

Mesure de température dans des milieux semi-transparents par imagerie photothermique hétérodyne en transmission

Temperature measurement in semi-transparent media by transmission photothermal heterodyne imaging

Jordan LETESSIER^{1,2,*}, Jérémie MAIRE^{1,2}, Stéphane CHEVALIER^{1,2}

¹Univ. Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400, Talence, France

² Arts et Metiers Institute of Technology, CNRS, Bordeaux INP, Hesam Université, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France

*(auteur correspondant : jordan.letessier@u-bordeaux.fr)

Résumé - La mesure des champs de température dans les milieux semi-transparents nécessite une connaissance des propriétés optothermiques. Si les techniques actuelles sont bien établies pour les couches minces isothermes, elles restent inexplorées pour les couches épaisses présentant des gradients de température. Cette étude propose de généraliser les méthodes actuelles vers les milieux épais en combinant la mesure de transmittance par imagerie photothermique hétérodyne en transmission (TPHI) et sa modélisation optothermique. Dans ce travail, nous montrons ainsi la validité de notre modèle, puis la mesure des coefficients de thermotransmittance et de thermoreflectance pour 3 matériaux différents.

Abstract - Measuring temperature fields in semi-transparent media requires the knowledge of optothermal properties. While current techniques are well established for isothermal thin films, they remain unexplored for thick films with temperature gradients. This study proposes to generalize current methods to thick media by combining transmittance measurement based on transmission heterodyne photothermal imaging (TPHI) and optothermal modeling. In this work, we demonstrate the validity of our model, followed by the measurements of thermotransmittance and thermoreflectance coefficients for 3 different materials.

Nomenclature

a diffusivité thermique, m^2/s
 e épaisseur, m
 f fréquence, Hz
 \mathcal{F} Transformée de Fourier
 k conductivité thermique, $\text{W}/(\text{Km})$
 l_{diff} longueur de diffusion, m
 \bar{n} indice de réfraction complexe
 P puissance, W
 R surface, m^2
 S surface, m^2
 T température, K
 z variable d'espace, m
 δ module des harmoniques
 θ transformée de la température K.s
 κ coefficient de optothermique, K^{-1}

λ longueur d'onde, m
 μ coefficient d'absorption, m^{-1}
 ω pulsation, rad.s^{-1}
 Γ transmittance
Indices et exposants
 $1\ 2$ fréquences hétérodynes
 abs absorbé
 las laser
 R thermoreflectance
 $sonde$ source IR
 S surface
 T thermotransmittance
 V volume

1. Introduction

La mesure de la variation des propriétés optothermiques telles que la thermoréfectance ou thermotransmittance permet une caractérisation fine du transfert de chaleur ou de la chimie à la surface des matériaux ([1], [2]). Ces dernières années ont vu le développement de méthodes de mesure hétérodyne photothermique qui reposent généralement sur l'utilisation d'un laser infrarouge de pompage couplé à un laser visible de sonde, offrant ainsi une haute résolution spatiale ([3]-[6]). La plupart de ces études s'intéressent aux transferts qui ont lieu à la surface des matériaux, principalement sur des monocouches isothermes, et utilisent un signal de sonde dans le domaine du visible, ce qui limite le nombre d'applications possibles notamment vers des systèmes plus complexes composés de multicouches non transparentes dans le visible où bien souvent le champ de température n'est pas uniforme dans l'épaisseur.

Ce travail étend l'utilisation des méthodes TPHI aux couches épaisses présentant un gradient thermique et utilisant une sonde infrarouge. Cela impose de répondre à deux problématiques expérimentales. Premièrement, il faut isoler le signal de transmittance de l'émission propre de l'échantillon et de son environnement. Deuxièmement, il faut être capable de détecter des variations de signal de la sonde très faibles, de l'ordre de 0,01% dans le cadre de nos mesures. Pour répondre à ces deux problématiques, notre méthode de mesure consiste à réaliser une double modulation de la source IR (sonde) et du laser (pompe/source thermique).

Dans cet article, nous présentons tout d'abord le modèle optothermique, le banc expérimental développé pour effectuer les mesures, ainsi que le traitement du signal associé. Les modèles thermiques servant à décrire le transfert de chaleur au sein d'échantillons minces puis semi-infinis chauffés par une source laser IR modulée sont ensuite explicités. Enfin, nous présentons les résultats dans différents matériaux, polymère PDMS, verre Borofloat et eau, qui valident notre protocole. Nous montrons la validité du modèle optothermique avec l'estimation des paramètres de thermoréfectance κ_R et de thermotransmittance κ_T pour ces matériaux. Ces résultats étendent l'application de la PHI au cas des couches thermiquement épaisses, ouvrant de nouvelles perspectives pour l'utilisation de cette méthode à des domaines comme la microfluidique et la biologie, l'optimisation thermique de composés électroniques, ou encore à l'étude de semi-conducteurs.

2. Méthode

2.1. Modèle optothermique

Il a déjà été démontré que la dépendance en température des variations de transmittance ($\Delta\Gamma/\Gamma_0$) d'un échantillon semi-transparent [7], pouvait s'écrire :

$$\frac{\Delta\Gamma(t)}{\Gamma_0} = \kappa_R(\Delta T_S(z=0, t) + \Delta T_S(z=e, t)) + e\kappa_T\Delta T_V(t), \quad (1)$$

avec κ_R (K^{-1}) le coefficient de thermoréfectance du matériau considéré et κ_T ($(K.mm)^{-1}$) son coefficient de thermotransmittance normalisé par l'épaisseur, à une longueur d'onde donnée (λ_{sonde}). Ils sont proportionnels aux termes de la dérivée en température de l'indice de réfraction $\bar{n} = n + ik$ tels que $\kappa_R \propto \partial n / \partial T$ et $\kappa_T \propto \partial k / \partial T$. ΔT_S et ΔT_V correspondent aux variations de température à la surface (face avant à $z=0$ et face arrière à $z=e$), et dans le volume de l'échantillon. C'est en s'appuyant sur cette expression et en modélisant les élévations de température, que nous allons montrer qu'il est possible d'identifier les coefficients optother-

miques de matériaux en mesurant la transmittance moyenne sur une zone pour des échantillons thermiquement minces, et épais.

2.2. Mesure de la transmittance

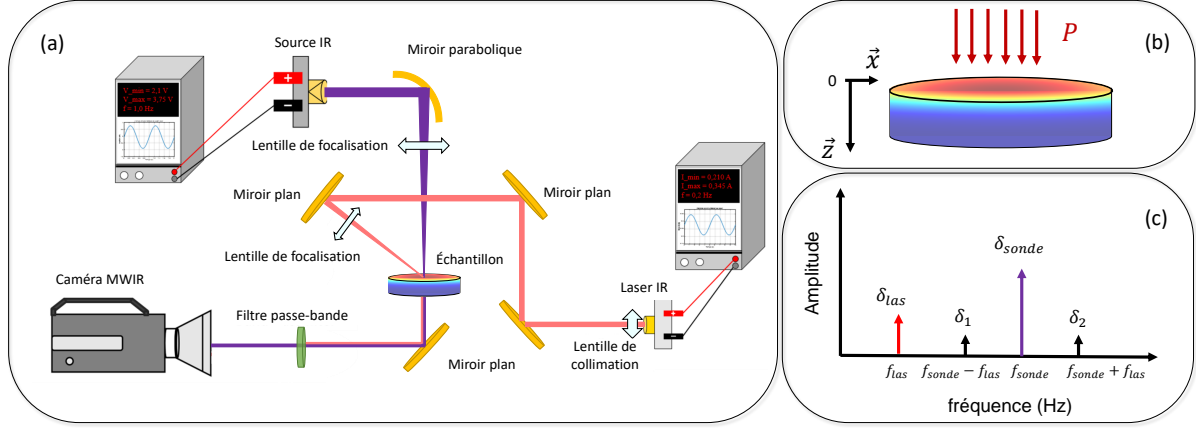


Figure 1 : (a) Schéma du montage expérimental d'imagerie photothermique hétérodyne en transmission (TPHI). Les lignes rouges correspondent au chemin du laser pour le chauffage de l'échantillon (pompe). Les lignes violettes représentent le chemin des rayons de la source IR (sonde). (b) Schéma du champ thermique induit par le laser dans l'échantillon ; on suppose un flux uniforme moyen (modèle 1D moyen). (c) Schéma de la transformée de Fourier du signal reçu par la caméra

Pour les raisons évoquées en introduction, nous analysons la réponse en transmission, d'échantillons éclairés par deux sources IR modulées : une source laser pour l'excitation thermique (fréquence de modulation $f_{las} \in [0, 1; 0, 625]$ Hz, longueur d'onde $\lambda_{las} = 3,9 \mu\text{m}$) et une source IR pour la mesure de transmittance ($f_{sonde} \in [1; 1, 6]$ Hz, $\lambda_{sonde} \in [2; 11] \mu\text{m}$). Le signal transmis est enregistré à l'aide d'une caméra thermique (FLIR X6580sc, résolution $23 \mu\text{m}/\text{px}$) en face arrière permet d'identifier l'amplitude de variation de transmittance. Nous pouvons isoler dans l'espace fréquentiel le signal d'intérêt qui se trouve aux fréquences hétérodynes : $f_1 = f_{sonde} - f_{las}$ et $f_2 = f_{sonde} + f_{las}$. Après avoir effectué la transformée de Fourier du signal reçu par la caméra, l'amplitude des variations de la transmittance peut s'écrire :

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_0 \text{ moy}} = \frac{|\delta_1| + |\delta_2|}{|\delta_{sonde}|}, \quad (2)$$

où $|\delta_1|$, $|\delta_2|$, $|\delta_{sonde}|$ sont les modules des harmoniques aux fréquences hétérodynes et à la fréquence de la source IR, respectivement . Ils sont obtenus à partir de la transformée de Fourier du signal moyen mesuré sur une surface S (cf Figure 1 (c)).

2.3. Modélisations thermiques

Nous proposons dans cette partie deux modélisations thermiques : une pour les couches minces et une pour les couches épaisses, afin d'analyser le signal de transmittance obtenu dans ces deux couches par la suite. Dans l'ensemble de notre étude nous étudions la chauffe d'échantillons par une source laser modulée ($P_{las}(t) = A + \frac{P_0}{2} \cos(\omega_{las}t)$). P_0 , la puissance laser crête-crête est mesurée à l'aide d'un puissance-mètre (Thorlabs S440C). Ainsi, dans la suite, nous résolvons le champ de température dans l'espace fréquentiel de Fourier où la température complexe θ est égale à la transformée de Fourier de la température T , $\theta = \mathcal{F}[T]$. Nous supposons le problème 1D dans la direction de l'épaisseur des échantillons (z).

2.3.1. Modélisation 1D : couche mince

Le film d'eau (50 à 200 μm) est positionné entre deux wafers de CaF_2 (voir Figure 2(a)). Nous faisons l'hypothèse que le CaF_2 est transparent pour les longueurs d'ondes émises par le laser et par la source infrarouge. Les épaisseurs de film étudiées sont aussi très petites devant la longueur de diffusion l_{diff, H_2O} de l'eau aux fréquences laser considérées ($l_{diff, H_2O} = \sqrt{a_{H_2O}/\omega_{las}} \gg e$). Ainsi, nous considérons la couche d'eau isotherme et nous pouvons dire que sa température est égale à la température de la surface du CaF_2 en contact avec l'eau. Nous pouvons modéliser sa température, en modélisant le transfert thermique dans le CaF_2 puis en exprimant la température à l'interface. On modélise l'excitation thermique par un terme source périodique sur la face avant (cf. Figure 2(a)). Le champ complexe de la température dans le CaF_2 vérifie alors l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\theta(z, \omega)}{dz^2} - \frac{i\omega}{a}\theta(z, \omega) &= 0 \\ -k\frac{d\theta(z, \omega)}{dz} &= \bar{P}_{abs}, \text{ pour } z = 0, \text{ et } \frac{d\theta(z, \omega)}{dz} = 0 \text{ pour } z = e_{CaF_2} \end{aligned} \quad (3)$$

Avec $\bar{P}_{abs} = \bar{P}_{las} (1 - \exp(-\mu_{H_2O} e_{H_2O})) / S$ qui correspond à la transformée de Fourier de la puissance absorbée dans la fine épaisseur d'eau. Le champ de température moyen dans l'eau est donc égal à $\theta(z = 0, \omega)$.

$$\theta(z = 0, \omega) = \frac{\bar{P}_{abs}}{k_{CaF_2}} \sqrt{\frac{a_{CaF_2}}{i\omega}} \quad (4)$$

2.3.2. Modélisation 1D : couche épaisse

Le modèle thermique associé aux couches épaisses semi-infinies, c'est à dire lorsque la longueur de diffusion dans la couche ($l_{diff} = \sqrt{a/\omega}$) est petite devant son épaisseur e , est le suivant :

$$\frac{d^2\theta(z, \omega)}{dz^2} - \frac{i\omega}{a}\theta(z, \omega) = -\frac{\bar{P}_{las}(1 - R)}{Sk} \mu \exp(-\mu z) \quad (5)$$

$$\frac{d\theta(z, \omega)}{dz} = 0, \text{ pour } z = 0 \text{ et } z = +\infty \quad (6)$$

La Figure 2(b) donne une représentation schématique du modèle. Nous négligeons la convection naturelle sur la face avant ($z = 0$) et nous supposons le milieu semi-infini. Le terme source volumique décroît de manière exponentielle dans l'épaisseur à cause de l'absorption dans le matériau (avec μ le coefficient d'absorption). On peut montrer que θ_p est une solution particulière de l'équation 5.

$$\theta_p(z, \omega) = \frac{\bar{P}_{las}(1 - R)\mu}{Sk(\frac{i\omega}{a} - \mu^2)} \exp(-\mu z) \quad (7)$$

La solution générale de l'équation 5 après avoir pris en compte les conditions aux limites est :

$$\theta(z, \omega) = \frac{\bar{P}_{las}(1 - R)\mu}{Sk(\frac{i\omega}{a} - \mu^2)} \left(\exp(-\mu z) - \frac{\mu \exp(-\sqrt{i\omega/a} z)}{\sqrt{i\omega/a}} \right) \quad (8)$$

De cette équation on peut déduire la valeur complexe de la température sur la face avant (θ_S), puis déduire l'expression de la température complexe moyenne dans le volume (θ_V) en intégrant sur z .

$$\theta_S = \theta(0, \omega) = \frac{\bar{P}_{las}(1 - R)\mu}{Sk\sqrt{\frac{i\omega}{a}} \left(\sqrt{\frac{i\omega}{a}} + \mu \right)} \quad (9)$$

$$\theta_V = \int_0^e \theta(z, \omega) dz = \frac{\bar{P}_{las}(1-R)}{Ske(\frac{i\omega}{a} - \mu^2)} \left(1 - \exp(-\mu e) - \frac{\mu^2(1 - \exp(-\sqrt{i\omega/a} e))}{i\omega/a} \right) \quad (10)$$

Grâce à l'expression du module de la transmittance de l'équation 2, l'équation 1 peut se réécrire en prenant le module complexe et en considérant que $\Delta T_S(z = e, t) = 0$ pour un milieu semi-infini :

$$\frac{\Delta \Gamma}{\Gamma_0 \text{ moy}} = \frac{|\delta_1| + |\delta_2|}{|\delta_{sonde}|} = |\kappa_R \theta_S + e \kappa_T \theta_V| \quad (11)$$

Cette expression est vraie pour les échantillons semi-infinis. Dans le cas des échantillons minces l'équation 11 se simplifie par $\kappa|\theta_V|$. En effet, nous avons $\theta_S(0, \omega) = \theta(e, \omega) = \theta_V$ alors, $\kappa = 2\kappa_R + e \kappa_T$.

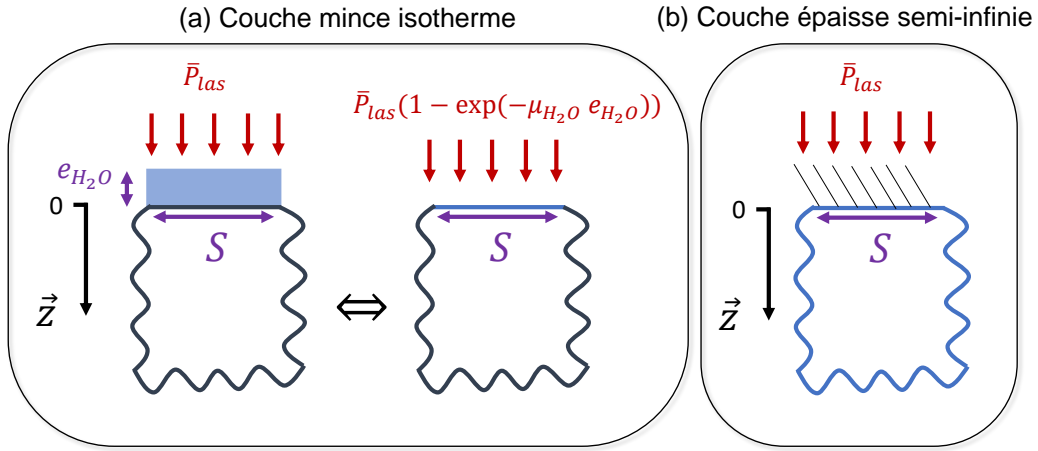


Figure 2 : Schéma des modélisations thermiques 1D du chauffage par laser : d'un film d'eau mince compris entre deux wafers de CaF_2 (a) et d'un matériau monocouche semi-transparent semi-infini (b)

3. Résultats

La Figure 3 illustre l'évolution des variations de transmittance en fonction de la fréquence de l'excitation thermique. Plus précisément, la Figure 3(a) présente les résultats obtenus pour trois épaisseurs de films d'eau différentes (cf. Tableau 1). Pour une couche mince ($l_{diff, H_2O} = 0,2$ mm à 0.625 Hz), le modèle thermique (cf. équation 4) prédit une évolution de la température proportionnelle à l'inverse de la racine carrée de la fréquence. Cela correspond effectivement aux observations rapportées sur cette figure, où la pente mesurée est de -0.5 dans la représentation logarithmique des axes. Cette tendance valide à la fois le modèle thermique, et le modèle optothermique car cela confirme qu'il y a une relation linéaire entre la transmittance et la température de la couche mince. L'écart entre la droite et les points de mesure pour la fréquence 0,1 Hz peut s'expliquer par la difficulté accrue à détecter les amplitudes aux fréquences hétérodynes à cette fréquence d'excitation. Dans le spectre, les harmoniques aux fréquences hétérodynes (0,9 Hz et 1,1 Hz) se confondent avec la base de l'harmonique située à la fréquence de la source IR (1 Hz). L'erreur sur l'amplitude de ces points étant plus élevée, ils ne sont donc pas pris en compte dans l'estimation du paramètre optothermique κ .

Les données obtenues pour les couches épaisses supposées semi-infinies (PDMS et Boro-float, cf. Tableau 1) sont représentées sur la Figure 3(b). Dans le cas d'une couche semi-infinie ($l_{diff, PDMS} = 0,3$ mm et $l_{diff, boro} = 0,7$ mm à 0,2 Hz), le modèle thermique indique que l'évolution du module de la température moyenne dans l'épaisseur en fonction de la fréquence

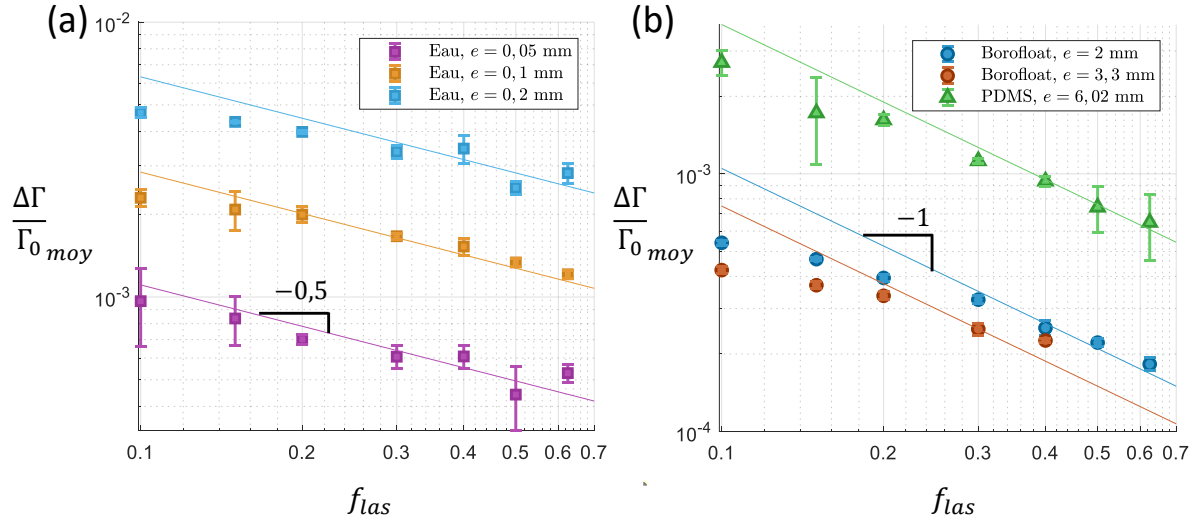


Figure 3 : Signal moyen des variations de thermotransmittance mesurées sur une zone de surface S , en fonction de la fréquence d'excitation laser f_{las} . Les lignes pleines correspondent aux droites théoriques obtenues par le modèle thermique (pente de $-0,5$ pour les couches minces (a), et -1 pour les couches épaisses (b))

décroît avec une pente de -1 en échelle logarithmique. Concernant la température de surface (équation 9), elle est inversement proportionnelle à une fonction de la forme $p f_{las} - q \sqrt{f_{las}}$. Ainsi, les variations de température en surface en fonction de la fréquence tendent également vers une pente de -1 en échelle logarithmique en haute fréquence. Grâce à ces deux dernières observations et à l'aide du modèle optothermique (équation 11), nous pouvons déduire que les variations de thermotransmittance avec la fréquence tendent vers une pente de -1 en haute fréquence, ou sont égales à -1 si le coefficient κ_R est négligeable devant κ_T . La Figure 3(b), confirme ces déductions tirées du modèle avec des points qui tendent vers une pente égale à -1 en haute fréquence. Ces observations valident nos modèles. Ici aussi, les problèmes de détection à basse fréquence évoqués pour les échantillons minces restent valides.

Les modèles optothermiques étant validés aussi bien pour les couches minces que pour les couches épaisses. Les paragraphes suivants présentent les résultats obtenus pour l'estimation des paramètres κ_T , κ_R (dans le cas des couches épaisses semi-infinies) et κ pour les couches minces isothermes. Pour ces dernières, l'estimation de κ_T et κ_R est réalisée dans un second temps. Les longueurs d'ondes (λ_{sonde}) auxquelles ont été mesurées ces constantes sont renseignées dans le Tableau 1. La Figure 4(a) présente les variations de transmittance mesurées en fonction du module de la température dans le volume des échantillons couches minces (film d'eau). Les droites représentent les régressions du modèle optothermique sous l'hypothèse des couches minces. Cette approche permet d'identifier le coefficient κ , dont les valeurs sont reportées dans le Tableau 1. L'écart entre les données expérimentales et le modèle reste faible à basse température (haute fréquence) et augmente à des températures plus élevées (basse fréquence), conformément aux observations précédentes. En utilisant la relation $\kappa = 2\kappa_R + e \kappa_T$, il est possible d'estimer κ_R et κ_T à partir des trois mesures de κ . Le coefficient de détermination R^2 de cette régression linéaire est de 0,999, confirmant ainsi la robustesse du modèle. Les valeurs de κ_R et κ_T sont présentées dans le Tableau 1.

La Figure 4(b) concerne l'étude menée sur les échantillons supposés semi-infinis. De ma-

nière analogue, elle représente l'évolution des variations de transmittance en fonction de la température moyenne calculée par le modèle (cf. équation 10). Cette évolution n'est pas linéaire du fait du rôle joué par la thermoréfectance et de la température de surface du matériau (voir équation 11). On observe un bon accord entre le modèle, ajusté par minimisation (obtenue avec la fonction *lsqcurvefit* de Matlab), et les points de mesure. Les valeurs de κ_T et κ_R estimées pour les deux échantillons de Borofloat sont identiques à moins de 10% près, validant ainsi la méthode et le modèle. La sensibilité de cette approche est également remarquable, permettant la détection de variations de signal transmis par la sonde de l'ordre de 0,01%. Ces résultats mettent en évidence une grande diversité de comportements optothermiques selon les matériaux étudiés : l'élévation de température moyenne entraîne une diminution de la transmission pour le Borofloat et le PDMS, tandis qu'elle l'augmente dans le cas de l'eau. Pour tous ces matériaux, la réflexion semble diminuer lorsque la température en surface augmente. Ces nouvelles mesures généralisent l'usage des méthodes optothermiques pour des systèmes plus complexes allant jusqu'aux couches épaisses avec un gradient de température.

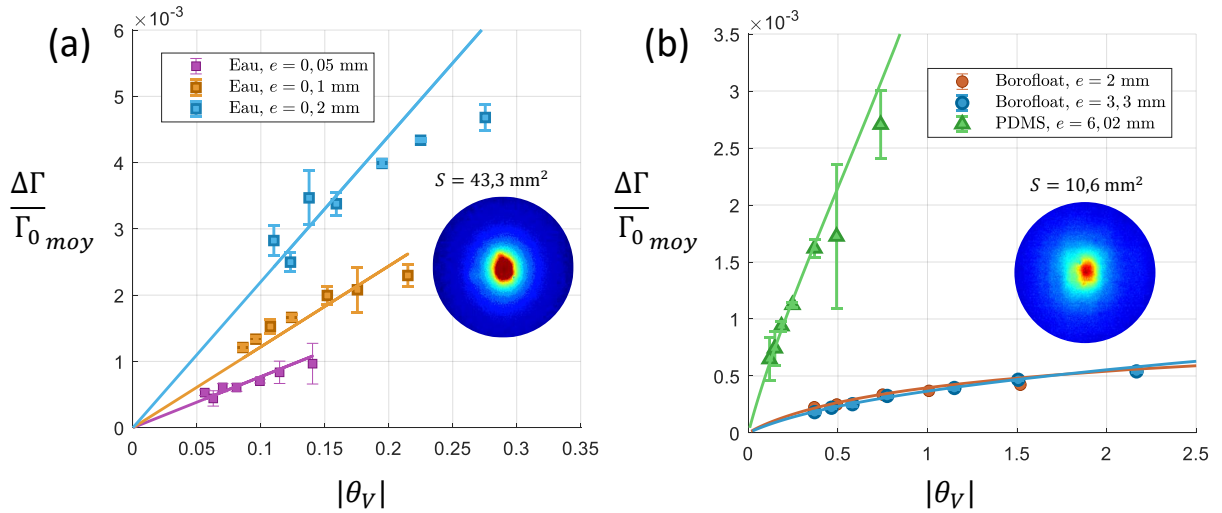


Figure 4 : Signal moyen de thermotransmittance mesuré sur une surface S en fonction du module de la température moyenne modélisée. Pour chaque matériau, un point correspond à une fréquence d'excitation laser. Les lignes pleines correspondent au modèle optothermique obtenu après minimisation. Les figures (a) et (b) correspondent aux données pour les couches épaisses et pour les couches minces, respectivement.

	Couche mince			Couche semi-infinie		
	Eau			PDMS	Borofloat	
e (mm)	0,05	0,1	0,2	6,02	2,0	3,3
λ_{sonde} (μm)	$5,33 \pm 0,25$	=	=	$4,26 \pm 0,1$	$3,25 \pm 0,5$	=
κ_R (K^{-1})	$1,40.10^{-3}$	=	=	$1,64.10^{-1}$	$4,08.10^{-4}$	$3,63.10^{-4}$
κ_T ($(\text{K.mm})^{-1}$)	$9,57.10^{-2}$	=	=	$-4,44.10^{-2}$	$-1,70.10^{-4}$	$-1,60.10^{-4}$
κ (K^{-1})	$7,69.10^{-3}$	$1,22.10^{-2}$	$2,20.10^{-2}$	-	-	-

Tableau 1 : Valeurs estimées des coefficients de thermotransmittance κ_T et de thermorefectance κ_R pour les matériaux suivants : PDMS, verre Borofloat et Eau. Les signes "=" signifient que les valeurs sont égales sur la ligne concernée. Le signe "-", signifie que le coefficient ne correspond pas au modèle optothermique du matériau.

4. Conclusion

Cette étude a démontré la validité de notre méthode et de notre modèle optothermique pour estimer le coefficient de transmittance dans les milieux thermiquement minces ($e \ll l_{diff}$).

Nous avons également étendu cette approche aux échantillons thermiquement épais (semi-infinis $e \gg l_{diff}$), confirmant ainsi sa robustesse. L'étude des variations de transmittance en fonction de la fréquence d'excitation de la source de chaleur a permis de valider nos hypothèses ainsi que les modèles thermiques proposés. Cependant, cette méthode présente des limitations liées aux longueurs d'onde de la pompe et de la sonde : la pompe doit être dans une région absorbante du spectre, tandis que la sonde doit être dans une région où le matériau reste suffisamment transparent. Par exemple, pour le Borofloat ($e = 3,3$ mm) environ 1% du signal est transmis à la longueur d'onde de la pompe et environ 35% à la longueur d'onde de la sonde. Pour le PDMS ($e = 6,0$ mm), ces valeurs sont respectivement de 25% et 15%.

Cette caractérisation ouvre la voie à la mesure des champs moyens d'élévation de température à travers l'épaisseur de matériaux semi-transparents dans l'infrarouge, une capacité essentielle pour de nombreuses applications technologiques, notamment dans les domaines de la microfluidique et de l'électronique avec l'utilisation de matériaux en silicium. Cette étude est également une étape fondamentale vers la réalisation de mesure directe 3D des champs de température au sein de ces matériaux.

Référence

- [1] J. LIU, J. ZHU, M. TIAN et al., "Simultaneous measurement of thermal conductivity and heat capacity of bulk and thin film materials using frequency-dependent transient thermorefectance method," *Review of Scientific Instruments*, t. 84, n° 3, 2013 (cf. p. 2).
- [2] K. YEH, I. SHARMA, K. FALAHKHEIRKHAH et al., "Infrared spectroscopic laser scanning confocal microscopy for whole-slide chemical imaging," en, *Nature Communications*, t. 14, n° 1, p. 5215, août 2023, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-023-40740-w (cf. p. 2).
- [3] I. M. PAVLOVETC, K. ALESHIRE, G. V. HARTLAND et al., "Approaches to mid-infrared, super-resolution imaging and spectroscopy," *Physical Chemistry Chemical Physics*, t. 22, n° 8, p. 4313-4325, 2020 (cf. p. 2).
- [4] D. BOYER, P. TAMARAT, A. MAALI et al., "Photothermal Imaging of Nanometer-Sized Metal Particles Among Scatterers," *Science*, t. 297, n° 5584, p. 1160-1163, août 2002. DOI : 10.1126/science.1073765 (cf. p. 2).
- [5] S. BERCIAUD, D. LASNE, G. A. BLAB et al., "Photothermal heterodyne imaging of individual metallic nanoparticles : Theory versus experiment," *Physical Review B*, t. 73, n° 4, p. 045 424, jan. 2006. DOI : 10.1103/PhysRevB.73.045424 (cf. p. 2).
- [6] S. E. KIM, F. MUJID, A. RAI et al., "Extremely anisotropic van der Waals thermal conductors," en, *Nature*, t. 597, n° 7878, p. 660-665, sept. 2021, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-021-03867-8 (cf. p. 2).
- [7] C. BOURGÈS, J. MAIRE, S. CHEVALIER et al., "Surface and average volume temperature measurements in semitransparent media based on multispectral thermotransmittance," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 234, p. 126 087, déc. 2024, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.126087 (cf. p. 2).

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Abel Netter pour sa contribution précieuse pour les développements préliminaires effectués pour cette étude, Théo Chavatte pour son aide apportée lors des expériences. Enfin, nous remercions toute l'équipe Imagerie et Caractérisation Thermique du laboratoire I2M pour son soutien et les échanges enrichissants partagés tout au long de ce travail. Ce travail a été soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) (Projet No. ANR-22-CE50-0015), la Région Nouvelle Aquitaine (Projet No. AAPR2021-2020-12035510), et le Réseau Impulsion BEST, industrie du futur, de l'Université de Bordeaux.