

Reconstruction précise du flux thermique lors de l'impact d'une goutte par thermographie IR sur substrat chauffé en saphir.

Thomas POTAUFÉUX^{1*}, Ophélie CABALLINA¹, Thierry CZERWWIEC², Guillaume CASTANET¹

¹ Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

² Institut Jean Lamour, Campus Artem, 2 allée André Guinier, 54011 Nancy

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

Résumé - La pulvérisation liquide permet une dissipation thermique efficace, mais ses mécanismes restent difficiles à analyser. L'étude de l'impact d'une goutte unique par thermographie infrarouge offre un accès non intrusif aux champs de température. Toutefois, la mesure à travers un substrat en saphir est limitée par son émission propre et son absorption radiative. Des méthodes correctives simples améliorent partiellement la précision, mais présentent des limites selon les conditions expérimentales. Une approche couplant conduction et rayonnement via la méthode des quadripôles thermiques permet une reconstruction rapide et précise du flux thermique, avec un gain de précision pouvant atteindre plusieurs dizaines de pour cent.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]	α	coefficient d'absorption [m^{-1}]
d	droplet (goutte)	θ	température réduite [K]
h	coefficient de convection [$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$]	ε	émissivité
q	densité de flux thermique [W m^{-2}]	ρ	coefficient de réflexion
L	longueur du domaine [m]	τ	coefficient de transmission
N	flux de photon	κ	conductivité thermique [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]
T	température, [K ou °C]	o	initial

1. Introduction

L'impact de gouttes sur des surfaces chaudes intervient dans de nombreuses applications de gestion thermique, telles que le refroidissement par spray, la sûreté nucléaire, la métallurgie ou l'électronique. Le transfert de chaleur associé résulte de mécanismes fortement couplés entre hydrodynamique, changement de phase et conduction thermique. Sa caractérisation expérimentale demeure délicate en raison des flux thermiques élevés, pouvant dépasser plusieurs $\text{MW} \cdot \text{m}^{-2}$ [1], et du caractère transitoire de l'interaction goutte-surface, dont la durée de contact dépend fortement des conditions d'impact et de température de paroi [2]. Une description fine des mécanismes de transfert nécessite des mesures résolues spatialement et temporellement du flux thermique extrait à la paroi, obtenues par des méthodes indirectes reposant sur la mesure de la température de surface et la résolution du problème inverse de conduction.

Les thermocouples constituent une technique robuste pour la mesure de la température en paroi, mais leur faible résolution spatiale limite la reconstruction des champs thermiques sous une goutte impactante. La thermographie infrarouge rapide, non intrusive, permet d'accéder à des champs de température fortement résolus et constitue une alternative prometteuse. Deux configurations sont distinguées : les mesures en face arrière sur substrats opaques, conduisant à un problème inverse mal posé en raison de la diffusion thermique dans l'épaisseur [3], et les mesures en face avant à travers des substrats transparents à l'infrarouge. Ces dernières, rendues

possibles par l'utilisation de substrats semi-transparents revêtus d'une couche mince émissive, conduisent à une reconstruction du flux thermique bien posée.

En raison de sa forte transmission infrarouge et de son effusivité thermique relativement faible, le saphir est devenu le matériau de référence pour ce type de mesures [4]. Toutefois, sa transmission est limitée par une coupure spectrale autour de $\lambda_{\text{cut}} \approx 3,5 \mu\text{m}$, au-delà de laquelle le matériau devient absorbant et émissif, ce qui peut biaiser la mesure de température de surface. Si le filtrage spectral permet de réduire cet effet, il entraîne une diminution significative du signal, notamment à température modérée. Une approche alternative consiste à exploiter l'ensemble de la bande spectrale de la caméra et à corriger a posteriori l'émission propre du substrat, comme proposé par Bucci *et al.*[5] dans le cadre de l'ébullition en bassin. Le présent travail s'inscrit dans cette démarche et vise à améliorer la caractérisation métrologique du transfert de chaleur lors de l'impact de gouttes sur surfaces chaudes, en évaluant les performances et les limites de la thermographie infrarouge et en proposant une méthodologie adaptée à l'étude des régimes transitoires associés aux impacts de gouttes individuelles.

2. Dispositif expérimental

L'impact d'une goutte individuelle sur une paroi chauffée est étudié dans des conditions expérimentales rigoureusement contrôlées, détaillé dans Potaufoux *et al.*[6] et schématisé sur la Figure 1. Une fenêtre en saphir (qualité optique, planéité $< \lambda/10$) est revêtue d'une couche de TiAlN ($\sim 2 \mu\text{m}$), déposée par PVD en collaboration avec l'Institut Jean Lamour, pour sa résistance à l'oxydation et à l'usure, ainsi que sa forte émissivité infrarouge. Cette couche, très mince, n'introduit pas de résistance thermique significative et présente un caractère hydrophile (angle de contact $\sim 10^\circ$). La goutte d'eau de qualité HPLC+, générée par une aiguille calibrée via un pousse-seringue et transportée dans un tuyau thermalisé, tombe naturellement par gravité et impacte le substrat.

Le saphir est intégré dans un bloc chauffant en acier inoxydable équipé de quatre cartouches de 200 W, assurant un contrôle uniforme de la température par régulation PID. Le rayonnement émis par le dépôt TiAlN est collecté par une caméra infrarouge (Telops M1K, 640×512 pixel, $25 \mu\text{m}/\text{pixel}$, bande spectrale $1,5\text{--}5,4 \mu\text{m}$) via un miroir en argent incliné à 45° , avec un objectif 50 mm (grandissement $\sim 3\text{--}4\times$) pour un champ de vision de $20 \times 25 \text{ mm}$ (résolution $70 \mu\text{m}/\text{pixel}$). La caméra est réglée à 2000 images/s avec un temps d'exposition maximal de $100 \mu\text{s}$ sur une fenêtre de 320×248 pixel.

La dynamique de l'impact est enregistrée simultanément par une caméra rapide (Phantom VEO-E 310L, 640×480 pixel, jusqu'à 10 000 images/s) en ombroscopie, rétroéclairée par un panneau de LED haute puissance. L'objectif macro 150 mm f/2.8 offre une résolution spatiale de $24 \mu\text{m}/\text{pixel}$ sur la zone d'impact, avec un angle de visée latéral d'environ 20° par rapport à l'horizontale.

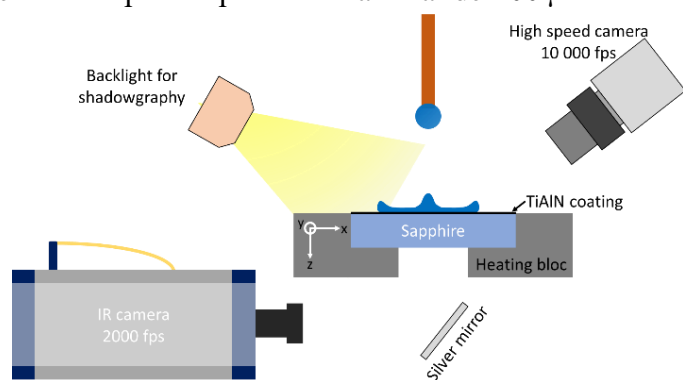


Figure 1: Dispositif expérimental utilisé

3. Reconstruction du flux de chaleur par mesure du champ de température

L'évaluation du flux de chaleur sur la face avant du substrat repose sur la résolution d'un problème inverse de conduction thermique dans le saphir. Cette reconstruction utilise la méthode des quadripôles thermiques, permettant de déterminer température et flux par convolution entre la température mesurée et l'impédance thermique du substrat. Le problème

consiste à estimer le flux sur la face supérieure ($z = 0$) et la température à l'intérieur d'un parallélépipède de dimensions $L_x \times L_y$ et d'épaisseur e . La solution combine un champ stationnaire $T_{ss}(x, y, z)$, sans interaction avec la goutte, et une réponse transitoire $\theta(x, y, z, t) = T(x, y, z, t) - T_{ss}(x, y, z)$ induite par l'impact de la goutte. Avant chaque impact, un temps suffisamment long est respecté afin de garantir que l'état stationnaire est atteint soit $\theta(x, y, z, t = 0) = 0$. Il s'agit donc de résoudre l'équation de la chaleur instationnaire en 3D :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (1)$$

avec a la diffusivité thermique du saphir. À l'instant initial, l'ensemble du bloc est à température uniforme et connue :

$$\theta(x, y, z, t = 0) = 0 \quad (2)$$

Les conditions aux limites sont

$$\text{en } x = 0 \text{ et en } x = L_x, \quad \theta = 0 \quad (1)$$

$$\text{en } y = 0 \text{ et en } y = L_y, \quad \theta = 0 \quad (2)$$

$$\text{en } z = 0, \quad \kappa \frac{\partial \theta}{\partial z} = -q^d(x, y, t) - h^F \theta \quad (3)$$

$$\text{en } z = e, \quad \kappa \frac{\partial \theta}{\partial z} = -h^R \theta \quad (4)$$

Ici, κ est la conductivité thermique du saphir et q^d représente la densité de flux imposée par la goutte. Les coefficients h^F et h^R représentent les coefficients de convection naturelle respectivement sur la face supérieure et sur la face inférieure. La solution est obtenue en appliquant une transformée de Laplace dans le temps et une double transformée en sinus dans l'espace (selon x et y),

$$\bar{\theta}(x, y, z, s) = \int_0^\infty \theta(x, y, z, t) e^{-st} dt \quad (7)$$

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z, t) = \int_0^L \int_0^L \theta(x, y, z, t) \sin(\alpha_n x) \sin(\alpha_m y) dx dy, \quad (8)$$

où $\alpha_n = n \pi / L$ avec n égal ou supérieur à 0, ce qui permet de ramener l'équation de la chaleur (1) en une équation différentielle ordinaire selon la direction z :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\theta}_{n,m}}{\partial z^2} - \gamma_{n,m}^2 \tilde{\theta}_{n,m} = 0,$$

avec $\gamma_{n,m}^2 = \alpha_n^2 + \alpha_m^2 + \frac{s}{a}$. Cette équation, avec les conditions aux limites (3) and (4), est résolue grâce aux quadripôles thermiques. La relation entre les températures et les flux aux surfaces est donnée par :

$$\begin{bmatrix} \tilde{\theta}_{n,m}(z=0, s) \\ -\tilde{q}_{n,m}^d - h^F \tilde{\theta}_{n,m}(z=0, s) \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} A_{n,m}(z=0, s) & B_{n,m}(z=0, s) \\ C_{n,m}(z=0, s) & D_{n,m}(z=0, s) \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\theta}_{n,m}(z=e, s) \\ -h^R \tilde{\theta}_{n,m}(z=e, s) \end{bmatrix} \quad (9)$$

avec $A_{n,m}(z, s) = D_{n,m}(z, s) = \cosh(\gamma_{n,m} z)$, $B_{n,m}(z, s) = \frac{1}{\kappa \gamma_{n,m}} \sinh(\gamma_{n,m} z)$ et $C_{n,m}(z, s) = \kappa \gamma_{n,m} \sinh(\gamma_{n,m} z)$. Ce système permet d'obtenir l'impédance thermique Z qui relie la température en face avant avec le flux en face avant induit par l'impact de la goutte, q^d :

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z=0, s) = \tilde{Z}_{n,m}(s) \cdot \tilde{q}_{n,m}^d(s) \quad (10)$$

$$\tilde{Z}_{n,m}(s) = \frac{-B_{n,m}(z=0, s) h^F h^R + A_{n,m}(z=0, s) h^F + D_{n,m}(z=0, s) h^R + C_{n,m}(z=0, s)}{A_{n,m}(z=0) + B_{n,m}(z=0, s) h^R} \quad (11)$$

Dans le cas où la convection naturelle est négligée, c'est à dire $h^F = 0$ et $h^R = 0$, l'expression de l'impédance thermique $\tilde{Z}_{n,m}$ se simplifie par : $\tilde{Z}_{n,m}(s) = -\frac{1}{\kappa \gamma_{n,m} \tanh(\gamma_{n,m} e)}$ (12)

De la même manière, il est possible de déterminer la température dans la profondeur

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z, s) = \tilde{T}_{n,m}(z, s) \cdot \tilde{\theta}_{n,m}(z=0, s) \quad (13)$$

$$\text{avec} \quad \tilde{T}_{n,m}(z, s) = B_{n,m}(z, s) \left(h^F + \frac{1}{\tilde{Z}_{n,m}(s)} \right) + D_{n,m}(z, s) \quad (14)$$

Plutôt que de résoudre les équations (10) ou (13), qui nécessite de faire la transformée en Laplace des images, il est plus facile et stable numériquement de résoudre ces équations dans le domaine temporel. Pour cela, la transformée de Laplace inverse est appliquée aux matrices d'impédance et de transmittance : $\tilde{Z}_{n,m}(t) = \mathcal{L}^{-1}(\tilde{Z}_{n,m}(s))$ et $\tilde{T}_{n,m}(z, t) = \mathcal{L}^{-1}(\tilde{T}_{n,m}(z, s))$. Grâce aux propriétés de la transformée de Laplace, les équations (10) ou (13) deviennent :

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z = 0, t) = \tilde{Z}_{n,m}(t) * \tilde{q}_{n,m}^d(t) \quad (15)$$

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z, t) = \tilde{T}_{n,m}(z, t) * \tilde{\theta}_{n,m}(z = 0, t) \quad (16)$$

où * représente l'opérateur de convolution. Il convient de souligner que la fonction d'impédance $\tilde{Z}_{n,m}(t)$, obtenue par transformée de Laplace inverse, demeure difficile à calculer avec précision pour des valeurs de t très faibles. Une solution consiste à calculer l'intégrale temporelle de cette matrice. Le terme d'impédance apparaissant dans la convolution peut ainsi être réécrit comme le produit de son intégrale temporelle et de la dérivée temporelle du flux de chaleur :

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z = 0, t) = \left(\int_0^t \tilde{Z}_{n,m}(u) du \right) * \left(\frac{d}{dt} \tilde{q}_{n,m}^d \right) \quad (17)$$

Cette équation permet de déterminer $\frac{d}{dt} \tilde{q}_{n,m}^d$ qui nécessitera d'être intégré pour retrouver la densité de flux échangée avec la goutte. Cette méthode ne requière aucune régularisation, notamment grâce à la très faible épaisseur du dépôt qui n'induit pas de filtrage ni déphasage. Finalement, une double transformée inverse en sinus est appliquée pour revenir dans le domaine spatial du champ de densité de flux $q^d(t_i)$ et de température $\theta(x, y, z, t_i)$:

$$\theta(x, y, z, t_i) = \sum_{m=0}^{N_y} \sum_{n=0}^{N_x} \tilde{\theta}_{n,m}(z, t_i) \sin(\alpha_n x) \sin(\alpha_m y) \quad (18)$$

$$q^d(x, y, t_i) = \sum_{m=0}^{N_y} \sum_{n=0}^{N_x} \tilde{q}_{n,m}^d(t_i) \sin(\alpha_n x) \sin(\alpha_m y) \quad (19)$$

Les calculs associés aux équations (15–19) sont intrinsèquement parallélisables sur chaque mode (n,m). De plus, des implémentations rapides de la transformée en sinus discrète (DST) et de son inverse (iDST), sont disponibles dans les bibliothèques scientifiques usuelles. Optimisée pour le calcul haute performance, cette approche permet de traiter 2000 images infrarouges de résolution 248×320 pixels, en considérant 256×256 modes, en environ 5 secondes sur un processeur Intel Core i9-14900K. Elle est ainsi environ deux ordres de grandeur plus rapide que des méthodes numériques classiques telles que les éléments finis ou les différences finies habituellement utilisées dans de précédentes études, tout en offrant une précision comparable.

4. Model radiatif pour la prise en compte de l'émission propre du saphir

Dans le cadre de cette étude, les mesures infrarouges se font en face avant, à travers une fenêtre en saphir sur lequel un dépôt émissif a été fait. Le saphir n'étant pas parfaitement transparent aux IR, une partie du rayonnement thermique émis par le dépôt est absorbée par le saphir et son émission intrinsèque vont contribuer au flux de photons détectés par la caméra IR. Cette section décrit la modélisation de l'influence du saphir sur le signal radiatif détecté par la caméra. L'approche repose sur un modèle radiatif inspiré de travaux antérieurs, notamment ceux de Bucci *et al.* [5]. Une attention particulière a été portée à la caractérisation des propriétés d'absorption du saphir jusqu'à 500 °C, couvrant ainsi l'ensemble de la gamme de températures pertinentes pour la présente étude et pour l'étude de l'impact de gouttes d'eau de façon plus générale.

Le flux de photon arrivant à la camera N_p peut se décomposer en trois contributions, une issue provenant du dépôt émissif de TiAlN : $N_c(T_c, \lambda)$, une venant du saphir : $N_s(T_s, \lambda)$ et une troisième provenant d'une source extérieure pouvant se refléter : $N_{amb}(T_{amb}, \lambda)$ sur la face arrière du saphir. Les coefficients de réflexion aux interfaces n'étant pas nuls, les réflexions internes multiples doivent être prises en compte.

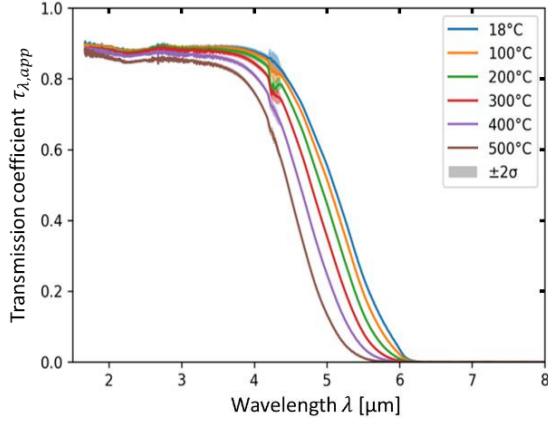


Figure 2 : Transmission apparente d'un saphir de 5mm d'épaisseur mesurée à différentes températures

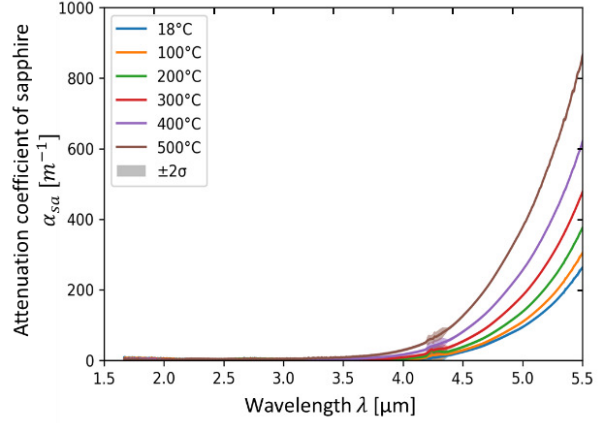


Figure 3 : Coefficient d'absorption linéique du saphir estimée pour différentes températures

L'ensemble de ces phénomènes peuvent se représenter comme suit :

$$N_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [N_c(T_c, \lambda) + N_s(T_s, \lambda) + N_{amb}(T_{amb}, \lambda)] d\lambda \quad (20)$$

L'émission spectrale radiative d'un corps noir est modélisée par la loi de Planck :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (21)$$

Le flux de photons s'évalue en divisant la radiance $B_\lambda(T)$ par l'énergie des photons E_λ :

$$\phi_{BB}(\lambda, T) = B_\lambda(T)/E_\lambda, \quad (22)$$

Le flux de photons des différentes sources est donc le flux de photons d'un corps noir, pondéré par les émissivités et les réflexions multiples qui interviennent au sein du saphir. Pour développer ce modèle, il a été nécessaire de caractériser le système optique à savoir : le coefficient de réflexion aux interfaces dépôt-saphir $\rho_{\lambda,c}$ et saphir-air $\rho_{\lambda,s}$, le coefficient d'absorption du saphir $\tau_{\lambda,s} = \exp\left(-\int_0^e \alpha_\lambda dz\right)$, avec α_λ le coefficient linéique d'absorption du saphir et les émissivités du dépôt $(1 - \rho_{\lambda,c})$ et du saphir $dN_s(\lambda, z)$. En considérant un volume élémentaire d'épaisseur dz à la température $T(z)$, $dN_s(\lambda, z) = \alpha_\lambda \phi_{BB}(\lambda, T(z)) dz$. Il est important de noter que, les coefficients α_λ , $\rho_{\lambda,c}$ et les émissivités sont fonction de la température mais cette dépendance n'a pas été explicitement indiquée afin d'alléger l'écriture.

Le spectromètre utilisé pour cette étude est un Vertex 80V (Bruker), avec une source dans le moyen infrarouge (MIR), associée à un détecteur DTGS, permettant d'explorer la gamme spectrale [1,6–22] μm . La Figure 2 montre la transmission apparente $\tau_{\lambda,app}$ d'un saphir d'épaisseur 5mm à différentes températures. Il est possible de constater que sa transmission chute à partir de 3,5 μm et cette diminution est d'autant plus importante que la température croît. La littérature sur le coefficient de réflexion $\rho_{\lambda,s}$ est bien fournie et montre son invariance avec la température [7]. La mesure de la transmission du saphir et la connaissance du coefficient de réflexion rendent possible la détermination du coefficient d'absorption du saphir α_λ à différentes températures, visible sur la Figure 3. Par ailleurs, une mesure en réflexion du TiAlN déposé sur le saphir a permis de déterminer le coefficient de réflexion apparent et a montré que le dépôt était parfaitement opaque dans la gamme étudiée. Enfin, le coefficient de réflexion du dépôt sur le saphir a pu être estimée. Il est apparu que ce coefficient était indépendant de la température dans la plage spectrale et de température étudiée. Grâce à ces coefficients, le flux de photon provenant du dépôt émissif peut être calculé comme:

$$N_c(T_c, \lambda) = \tau_{\lambda,app} \cdot (1 - \rho_{\lambda,c}) \cdot \phi_{BB}(\lambda, T_c) \quad (23)$$

Avec $\tau_{\lambda,app} = \tau_{\lambda,s}(1 - \rho_{\lambda,s}) \sum_{n=0}^{\infty} (\rho_{\lambda,c} \rho_{\lambda,s} \tau_{\lambda,s}^2)^n = \frac{\tau_{\lambda,s}(1 - \rho_{\lambda,s})}{1 - \rho_{\lambda,c} \rho_{\lambda,s} \tau_{\lambda,s}^2}$, la transmission apparente.

Le flux de photon émis au sein du saphir est isotrope et peut être calculé comme :

$$N_s(\lambda) = \epsilon_{\lambda}^+ N_s^+(\lambda) + \epsilon_{\lambda}^- N_s^-(\lambda) \quad (24)$$

avec $N_s^+(\lambda) = \int_0^e dN_s(\lambda, T(z)) \exp(-\alpha_{\lambda} \cdot (e - z)) dz$, les photons émis partant initialement vers le dépôt et $N_s^-(\lambda) = \int_0^e dN_s(\lambda, T(z)) \exp(-\alpha_{\lambda} \cdot z) dz$, les photons émis partant initialement vers l'interface saphir-air. Les coefficients ϵ^- et ϵ^+ sont les émissivités apparentes : $\epsilon_{\lambda}^- = \frac{\rho_{\lambda,s} \tau_{\lambda,s} (1 - \rho_{\lambda,c})}{1 - \rho_{\lambda,c} \rho_{\lambda,s} \tau_{\lambda,s}^2}$, $\epsilon_{\lambda}^+ = \frac{(1 - \rho_{\lambda,s})}{1 - \rho_{\lambda,c} \rho_{\lambda,s} \tau_{\lambda,s}^2}$. Finalement, le flux de photons issus d'une source extérieure pouvant se refléter sur le saphir est modélisé par :

$$N_{amb}(\lambda, T_{amb}) = \rho_{\lambda,app} \phi_{BB}(\lambda, T_{amb}) \quad (25)$$

où $\rho_{\lambda,app}$ est le coefficient de réflexion apparent avec,

$$\rho_{\lambda,app} = \rho_{\lambda,s} + \frac{\rho_{\lambda,c} \tau_{\lambda,s}^2 (1 - \rho_{\lambda,s})^2}{1 - \rho_{\lambda,c} \rho_{\lambda,s} \tau_{\lambda,s}^2}. \quad (26)$$

Afin d'évaluer la pertinence de ce modèle radiatif, le signal détecté expérimentalement par la caméra infrarouge a été comparé pour des échantillons portés à différentes températures, dans trois configurations différentes : (i) un saphir nu placé devant un corps noir réglé à $T_{amb} = 20^\circ\text{C}$, (ii) un saphir revêtu de TiAlN, et (iii) une surface de corps noir ($\epsilon=0,95$) située à la même distance de la caméra que les échantillons en saphir. Dans chaque cas, le signal mesuré a été corrigé du bruit de lecture de la caméra.

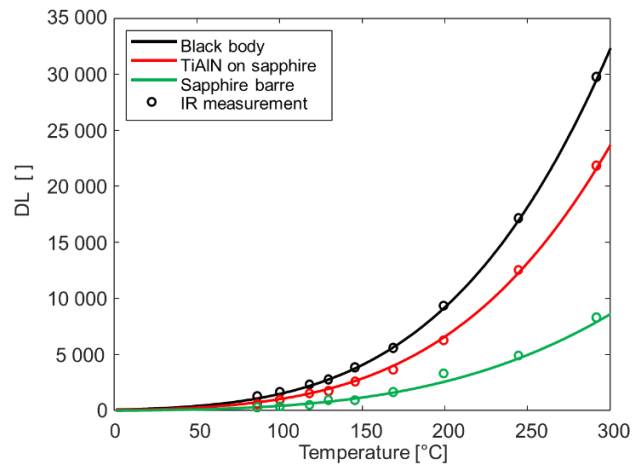


Figure 4 : Comparaison entre les mesures issues de la caméra IR et le modèle

La Figure 4 présente l'évolution du signal en fonction de la température avant impact, sans gradient thermique dans le saphir. Le modèle donnant des valeurs de N et la caméra des DL, une valeur (unique) reliant le modèle et la caméra IR a été déterminée grâce au corps noir. Les points correspondent aux mesures expérimentales et les lignes en trait plein aux prédictions du modèle radiatif décrit précédemment. Pour le corps noir, seule la contribution N_c est prise en compte, avec $\tau_{\lambda,app} = 1$, $\rho_{\lambda,c} = 0,05$ et $\rho_{\lambda,app} = 0$. Pour le saphir nu, N_c est calculé en supposant $\rho_{\lambda,c} = \rho_{\lambda,s}$ et une température de surface égale à celle du saphir. L'accord entre le modèle et les mesures est très satisfaisant pour les trois configurations, montrant que le modèle reproduit correctement les effets d'émission et d'absorption du saphir. Les résultats confirment que la contribution radiative du saphir est significative pour l'échantillon revêtu de TiAlN : l'émission d'un saphir nu est environ 60 % plus faible que celle du saphir revêtu.

5. Prise en compte du modèle radiatif pour la correction des images IR

Le modèle radiatif présenté à la section 4 évalue la contribution du substrat en saphir en supposant ce dernier uniforme et à température initiale T_0 , soit $\theta(x, y, z > 0, t) = 0$ et permet de déterminer $\theta(x, y, z = 0, t)$. Une fois cette température de surface estimée, le modèle de conduction thermique (section 3) permet de calculer la distribution $T_j(z)$ dans le saphir, généralement sur au moins 10 points de discrétisation en z , concentrés près de la surface pour plus de précision. Une distribution linéaire, légèrement renforcée près de la surface s'est avérée la plus efficace pour reconstruire le champ de température. À partir de $T_j(z)$, les flux de photons

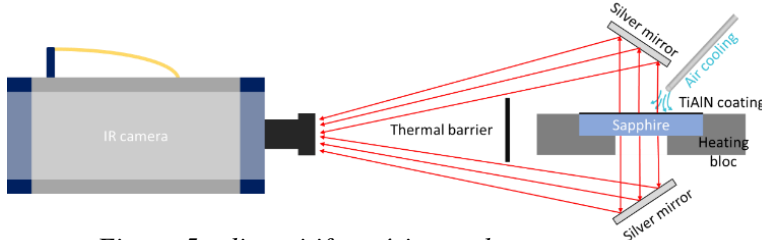


Figure 5 : dispositif expérimental permettant d'observer par IR la face supérieure et inférieure du dépôt

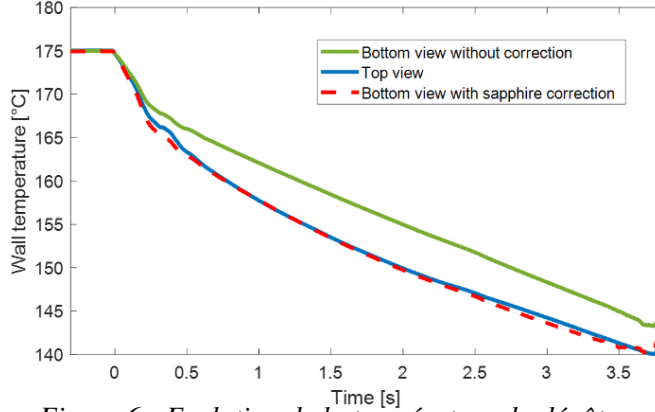


Figure 6 : Evolution de la température du dépôt

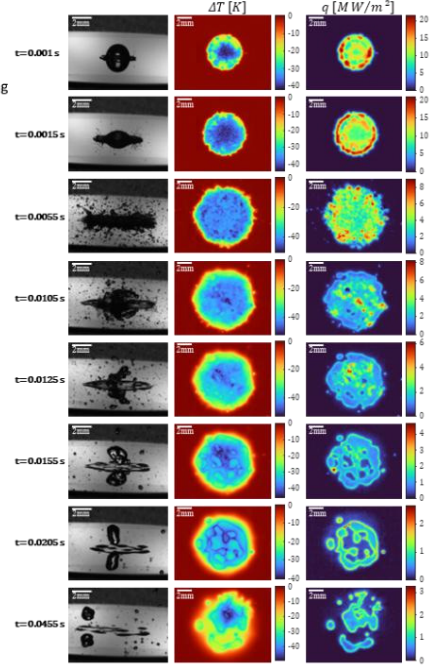


Figure 7 : Impact d'une goutte sur une paroi à $T_0=200^\circ\text{C}$ à $We=93$

émis par le saphir N_{sj} et par le dépôt N_{cj} sont calculés selon le modèle radiatif, puis la température de surface θ_j est mise à jour. Cette nouvelle température θ_j permet de calculer $T_{j+1}(z)$ et le processus est répété jusqu'à convergence. Le coefficient d'absorption α_λ n'est pas actualisé pendant l'itération et sa dépendance en température selon z est négligée, ce qui a un impact mineur sur la précision, les variations de température restant limitées à quelques dizaines de degrés pour des gouttes millimétriques. Pour une faible différence de température, la Figure 3 montre que le coefficient α_λ varie faiblement, il est donc supposé constant à T_0 , ce qui permet de pré-calculer $\epsilon_\lambda^\pm$ et de réduire le coût numérique pour les intégrales de l'équation (24).

6. Importance de la correction

La méthode de reconstruction proposée doit être validée expérimentalement afin de garantir la fiabilité des températures de surface estimées. La stratégie de validation adoptée s'inspire grandement de celle développée par Yoo *et al.* [8]. Dans le présent travail, la température mesurée à travers le substrat est comparée à une température de référence, dans des conditions transitoires représentatives des impacts de gouttes. Cette validation permet de confirmer la pertinence du couplage conduction–rayonnement employé. Grâce à deux miroirs en argent, la caméra IR observe la face avant et la face arrière du saphir en même temps (Figure 5). Dans un premier temps, deux lois de calibration sont déterminées, une pour la face supérieure et une pour la face inférieure. Pour cela les niveaux numériques (DL) de la caméra sont mesurée pour les deux faces, par paliers de température successifs entre 50 °C et 300 °C. Les niveaux numériques varient avec la température selon une loi de type Planck : $DL(T) = \frac{A}{\exp(\frac{B}{T+273})-1}$.

Les coefficients A et B sont déterminée par régression linéaire pour les deux faces. Un dispositif de refroidissement par air est ensuite ajouté afin d'imposer une variation brusque de la température de la surface chauffée. L'évolution temporelle de la température de surface, en face supérieure et en face inférieure est étudiée à une fréquence d'acquisition de 500 Hz. Finalement, la température mesurée via la face inférieure est comparée, avec et sans correction de la section 5, avec la température directement mesurée de la face supérieure.

La figure 6 montre un exemple d'estimation de la température pour une température de paroi initiale $T_0=175\text{ °C}$. Si aucune correction n'est appliquée, la mesure de la température réalisée via la face arrière est alors largement surestimée, avec une différence pouvant atteindre plus de 5 °C pour un refroidissement de 20 °C . Il est intéressant de remarquer que l'erreur reste faible dans les premiers instants, tant que le gradient de température dans l'épaisseur du saphir reste négligeable.

7. Exemple de reconstruction lors d'un impact

La reconstruction du flux thermique pour un impact sur une paroi à 200 °C et un nombre de Weber de 93 est présentée à la Figure 7. Dès l'impact et pendant l'étalement de la goutte, de nombreux sites de nucléation s'activent. À l'étalement maximal, la pulvérisation du film liquide en spray provoque un refroidissement maximal de la paroi de 45 °C , tandis qu'une partie du film reste en contact et le reste rebondit. Ce cas illustre le potentiel de la métrologie proposée, dont les résolutions spatiale et temporelle permettent d'étudier des phénomènes transitoires et localisés. Le modèle radiatif-conductif du saphir autorise des études paramétriques selon température et vitesse d'impact, ainsi que des comparaisons quantitatives des flux thermiques maximaux et de la densité de sites de nucléation.

8. Conclusion

La reconstruction du flux de chaleur lors de l'impact d'une goutte sur un substrat en saphir nécessite de prendre en compte l'auto-émission thermique du substrat, particulièrement critique pour des températures inférieures à 300 °C . L'émission propre du saphir s'ajoute à celle du dépôt, introduisant un biais significatif. Une méthode reposant sur la résolution du champ de température interne, prenant en compte le refroidissement induit par l'impact, a été développée. Elle s'appuie sur la méthode des quadripôles thermiques et une double transformée sinusoïdale, offrant un calcul rapide et précis. Généralement, une ou deux itérations suffisent pour déterminer avec précision la température de surface et le flux extrait. La discrétisation en profondeur peut être réduite à une dizaine de points et un faible nombre de modes sinusoïdaux, tandis que la reconstruction du flux de surface peut nécessiter plus de modes selon la résolution recherchée. Expérimentalement, la méthode est validée par la mesure de la température de chaque côté du dépôt : sans correction, la température traversant le saphir est surestimée, tandis qu'avec correction, les deux mesures coïncident.

Références :

- [1] G.Castanet et al., The Leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface." *International Journal of Heat and Mass Transfer* 160 (2020): 120126.
- [2] Gottfried et al., The Leidenfrost phenomenon: film boiling of liquid droplets on a flat plate. *International Journal of heat and mass transfer*, 9(11)(1966), 1167-1188.
- [3] E. Teodori et al., Thermographic analysis of interfacial heat transfer mechanisms on droplet/wall interactions with high temporal and spatial resolution, *Experimental Thermal and Fluid Science* 96 (2018), 284–294.
- [4] G. Castanet et al., Transient evolution of the heat transfer and the vapor film thickness at the drop impact in the regime of film boiling, *Physics of Fluids* 30 (2018) 122109.
- [5] M. Bucci et al., A mechanistic IR calibration technique for boiling heat transfer investigations, *International Journal of Multiphase Flow* 83 (2016) 115–127.
- [6] T. Potaufoux et al., Heat flux reconstruction in droplet impact experiments using infrared thermography through sapphire. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 256 (2026), 128069.
- [7] Dobrovinskaya, E. R., Lytvynov, L. A., & Pishchik, V. (2009). Properties of sapphire. In *Sapphire: Material, Manufacturing, Applications* (pp. 55-176). Boston, MA: Springer US.
- [8] Yoo et al., An accurate wall temperature measurement using infrared thermometry with enhanced two-phase flow visualization in a convective boiling system. *International Journal of Thermal Sciences*, 90 (2015), 248-266.