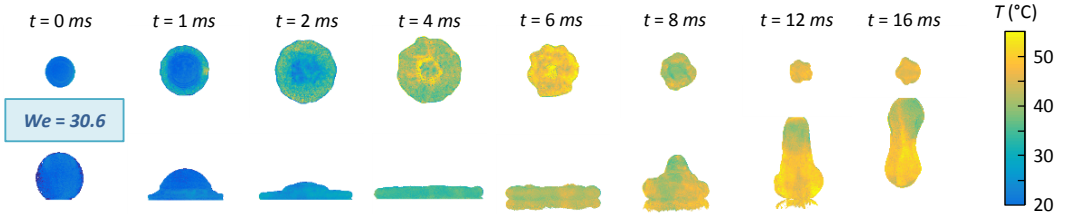

Figure 6 *: Evolution temporelle des champs de température au cours de l'impact pour une goutte de 2.5 mm de diamètre avec un Weber d'impact de 30.6.*

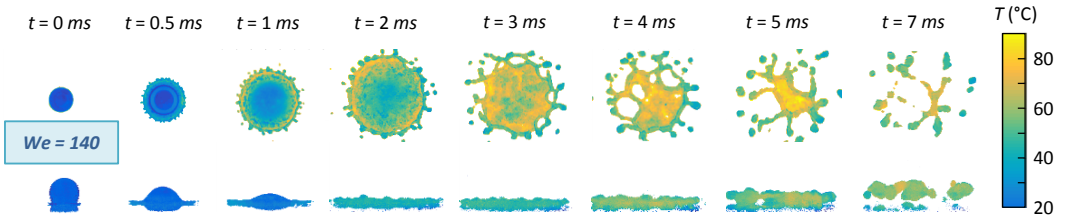

Figure 7 *: Evolution temporelle des champs de température au cours de l'impact pour une goutte de 2.5 mm de diamètre avec un Weber d'impact de 140.*

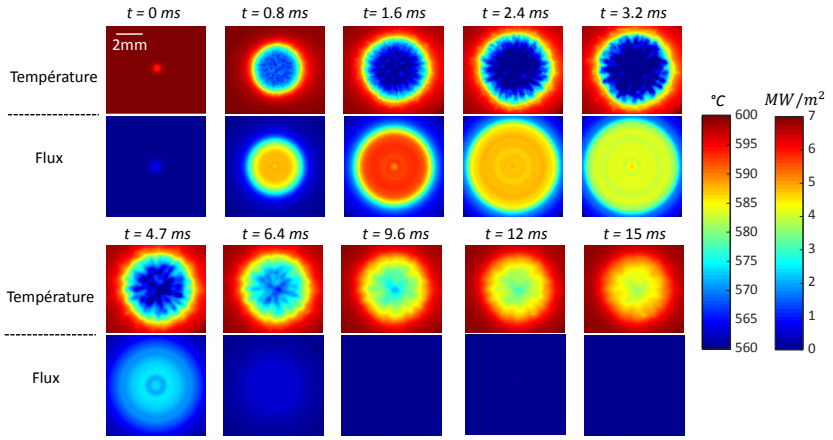

Figure 8 *: Température de paroi mesurée et densité de flux estimée dans le cas d'une goutte de 2.5mm de diamètre pour* $We = 140$

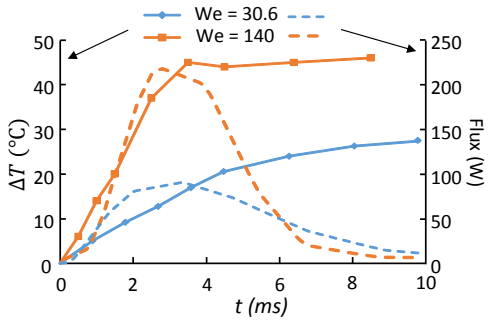

Figure 9 *: Elévation moyenne de température du liquide et flux extrait à la paroi en fonction du temps pour deux nombres de Weber*

3.2. Température et flux de paroi

La figure 8 représente l'évolution des températures mesurées en face avant au cours de l'impact pour $We = 140$. Sont également représentés les densités de flux calculés à partir de ces

mesures en supposant la symétrie axiale. Les densités de flux mesurés dans cette configuration sont de l'ordre de quelques MW/m^2 qui correspond aux ordres de grandeur obtenus dans des études pécédentes [7].

On peut voir que le refroidissement de la surface et donc le flux de chaleur extrait suivent l'évolution de l'échauffement du liquide de la figure 7. La densité de flux de chaleur augmente fortement dans les premiers instants de l'impact puis diminue alors que la surface refroidie continue de s'étendre. Le flux de chaleur prélevé à la paroi par la goutte est ainsi maximal un peu avant l'étalement maximum de la goutte et diminue ensuite jusqu'à s'annuler à la fin du temps de séjour de la goutte près de la paroi. On observe grâce à ces résultats qu'il existe un lien direct entre la dynamique d'impact de la goutte et les transferts qui ont lieu à la surface grâce au couplage des deux techniques utilisées (figure 9).

4. Conclusion

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à la caractéristion des échanges de chaleur pour une goutte d'eau millimétrique impactant une paroi en régime d'ébullition en film. Les champs instantanés de température à l'intérieur de la goutte ont été obtenus par fluorescence induite par plan laser. Les cartes obtenues pour différentes vitesses d'impact ont permis de mettre en évidence un lien entre la dynamique d'étalement et les transferts de chaleur internes à la goutte. L'augmentation de l'énergie inétique d'impact entraînant une dynamique d'étalement plus rapide, les gradients thermiques sont plus prononcés entre le bourrelet plus épais et la lamelle se formant dans la phase d'étalement. En complément, des mesures de température en face avant de la paroi par thermographie infra-rouge ont permis de faire également ce lien concernant les densités de flux et le flux total extrait à la paroi. Le couplage de ces deux techniques a montré avec ces premiers résultats la possibilité d'établir un bilan énergétique au cours de l'impact et pourra permettre d'évaluer dans une future analyse non seulement les transferts de chaleur mais les transferts de masse.

Références

[1] A.L. Biance, C. Clanet and D. Quere, Leidenfrost drops, *Phys. of Fluids*, 15-6 (2003) 1632-1637.

[2] P. Dunand, G. Castanet, M. Gradeck, F. Lemoine and D. Maillet, , Heat transfer of droplets impinging onto a wall above the Leidenfrost temperature, *CRM*, 341-1/2 (2013) 75-87.

[3] G. Castanet, O. Caballina and F. Lemoine, Drop spreading at the impact in the Leidenfrost boiling, *Phys. of Fluids*, 27-6 (2012).

[4] P. Dunand, G. Castanet and F. Lemoine, A two-color planar LIF technique to map the temperature of droplets impinging onto a heated wall, *Exp. in Fluids*, 52-4 (2012) 843-856.

[5] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet and F. Lemoine, The saturation of the fluorescence and its consequences for laser-induced fluorescence thermometry in liquid flows, *Exp. in Fluids*, 57-4 (2016) 2142-2150.

[6] M. Gradeck, J. A. Ouattara, B. Remy and D. Maillet, Solution of an inverse problem in the Hankel space - Infrared thermography applied to estimation of a transient cooling flux, *Exp. Thermal and Fluid Sci.*, 36 (2012) 56-64.

[7] P. Dunand, G. Castanet, G. Gradeck, D. Maillet and F. Lemoine, Energy balance of droplets impinging onto a wall heated above the Leidenfrost temperature, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 44 (2013) 170-180.