

Mesures de température de surface des composants face au plasma dans les tokamaks par pyrométrie active.

Stéphane AMIEL¹, Thierry LOARER¹, Christine POCHEAU¹, Hélène ROCHE¹, Marie-Hélène AUMEUNIER², Eric GAUTHIER¹, Christophe LE NILIOT³ et Fabrice RIGOLLET³

¹CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France

²OPTIS, ZE de La Farlède, F-83078 Toulon Cedex 9, France

³Aix-Marseille Univ, IUSTI, UMR CNRS 6595, F-13453 Marseille, France

Résumé - Dans les machines de fusion de type ITER, les composants face au plasma seront en métal (béryllium et tungstène). Ainsi, les températures de surface mesurées par des systèmes infrarouges vont devenir un enjeu majeur en raison d'une émissivité faible et variable entraînant une contribution non négligeable des flux réfléchis dans le flux total collecté par les caméras IR. La mesure par pyrométrie active présentée dans ce papier permet une mesure de température de surface ponctuelle indépendante des flux réfléchis. A partir de cette mesure, la correction d'une image 2D, entachée d'une erreur obtenue par thermographie standard, est présentée.

1. Introduction

Dans les machines de fusion actuelles, telles que JET, Tore Supra, ... la connaissance du flux de chaleur en interaction avec les composants face au plasma (CFP) est un enjeu majeur pour assurer la sécurité des installations. Une mesure fiable, précise et en temps réel de la température de surface de ces composants est essentielle afin d'assurer la sécurité des CFPs ainsi que l'étude de l'interaction plasma paroi. Jusqu'à maintenant, la plupart des tokamaks étaient équipés de CFPs en carbone, matériau d'émissivité connue et élevée ($\epsilon > 0.8$). Dans ces conditions, la contribution du flux réfléchi dans le flux total collecté par les caméras IR standards était négligeable et la température de surface mesurée par thermographie IR standard [1] demeurait fiable. Cependant, dans les futures machines de fusion telles que les projets WEST [2] ou ITER [3], le carbone sera remplacé par des matériaux métalliques comme le tungstène ou le béryllium [4]. Ces matériaux ayant une faible émissivité (0.1-0.4), la contribution du flux réfléchi dans le flux collecté ne sera plus négligeable et la mesure de température de surface des CFPs sera erronée.

Dans cette publication, la pyrométrie active est présentée comme un moyen permettant de mesurer la température de surface T_0 indépendamment de l'émissivité et du flux réfléchi [5]. Le principe de cette méthode est basé sur une augmentation temporelle de la température de surface de la cible $\Delta T(t)$, faible par rapport à T_0 , qui induit uniquement une variation temporelle du flux émis. Dans ces conditions, l'augmentation temporelle du flux de photon venant de la surface chauffée ne dépend pas des flux émis et réfléchis mais seulement de variation de l'émission due au $\Delta T(t)$ introduit. La composante temporelle du signal mesuré par un détecteur IR présente alors 3 inconnues : T_0 , l'émissivité du matériau ϵ et $\Delta T(t)$. Le rapport de deux mesures effectuées simultanément à deux longueurs d'ondes différentes permet d'éliminer la variation de température. Le rapport d'émissivité qui en résulte peut être mesuré ou supposé connu : dès lors, le rapport des deux signaux ne dépend plus que de la température T_0 de la surface étudiée.

La première partie de cette publication présente le principe de la pyrométrie active alors que l'installation expérimentale est présentée dans la seconde partie. Les résultats expérimentaux et leurs analyses sont rapportés et discutés dans la troisième partie. Enfin à partir de cette mesure ponctuelle de T_0 , la correction d'une image 2D, entachée d'une erreur obtenue par thermographie standard, est présentée.

2. Principe de la pyrométrie active

La luminance L_λ^e quittant une cible opaque à la température T_0 et reçue par un détecteur IR à la longueur d'onde λ , suivant la loi de Kirchoff avec une réflectivité diffuse, dans un environnement supposé noir à la température T_{env} s'écrit :

$$L_\lambda^e = \varepsilon'_\lambda L_\lambda^\circ(T_0) + (1 - \varepsilon'_\lambda) L_\lambda^\circ(T_{env}) \quad (1)$$

où $L_\lambda^\circ(T)$ est la luminance du corps noir à la température T et ε'_λ l'émissivité spectrale directionnelle.

Cette équation met en évidence que pour une émissivité faible, la contribution du flux réfléchi est une inconnue supplémentaire en plus de la valeur absolue de l'émissivité. Le flux réfléchi peut devenir prépondérant dès que l'émissivité devient faible (inférieure à 0.5) et/ou que la température de l'environnement devient égale ou supérieure à la température de la cible. Il devient d'autant plus important que la surface est spéculaire au contraire d'une surface lambertienne où le flux est réfléchi dans toutes les directions.

Le signal délivré par un détecteur visant une surface à une température T_0 ne permet pas de séparer le flux émis du flux réfléchi. En supposant (thermographie IR standard) que tout le flux collecté provient de l'émission de la cible et que le flux réfléchi venant de l'environnement est négligeable, la contribution du flux réfléchi devient importante en même temps que l'émissivité de la surface diminue.

Pour des émissivités élevées (>0.8), le flux réfléchi peut être négligé contrairement aux faibles émissivités où il doit être considéré. Par exemple, pour une surface à 400°C dans un environnement à 700°C , la température mesurée est de 490°C pour une émissivité de 0.9 alors qu'elle est de 850°C avec une émissivité de 0.3.

La pyrométrie active est basée sur une élévation locale et temporelle, $\Delta T(t)$, de la température. Dans ces conditions, la précédente équation peut s'écrire au second ordre avec $\Delta T(t) \ll T_0$:

$$\begin{aligned} L_\lambda^e(T(t)) = \varepsilon'_\lambda \left[L_\lambda^\circ(T_0) + \Delta T(t) \frac{\partial L_\lambda^\circ}{\partial T}(T_0) + \frac{(\Delta T(t))^2}{2} \frac{\partial^2 L_\lambda^\circ}{\partial T^2}(T_0) \right] + (1 - \varepsilon'_\lambda) L_\lambda^\circ(T_{env}) \\ + \Delta T(t) [L_\lambda^\circ(T_0) - L_\lambda^\circ(T_{env})] \frac{\partial \varepsilon'_\lambda}{\partial T} + \frac{(\Delta T(t))^2}{2} [L_\lambda^\circ(T_0) - L_\lambda^\circ(T_{env})] \frac{\partial^2 \varepsilon'_\lambda}{\partial T^2} \\ + (\Delta T(t))^2 \frac{\partial \varepsilon'_\lambda}{\partial T} \frac{\partial L_\lambda^\circ}{\partial T}(T_0) \end{aligned} \quad (2)$$

Pour $\Delta T(t)$ faible devant T_0 (environ 10°C pour des températures de surface de 400 à 600°C), l'émissivité est supposée indépendante de la température. La durée de la mesure est considérée suffisamment brève pour supposer les flux émis et réfléchis constant sur cette période. L'expression devient alors :

$$L_\lambda^e(T(t)) = \varepsilon'_\lambda \left[L_\lambda^\circ(T_0) + \Delta T(t) \frac{\partial L_\lambda^\circ}{\partial T}(T_0) + \frac{(\Delta T(t))^2}{2} \frac{\partial^2 L_\lambda^\circ}{\partial T^2}(T_0) \right] + (1 - \varepsilon'_\lambda) L_\lambda^\circ(T_{env}) \quad (3)$$

L'expression développée au second ordre du signal temporel délivré par un détecteur observant une surface ΔS à travers un angle solide $\Delta \Omega$ s'écrit :

$$S_\lambda(t) = D_\lambda \varepsilon'_\lambda \Delta \Omega \tau_\lambda \Delta \lambda \left[\frac{\partial L_\lambda^\circ}{\partial T}(T_0) \int_{\Delta S} \Delta T(t) dS + \frac{\partial^2 L_\lambda^\circ}{\partial T^2}(T_0) \int_{\Delta S} \frac{\Delta T(t)^2}{2} dS \right] \quad (4)$$

où D_λ est la détectivité du détecteur et τ_λ le taux de transmission du filtre sur la largeur de bande $\Delta\lambda$.

Il y a 3 inconnues dans cette expression : T_0 , ε'_λ et $\Delta T(t)$. Il est à noter que ce signal est proportionnel à la dérivée de la fonction de Planck à la température T_0 , le signal est d'autant plus intense que la température est élevée, en effet la dérivée de la loi de Planck varie similairement à la loi de Planck [6]. Pour être négligeable devant le terme au premier ordre, le terme au second ordre doit représenter moins de 10% du terme au premier ordre. Cette valeur est la valeur au-dessus de laquelle le terme du second ordre n'est plus assimilé au bruit de mesure. Avec de telles conditions sur l'expression du signal à la plus courte longueur d'onde de détection, le rapport des signaux augmente de 3%. Ainsi, le terme au second ordre peut être négligé devant celui au premier ordre lorsque ΔT vérifie :

$$\Delta T \leq \frac{1}{5} \frac{\frac{\partial L_\lambda}{\partial T}(T_0)}{\frac{\partial^2 L_\lambda}{\partial T^2}} \quad (5)$$

La longueur d'onde de détection influe directement sur le ΔT maximal pour exprimer le signal au premier ordre en fonction de ΔT .

La figure 1 présente le ΔT maximal en fonction de la température de surface de la cible. Ainsi, le ΔT admissible pour être dans la partie linéaire du signal augmente en même temps que la température de l'échantillon.

Comme le ΔT est difficile à évaluer avec précision (fonction du waist, de la puissance déposée, de la durée d'impulsion, de la conductivité thermique, de l'absorptivité à la longueur d'onde du laser, du profil du dépôt de flux, de l'état de surface du matériau), il est important de l'éliminer. En conséquence, en travaillant avec deux détecteurs aux longueurs λ_1 et λ_2 , le rapport des signaux permet d'éliminer le terme ΔT ainsi que le facteur géométrique $\Delta\Omega$.

Ainsi dans le cadre de l'approximation de Wien, la température de surface peut s'exprimer :

$$T_0 = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left\{ \frac{S_{\lambda_1} \varepsilon_{\lambda_2} \tau_{\lambda_2} D_{\lambda_2} \Delta\lambda_2 (\lambda_1)^6}{S_{\lambda_2} \varepsilon_{\lambda_1} \tau_{\lambda_1} D_{\lambda_1} \Delta\lambda_1 (\lambda_2)^6} \right\}} \quad (6)$$

où $S_{\lambda_1}/S_{\lambda_2}$ est le rapport des signaux des deux détecteurs, $\Delta\lambda_1$ et $\Delta\lambda_2$ les largeurs des filtres respectivement à λ_1 et λ_2 et, τ_{λ_1} et τ_{λ_2} les taux de transmission de la chaîne d'acquisition à ces longueurs d'onde d'acquisition.

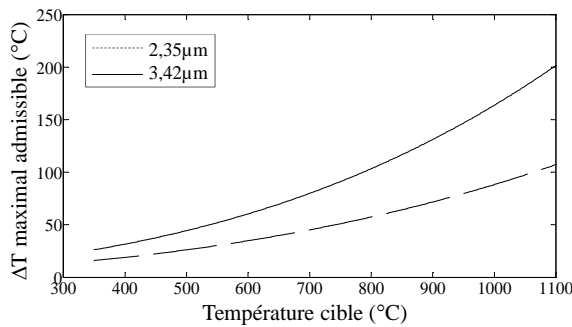


Figure 1. ΔT maximal admissible en fonction de la température de la cible.

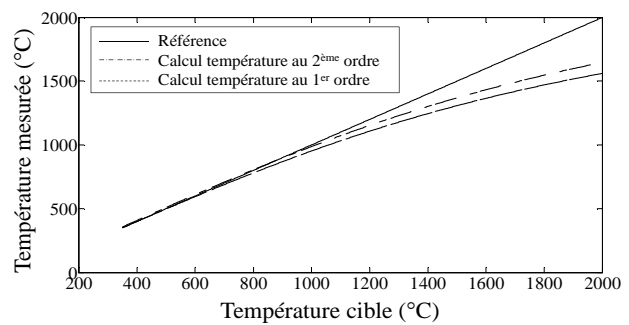


Figure 2. Température mesurée en fonction de la température de l'échantillon.

Pour déterminer la température, il faut aussi connaître le rapport des émissivités $\varepsilon_{\lambda_2}/\varepsilon_{\lambda_1}$. Pour de faibles émissivités, même une légère variation de la valeur entraîne des variations importantes sur le rapport et donc aussi sur la précision de la mesure de T_0 , d'autant plus que

le signal mesuré est faible et l'émissivité peu élevée. Cependant pour les hautes températures (supérieures à 450-500°C dans les expériences effectuées), le rapport peut être supposé constant. Comme pour la pyrométrie bichromatique, les deux émissivités peuvent être supposées égales. Les résultats présentés dans le chapitre 4 suivent cette hypothèse. Pour évaluer les effets du ΔT sur l'estimation de T_0 la température mesurée est présentée en fonction de celle de la cible en considérant le signal des détecteurs au premier et au second ordre, pour ΔT maximal (voir figure 2). Pour notre gamme de température (400°C-600°C), la différence entre la température calculée avec un signal au premier ordre et celle avec un signal au second ordre est d'environ 3%. Pour les températures élevées (supérieures à 1000°C), l'écart entre la température mesurée et la température de l'échantillon est la conséquence de de l'approximation de Wien. Pour nos expériences les deux longueurs d'onde satisfont l'approximation de Wien ($\lambda T \ll 14000 \mu\text{m.K}$).

3. Banc expérimental.

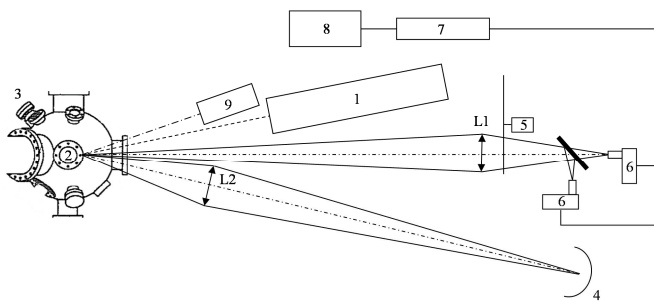


Figure 3. Banc expérimental : 1-Laser YAG; 2-Echantillon; 3-Enceinte à vide; 4-Lampe IR pour simuler l'environnement; 5-Chopper; 6-Détecteurs InSb; 7-Pré-amplificateur; 8-Oscilloscope, 9- caméra IR, L1-lentille de détection ZnS; L2-Lentille ZnS du flux parasite.

Le banc expérimental, présenté figure 3, est composé d'une enceinte à vide (à 10^{-4} Pa) dans laquelle l'échantillon est chauffé en face arrière par un filament de tungstène. L'échantillon est équipé d'un thermocouple de type « Chrome-Alumel » qui est inséré à 5mm du bord de l'échantillon et à 2mm de la surface étudiée. Un laser YAG (1064nm) avec un faisceau de 8mm de diamètre est utilisé pour créer un ΔT sur l'échantillon. La durée d'impulsion est de 160 μ s et l'énergie déposée est de 650mJ. En supposant un dépôt de puissance uniforme dans le temps, homogène et uniquement en surface, alors la variation de température maximale induite par l'impulsion laser est de 35°C pour le tungstène et 20°C pour l'aluminium. Le système de détection est composé d'une lentille ZnS qui collecte le flux sur une surface de 12mm de diamètre sur l'échantillon et le concentre sur deux détecteurs InSb (Judson J10D, pré-amplificateur avec bande passante de DC à 750kHz) refroidis par un moteur « Stirling ». Une lame séparatrice (transmission de 50%), partage le flux collecté entre les deux détecteurs chacun équipé d'un filtre interférentiel respectivement centré à $\lambda_1=2.35 \mu\text{m}$ (largeur de 335nm) et $\lambda_2=3.42 \mu\text{m}$ (largeur de 128.7nm).

Les signaux électriques des détecteurs sont amplifiés et acquis par un oscilloscope de type « Wavesurfer ». Pour simuler la présence d'un flux parasite, une lentille ZnS collecte et focalise le flux, provenant d'une lampe IR, sur l'échantillon. Une caméra IR (Cedip JADE) vise la surface de l'échantillon et enregistre l'évolution de la température de surface. Elle permet d'avoir une mesure 2D et de visualiser l'effet du flux réfléchi sur la mesure pour pouvoir effectuer une comparaison entre une mesure par thermographie IR classique et par pyrométrie active.

4. Résultats expérimentaux et analyses

4.1. Effet du flux réfléchi

Pour ces expériences, un échantillon d'aluminium d'émissivité faible ($\epsilon \sim 0.4$) est porté à 455°C. Une température de source parasite d'environ 800°C provoque une augmentation de 400% de l'amplitude du signal (cf. figure 4).

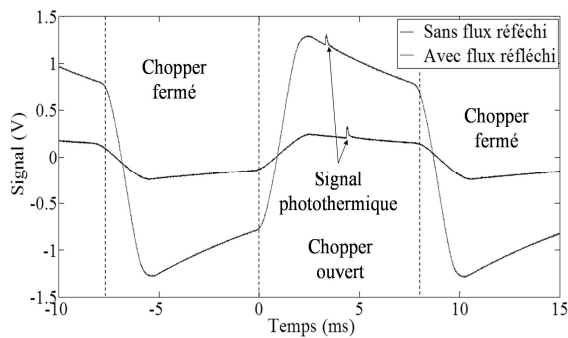


Figure 4. Signal en fonction du temps pour un échantillon d'aluminium ($\epsilon \sim 0.4$), détecteur avec filtre à $2.35\mu\text{m}$, avec et sans flux réfléchi, température de surface, $T=455^\circ\text{C}$.

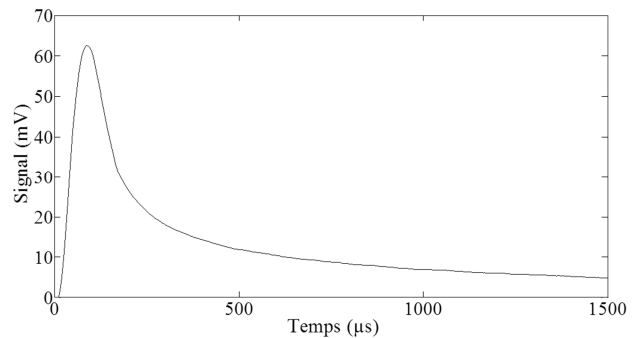


Figure 5. Signal photothermique en fonction du temps, pour un échantillon d'aluminium ($\epsilon \sim 0.4$), moyenné sur 100 impulsions, température de surface 450°C , filtre de détection $3.42\mu\text{m}$.

Les détecteurs utilisés sont des photoconducteurs sensibles aux variations de flux et ne permettent pas de mesurer directement la composante continue du signal, celui-ci doit être modulé par un hacheur mécanique afin d'être détecté. L'évolution du signal mesuré par un détecteur en fonction du temps met en évidence une augmentation de la composante continue du signal en présence d'un flux réfléchi alors que la composante temporelle induite par l'impulsion laser reste constante (cf. figure 4). C'est l'étude de cette composante temporelle, indépendante de flux réfléchi, mesurée par les deux détecteurs qui doit permettre de déterminer la température de surface de l'échantillon (cf. figure 5).

4.2. Mesures

L'étude est réalisée sur des séries d'impulsions laser car l'état de surface de la cible visée n'est pas connue et peut évoluer au cours du temps. Le signal obtenu est moyenné sur 100 impulsions pour minimiser le bruit de mesure qui tend alors vers une valeur constante, un exemple est montré avec la figure 5. L'évolution du signal représente le ΔT induit par l'impulsion laser. Pour des temps d'observation supérieur à la fois à la durée de l'impulsion laser et au temps de réponse des préamplificateurs, $\Delta T(t)$ peut s'exprimer [7] :

$$\Delta T(t) = \frac{\alpha'_{\lambda_0} \cdot P \cdot t_p}{\sqrt{\pi t} \cdot e \cdot \Delta S_e} \quad (7)$$

Où α'_{λ_0} est l'absorptivité du matériau à la longueur d'onde λ_0 , $P \cdot t_p$ l'énergie de l'impulsion laser, e l'émissivité du matériau et ΔS_e la surface chauffée par l'impulsion laser.

Dans la phase de refroidissement après l'impulsion, l'analyse des signaux peut débuter dès que ΔT évolue en $t^{-1/2}$, caractéristique d'une diffusion de la chaleur indépendante des propriétés optiques de la surface étudiée à la longueur d'onde du laser et en particulier aux deux longueurs d'onde de détections. Le rapport des signaux peut être étudié à un instant donné (un seul point) ou intégré sur une courte durée afin d'améliorer la précision du signal. Ainsi, pour les expériences menées, le rapport des signaux a été calculé sur une période où les signaux avaient un comportement caractéristique d'une diffusion de la chaleur en $t^{-1/2}$ [6].

4.3. Echantillon de tungstène

L'échantillon de tungstène consiste à un dépôt de $4\mu\text{m}$ de tungstène sur du polygraphite avec une émissivité estimée à 0.7 ; valeur estimée en thermographie classique pour retrouver

une température de surface identique à celle mesurée par thermocouple. La mesure s'effectue pour différentes températures entre 380 et 520°C (voir tableau 1).

Température thermocouple (°C)	Température mesurées (°C)	Température thermocouple (°C)	Température mesurées (°C)	Température thermocouple (°C)	Température mesurées (°C)
390	391 ± 6	429	419 ± 5	482	478 ± 7
403	401 ± 3	436	452 ± 4	506	493 ± 6
406	382 ± 8	477	481 ± 4	511	512 ± 7

Tableau 1. Températures mesurées pour l'échantillon de tungstène ($\epsilon \sim 0.7$).

échantillon, l'émissivité élevée et la rugosité conduisent à une surface de type lambertienne. Dans ces conditions, le flux réfléchi ne modifie pas significativement les mesures réalisées par thermographie classique. Cette expérience montre que la pyrométrie active est capable de mesurer une température de surface sur les matériaux qui équiperont les futurs tokamaks.

4.4. Echantillon d'aluminium

Dans cette expérience un échantillon d'aluminium « brut de laminage » est utilisé pour étudier un matériau à faible émissivité (0.4) afin d'avoir une contribution du flux réfléchi importante sur les signaux mesurés par thermographie IR classique. L'aluminium a été choisi pour ses propriétés optiques proches du Béryllium.

Les résultats obtenus pour cet échantillon avec la pyrométrie active sont présentés dans le tableau 2. L'hypothèse du rapport des émissivités égal à un est toujours considérée pour calculer la température.

Sans parasite	
Température thermocouple (°C)	Température mesurées (°C)
426	420 ± 7
497	511 ± 9
521	523 ± 11
525	523 ± 13
526	524 ± 6

Avec parasite	
Température thermocouple (°C)	Température mesurées (°C)
430	422 ± 7
497	482 ± 6
498	516 ± 12
522	532 ± 11
524	540 ± 8
525	539 ± 12
525	535 ± 9

Tableau 2. Températures mesurées pour l'échantillon d'aluminium brut de laminage ($\epsilon \sim 0.4$).

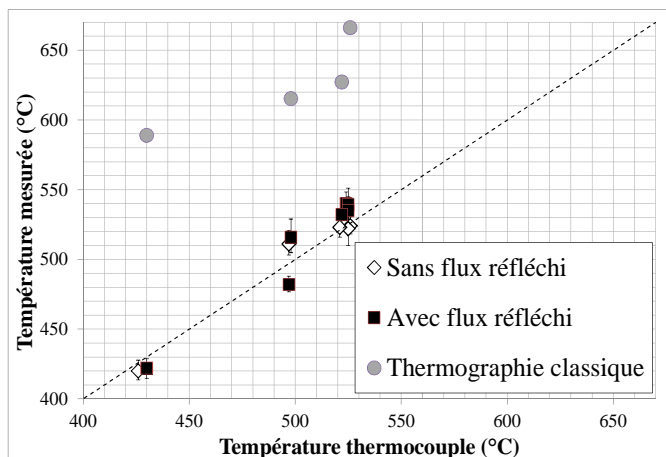


Figure 6. Températures mesurées par pyrométrie active en fonction de la température mesurée avec le thermocouple pour l'échantillon d'aluminium brut de laminage ($\epsilon \sim 0.4$) et températures mesurées par pyrométrie classique avec un flux réfléchi.

Les températures mesurées par pyrométrie active avec et sans flux réfléchi sont équivalentes à celles évaluées par les thermocouples (cf. figure 6), la surestimation observée ($\sim 10^\circ\text{C}$) pour les températures supérieures à 500°C peut être la conséquence d'un rapport d'émissivité différent de un. En effet pour pouvoir retrouver des températures de surface identiques par pyrométrie active, le rapport d'émissivité doit être supposé égal à 1.04. La température mesurée par thermographie IR classique est très largement surestimée puisque pour des températures d'échantillon respectivement de 430°C et 530°C, une température de 590°C et 670°C est

mesurée (cf. figure 6). La pyrométrie active reste une méthode fiable et performante pour réaliser des mesures de température dans un environnement très réfléchissant. Cette expérience

confirme que la méthode de mesures de température de surface par pyrométrie active est bien indépendante du flux réfléchi.

5. Correction sur un système infrarouge

5.1. Effet du flux réfléchi sur une image

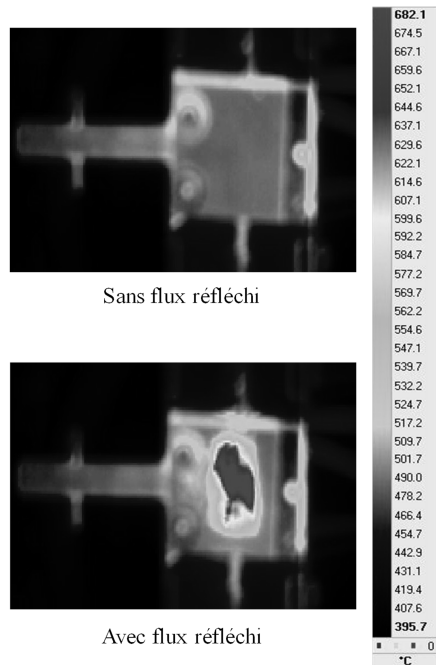


Figure 7. Images obtenue avec la caméra IR pour l'échantillon d'aluminium sans et avec flux réfléchi.

Pour cette expérience, nous travaillons avec un échantillon d'aluminium spéculaire et d'émissivité estimée à 0.4. La cible est à une température de 500°C et le temps d'intégration de la caméra est de 400µs. L'image obtenue avec la caméra [3-5µm, 50Hz, 320x240] montre que le signal mesuré par la caméra augmente de plus de 50% pour certaines zones de la cible (cf. figure 7) :

Température thermocouple	500°C
Emissivité estimée	0.4
Température (sans flux réfléchi)	500 ± 5°C
Température (avec flux réfléchi)	650 ± 150°C

Tableau 3. Résultats mesurés pour l'échantillon d'aluminium en supposant la température de l'environnement à 20°C.

Si le flux reçu par la caméra est considéré comme le flux émis par la surface, l'inversion de ce flux conduira à une température variant de 500°C à 650°C (cf. Tableau 3). Ce résultat confirme qu'un environnement réfléchissant peut modifier la température mesurée par une caméra IR si le flux réfléchi est négligé. Pour de faibles températures d'environnement, le flux réfléchi est faible pour une surface diffuse (et constant pour toutes les directions d'observation) alors que pour une surface spéculaire le flux réfléchi augmente significativement lorsque l'angle d'incidence est égal à l'angle d'observation (angle de réflexion). Pour des températures d'environnements proches ou supérieures à la température de la cible, la contribution du flux réfléchi collectée par une caméra est plus importante et moins dépendante des propriétés de la surface étudiée. Une erreur sur l'émissivité peut avoir des conséquences sur la température mesurée, ainsi une erreur de 0.1 sur une émissivité faible ($\epsilon \sim 0.2-0.4$) peut entraîner une erreur de 50% alors qu'elle engendre moins de 15% d'erreur si l'émissivité est élevée ($\epsilon \sim 0.8-0.9$).

5.2. Corrections d'image

Dans ce paragraphe, il est présenté comment la détermination de la température de surface « locale » (de la taille du faisceau laser) par pyrométrie active peut contribuer à la correction d'une image 2D obtenue avec une caméra IR classique. Deux méthodes sont présentées pour effectuer une correction, chacune suivant une hypothèse différente.

La première hypothèse considère que la température de surface de la zone étudiée par la caméra est uniforme. La véritable température de surface T_0 est mesurée par pyrométrie active et le flux total L_λ^e est mesuré par chaque pixel de la caméra. L'utilisation de l'émissivité estimée pour la caméra IR (Thermographie IR standard basée sur la connaissance de l'émissivité de la surface visée) permet de calculer la contribution du flux parasite pour

chaque pixel. Ainsi la cartographie de la surestimation de température induite par le flux parasite peut être déduite (cf. figure 8 (a)).

La seconde hypothèse considère que le flux réfléchi est uniforme sur la surface étudiée. L'estimation de l'émissivité pour obtenir l'image IR est conservée pour l'ensemble des pixels de la zone chauffée par le laser, nous connaissons la température T_0 (par pyrométrie active), le flux total L_λ^e (par la caméra IR), et il est alors possible de déduire la contribution du flux parasite $L_\lambda^o(T_{env})$. Pour les autres pixels, en conservant le flux parasite calculé, la valeur de flux collecté par chaque pixel permet de retrouver la température T_0 du pixel (cf. figure 8 (b)).

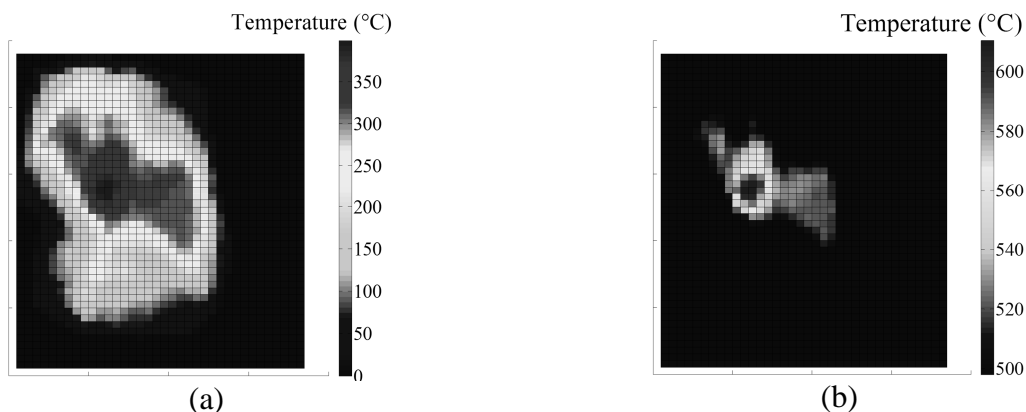


Figure 8. Cartographie de la surestimation de température due au flux réfléchi (a) et cartographie de la température corrigée (b).

L'estimation de l'émissivité utilisée pour la mesure IR originale permet d'obtenir deux images IR corrigées supplémentaires. Les hypothèses effectuées peuvent conduire à des températures aberrantes pour certains pixels qui sont la conséquence d'un changement d'émissivité ou une différence de flux réfléchi mais la combinaison des trois mesures 2D permet une meilleure évaluation de la température de surface de l'échantillon étudié.

6. Conclusion

La méthode de pyrométrie active présentée dans ce papier permet de mesurer la température de surface indépendamment du flux réfléchi dans un environnement très réfléchissant. Pour une gamme de température comprise entre 400 et 600°C, il a été démontré que le flux réfléchi ne modifiait pas la valeur de la température mesurée par cette méthode. En utilisant une température de référence connue ou en l'évaluant par une autre méthode telle que la pyroreflectométrie, la valeur du rapport d'émissivité peut être déterminée pour obtenir une meilleure précision de la méthode et pouvoir réaliser une correction d'image 2D. Ainsi, à partir d'une mesure de température de surface ponctuelle avec un délai inférieur à 500µs, il est possible d'effectuer une correction globale sur une mesure de température. En étendant la mesure ponctuelle à plusieurs points d'une image 2D, il est possible de réaliser la correction d'une image 2D avec la méthode de pyrométrie active.

References

- [1] Gauthier E. et al., J. Nucl. Mater. 390-391 (2009) 1059-1065
- [2] Bucalossi J. et al, Fusion Engineering and Design 86 (2011) 684–688
- [3] Hawryluk R. J. et al, Nuclear Fusion 49 (2009)
- [4] Hirai T. et al, Fusion Engineering and Design 82 (2007) 1839–1845
- [5] Loarer T. et al, J. Nucl. Mater. 363-365 (2007) 1450-1456
- [6] Loarer T. et al., Applied optics 31, N°. 25 (1992) 5350-5358
- [7] Lothon A., Pulsed photothermal pyrometry using fiber optics, Thesis (1994), Paris.