

Estimation bayésienne des paramètres thermiques de films minces par radiométrie photothermique pulsée périodique en face avant (FF-PPTR).

Clément CHASSAIN^{1*}, Andrzej KUSIAK¹, Jean-Luc BATTAGLIA¹

¹Laboratoire d'ingénierie Mécanique I2M
351 Cours de la Libération - 33400 Talence

*(auteur correspondant : clement.chassain@u-bordeaux.fr)

Résumé - La radiométrie photothermique pulsée périodique en configuration face à avant (FF PPTR) est une technique rapide permettant notamment de caractériser des matériaux déposés en couches minces sur un substrat. La procédure expérimentale est basée sur la mesure face avant de l'émission propre d'un échantillon excité par des impulsions laser répétées périodiquement. Les propriétés de l'échantillon étudié sont ensuite déterminées en utilisant une méthode d'optimisation, plus précisément l'algorithme de Métropolis-Hastings, visant à réduire l'écart entre la mesure et un modèle de l'expérience.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, m^2s^{-1}	r_m	rayon de mesure du détecteur, m
A_d	Arête de l'élément photosensible du détecteur, m	r_0	rayon du laser, m
e	épaisseur, m	R_s	rayon de l'échantillon, m
f_{cA}	fréquence de coupure de l'amplificateur du détecteur, Hz	R_T	Résistance thermique d'interface m^2KW^{-1}
f_p	fréquence de répétition du laser, Hz	T	température, K
F_{T_d}	fonction de transfert du détecteur	T_N	température normalisée
F_{T_s}	Transformée de Laplace de la source laser, J	T_r	temps de répétition du laser, s
H	transformée de Laplace de la réponse impulsionnelle de l'échantillon, K.s	<i>Symboles grecs</i>	
k	conductivité thermique, $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	α_n	valeurs propres
N_c	nombre de couches l'échantillon	τ_d	temps de montée du détecteur, s
p	variable de Laplace s^{-1}	θ	Transformée de Laplace de la température, K.s

1. Introduction

La caractérisation thermique d'échantillons minces multicouches est un domaine en évolution constante où les améliorations techniques continuent de se produire. L'importance de ce domaine est renforcée par le fait que ce type d'échantillons est présent dans de très nombreux domaines comme l'électronique, la protection thermique par revêtement ou même encore par exemple les outils d'usinage. De nombreuses techniques expérimentales basées sur la perturbation du milieu d'étude dans un état homogène ont vu le jour pour mesurer les propriétés thermiques des films composant ces échantillons. Parmi ces méthodes nous pouvons retrouver la technique 3ω [1, 2] qui est une méthode de contact permettant une mesure absolue de la température et du flux de chaleur, et est particulièrement bien adaptée aux mesures basses températures. Concernant les méthodes sans contact et adaptées aux hautes températures, nous trouvons les méthodes photothermiques telles que la thermorélectance dans le visible (VIS) [3–8] ou les techniques de radiométrie infrarouge (IR) [9–14]. Ces techniques ne permettent cependant que de mesurer la variation relative de la température ou du flux, ce qui peut être un

atout compte tenu de la difficulté d'étalonner les outils de mesure et des incertitudes liées à cet étalonnage. Les méthodes de mesures utilisées quelles qu'elles soient nécessitent une comparaison entre un modèle de l'expérience et les données expérimentales, c'est le fondement des méthodes inverses. Les méthodes inverses reposent sur des méthodes d'optimisation [15, 16] visant à réduire l'écart entre l'évaluation théorique et la mesure expérimentale.

Le travail présenté s'inscrit dans la continuité de mesures expérimentales réalisées par radiométrie photothermique pulsée en configuration face avant (FF PPTR) sur des alliages chalcogénides de Ge-Te amorphe [17]. La configuration expérimentale qui sera décrite brièvement dans la première section est la même que dans de précédents travaux. Dans la section suivante le modèle analytique 1D obtenu à l'aide des transformées de Laplace et de Hankel ainsi que du formalisme des quadripôles [18–20] sera rappelé. Dans cette même section des détails concernant la prise en compte de sources d'erreurs seront donnés, notamment concernant la forme de la source et les caractéristiques du détecteur. La procédure d'identification par algorithme d'optimisation est également détaillée, la méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov est utilisée et plus précisément l'algorithme de Metropolis-Hastings [21–23]. Un des points clés de ce travail est l'utilisation de calculs préliminaires par le modèle diffuse mismatch (DMM) [24] permettant de calculer les ordres de grandeurs des résistances d'interface entre les couches d'échantillons complexes. Si nous travaillons avec des matériaux en phase amorphe, nous pouvons également utiliser l'équation de transport de Boltzmann couplée au modèle de Debye pour avoir une première estimation de la conductivité thermique minimale du dépôt étudié. Ces deux types de calculs amonts permettent d'obtenir des informations sur les distributions a priori. Finalement, une illustration de cette méthode sera donnée sur des échantillons multicouches composés d'un film de Si_3N_4 déposé sur un substrat de silicium le tout recouvert d'un transducteur optique-thermique de platine et d'une couche d'accroche de nitrure de titane. Le paramètre recherché est la résistance d'interface entre le platine et le nitrure de titane. En effet, l'incertitude sur l'estimation théorique de sa valeur est importante du fait de la mauvaise adhésion chimique entre les deux couches. A contrario les autres paramètres thermiques peuvent être évalués théoriquement avec une incertitude raisonnable. Ainsi, la méthode MCMC est bien adaptée puisqu'elle permet d'identifier le paramètre inconnu tout en admettant une variation bornée des autres paramètres autour d'une valeur hautement probable.

2. Méthode expérimentale

Le dispositif expérimental en configuration face avant [17] a été décrit et utilisé dans de précédents travaux. Ce dispositif illustré dans la figure (1) est composé d'un laser de 1064 nm de longueur d'onde délivrant des impulsions de manière continue, d'un système d'acquisition déclenché par une source extérieure et de deux miroirs paraboliques placés pour collecter l'émission propre de l'échantillon impacté par le laser jusqu'à un capteur. Le détecteur infrarouge photovoltaïque rapide, couvrant des longueurs d'onde de $2\mu\text{m}$ jusqu'à $12\mu\text{m}$, est utilisé pour suivre la variation de température de la face chauffée. Le détecteur est couplé à un amplificateur interne avec une bande passante de $f_{cA} = 20\text{MHz}$. La fenêtre du détecteur infrarouge est revêtue de Ge afin de filtrer les réflexions diffuses du laser.

3. Modèle mathématique

3.1. Réponse au peigne de Dirac

Si les épaisseurs de travail sont plus épaisses que le libre parcours moyen des phonons, le régime de Fourier est toujours valide. Sous cette condition, la transformée de Laplace de la ré-

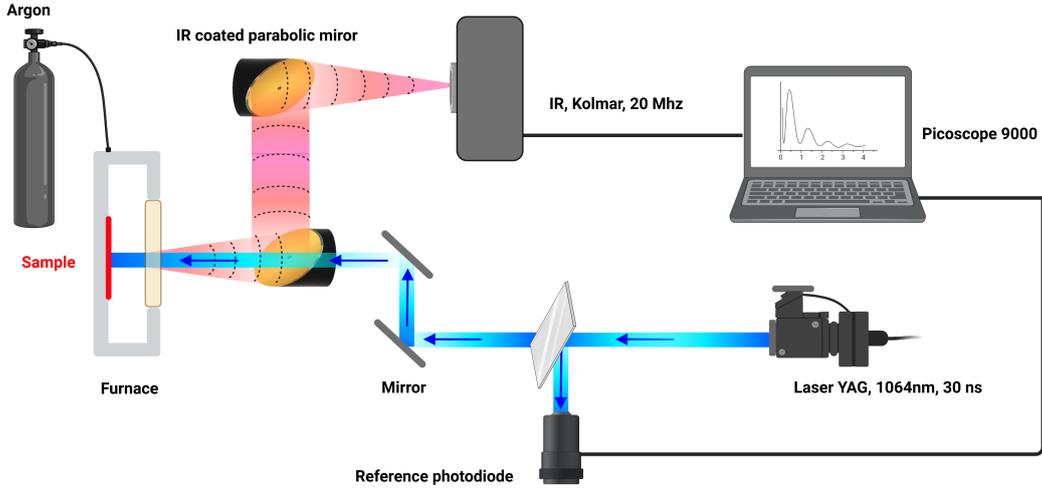


Figure 1 : Dispositif expérimental de la radiométrie pulsée en face avant où l'excitation est un train de N impulsions répétées à la fréquence $f_p = 1/T_r$.

ponse 2D d'un échantillon moyennée sur le rayon de mesure r_m du détecteur infrarouge pour une impulsion laser (suivant une fonction Gaussienne) peut être établie grâce à l'équation de la chaleur [18–20]. Dans le cadre de notre expérience le transfert de chaleur est considéré unidimensionnel. Si nous considérons un dépôt fin (d) d'épaisseur e_d et de rayon r_0 , déposé sur un substrat (s), alors le ratio R_{Fo} des nombres de Fourier relatif aux deux dimensions caractéristiques du dépôt est tel que $R_{Fo} \ll r_0^2/4e_d^2$, le transfert peut être considéré 1D. La transformée de Laplace de la réponse moyenne devient donc $\overline{H}(p) = Z(p) = B/D$ avec B et D calculés par la méthode des quadripôles [19] en fonction des différents éléments composant l'objet de l'étude.

Si nous tenons compte de la fonction de transfert du détecteur F_{T_d} et de la transformée de Laplace de la source laser F_{T_s} , la variation de température relative vue par le détecteur pour une impulsion s'exprime telle que :

$$\overline{\Delta T_u}(t) = \mathcal{L}^{-1}(\overline{\Delta \theta_u}(p)) \quad (1)$$

avec :

$$\overline{\Delta \theta_u}(p) = \overline{H}(p) F_{T_s}(p) F_{T_d}(p) \quad (2)$$

les fonctions de transfert du détecteur et de la source seront explicitées dans la suite du manuscrit. Connaissant la réponse à une unique impulsion, il est possible d'exprimer la réponse pour un train d'impulsions, c'est à dire un peigne de Dirac. En utilisant le produit de convolution entre (1) et un peigne de Dirac nous pouvons établir :

$$\overline{\Delta T}(t) = \sum_0^M \overline{\Delta T_u}(t + nT_r), \text{ pour } 0 \leq t \leq T_r \quad (3)$$

3.2. Fréquence de coupure et délai du détecteur

Au vu de la fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition et des temps courts auxquels nous travaillons il est indispensable de prendre en compte la fréquence de coupure du

détecteur infrarouge (temps de charge de l'élément photosensible) ainsi que son retard. Sans leur prise en compte les caractéristiques thermo-physiques estimées sur les échantillons sont biaisées. Afin de prendre en compte ces deux phénomènes nous avons établi la fonction de transfert du détecteur sous la forme d'un filtre passe bas du premier ordre auquel nous avons rajouté un retard. Cette fonction de transfert s'exprime telle que :

$$F_{T_d}(p) = \exp(-\tau_d p) / (1 + p/2\pi f_c) \quad (4)$$

où τ_d et f_c sont identifiés en mesurant la réponse d'une pastille de tungstène de 2mm d'épaisseur et 1cm de rayon. Les deux seuls paramètres inconnus étant la fréquence de coupure du détecteur et son délai nous avons à l'aide d'une méthode d'optimisation (méthode du simplexe de Nelder-Mead [25]) estimé $\tau_d \approx 20\text{ns}$ et $f_c \approx 8\text{MHz}$.

3.3. Forme de l'impulsion d'excitation photothermique

De manière similaire à la fonction de transfert du détecteur, il est essentiel de tenir compte de la forme de l'impulsion. Pour les temps caractéristiques de l'expérience l'impulsion laser ne peut pas simplement être considérée comme un Dirac et on constate d'autre part que l'approximation de fonction Gaussienne n'est pas totalement justifiée. Afin de décrire au mieux la forme de l'impulsion et faciliter l'inversion de la transformée de Laplace de l'équation (2), l'impulsion laser est mesurée à l'aide d'une photodiode rapide et est décrite à l'aide d'une somme de fonctions porte. La fonction de transfert s'exprime par conséquent telle que :

$$F_{T_s}(p) = \sum_j A_j (\exp(-a_{j-1}p) - \exp(-a_j p)) / p \quad (5)$$

La nombre de fonction porte j doit être choisi tel que l'impulsion laser est décrite avec précision tout en évitant de décrire son bruit de mesure. Nous avons pu observer que, même après l'arrêt du laser, la photodiode conserve une charge résiduelle. Il faut donc imposer un temps t_f à partir duquel nous considérons le laser éteint. De la même manière, le nombre de fonctions porte de la fonction de transfert étant fixé arbitrairement et le signal expérimental étant bruité, nous devons définir un temps t_0 le plus réaliste possible. Si ces deux paramètres ne sont pas bien définis alors nous rajoutons un retard artificiel (en plus de celui induit par le temps de charge du détecteur) et un surplus d'énergie reçu par l'échantillon étudié provenant de la charge résiduelle dans la photodiode. Nous avons pu remarquer que, en fonction des temps choisis, la réponse peut varier de quelques pourcents. Cette différence aura pour conséquence un biais d'identification des autres paramètres. Concernant t_0 un choix logique est de prendre un temps le plus proche possible du temps auquel le laser se déclenche, ainsi t_0 est choisi lorsque nous atteignons 1 % de la puissance maximum du laser. Le temps t_f est lui choisi de manière arbitraire, la source est tronquée lorsque celle ci atteint 3% de sa puissance maximum.

3.4. Procédure d'identification & méthode MCMC

L'énergie d'une impulsion étant inconnue, il est donc impossible de connaître la variation absolue de température de manière précise. Ainsi, Il est indispensable d'introduire la variation de température relative par rapport à son maximum. La variation relative de température $T_N(t)$ s'exprime telle que :

$$T_N(t) = \frac{\Delta T_{exp}(t)}{\max(\Delta T_{exp}(t))} \quad (6)$$

où $\Delta T_{exp}(t)$ est la réponse expérimentale de l'échantillon étudié.

L'identification des paramètres souhaités est réalisée en deux temps. Dans un premier temps, nous utilisons le modèle diffuse mismatch [24] (DMM) afin d'estimer la valeur des résistances thermiques d'interface. Il est important de noter que la mauvaise adhésion chimique des espèces n'est pas prise en compte dans le modèle DMM. Ensuite dans le cas d'un matériau amorphe nous pouvons estimer la conductivité thermique minimale de la couche à l'aide des équations de transport de Boltzmann couplé au modèle de Debye. Une fois ces calculs effectués, nous continuons avec une approche Bayésienne telle que la méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC) et plus précisément l'algorithme de Metropolis-Hastings [21–23]. Les calculs réalisés servent de points de départ pour la méthode de minimisation et seront utilisés pour les informations « a priori » telles que les bornes inférieures et supérieures que les paramètres peuvent prendre ainsi que leur variance et moyenne. L'utilisation de la méthode MCMC permet d'inclure plus facilement des incertitudes sur les paramètres connus de l'expérience que d'autres méthodes d'optimisation. Les paramètres connus peuvent s'exprimer sous forme de paramètres inconnus avec comme moyenne la valeur de la littérature et un écart type proportionnel aux erreurs de mesure.

L'algorithme de Metropolis-Hastings sert d'échantillonneur des variables aléatoires X_n offrant une inférence bayésienne à leur échantillonnage. Les étapes de l'algorithme peuvent être énumérées comme suit :

1. Définissez des points de départ P_1 pour les paramètres que vous recherchez.
2. Échantillonnez un candidat P^* à partir d'une distribution de proposition $q(P^*|P_n)$.
3. Calculez la probabilité : $\alpha(P^*|P_n) = \min \left[\frac{\pi(Y|P^*)\pi(P^*)q(P_n|P^*)}{\pi(Y|P_n)\pi(P_n)q(P^*|P_n)} \right]$.
4. Tirez une variable aléatoire $U \sim U(0, 1)$, qui est uniformément distribuée dans $(0, 1)$.
5. Si $U \leq \alpha(P^*|P_n)$, définissez $P_{n+1} = P^*$.

Dans ce travail, la densité de probabilité de proposition $q(P_n|P^*)$ suit une distribution normale avec comme moyenne la valeur du candidat P actuel et avec un écart-type correspondant à 5% de sa moyenne. La densité de probabilité a priori $\pi(P^*)$ est une distribution normale avec des bornes supérieures et inférieures fixées $[A; B]$ arbitrairement, avec une moyenne μ déterminée par DMM et BTE, et un écart-type σ équivalent à 10% de la moyenne. La densité de probabilité de vraisemblance $\pi(Y|P^*)$ est une distribution directement proportionnelle à l'erreur quadratique entre les mesures et notre modèle.

4. Application de la méthode aux échantillons test

Nous avons étudié un échantillon multicouche composé d'un transducteur optique-thermique de platine d'épaisseur $e_{Pt} = 30$ nm, d'une couche d'accroche de nitrure de titane d'épaisseur $e_{TiN} = 10$ nm, de dépôts de nitrure de silicium d'épaisseurs $e_{SiN} = [300; 500]$ nm et d'un substrat de silicium d'épaisseur $e = 750$ μ m. Le paramètre à identifier est la résistance d'interface entre le platine et le nitrure de titane $R_{Pt/TiN}$, tout en autorisant les paramètres connus et les valeurs théoriques hautement probables à varier dans un intervalle borné. Les paramètres des matériaux ainsi que les valeurs théoriques sont reportés respectivement dans le tableau (1) et le tableau (2). La mise en place de la convection est beaucoup plus lente que les fréquences d'excitation, le coefficient d'échange en face avant est donc négligeable. Le substrat étant lui un milieu semi-infini, le coefficient d'échange en face arrière est nul.

	ρ	C_p	k	e
	kg/m ³	J/K/kg	W/m/K	nm
Pt	21350	130	72	30
TiN	5300	597	29	10
Si ₃ N ₄	2370	673		[300 ; 500]
Si	2300	710	148	750e3

f_c	τ_d	f_p
Hz	s	Hz
8.10 ⁶	20e-9	10 ³

Tableau 1 : Propriétés de l'échantillon test et paramètres de l'expérience. .

$R_{Pt/TiN}$	$R_{TiN/SiN}$	$R_{SiN/Si}$	$k_{min_{SiN}}$
m ² .K/W	m ² K/W	m ² K/W	W/m/K
1.73e-8	2.14e-9	1.56e-9	1.6

Tableau 2 : Résultats des calculs de DMM et de la BTE. .

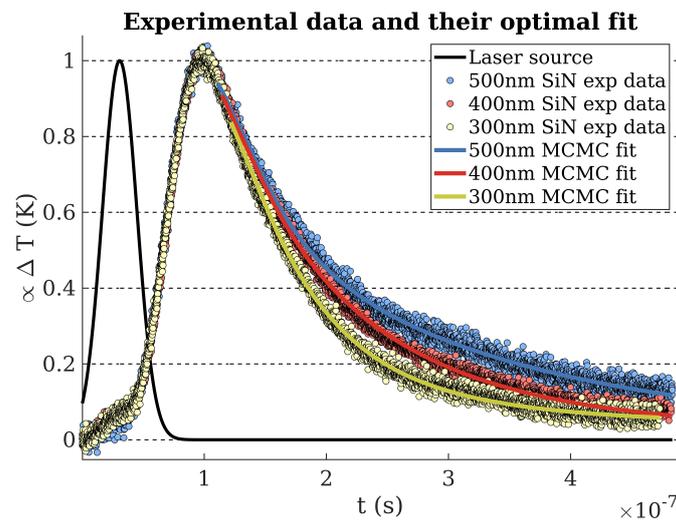


Figure 2 : Mesures expérimentales d'échantillons multicouches par radiométrie photothermique pulsée pour des dépôts de Si₃N₄ de différentes épaisseurs. Le tracé du modèle avec les valeurs optimales des paramètres trouvées par MCMC est également reporté.

5. Résultats

L'étude a été réalisée avec 100000 itérations de l'algorithme de Metropolis-Hastings. Sur la pente montante de la réponse en température les fonction de sensibilité des paramètres sont corrélées, il n'y a par conséquent aucune information à exploiter sur ce domaine. Ainsi, restreindre notre étude seulement sur le domaine riche en informations nous permet d'être plus précis et d'avoir un temps de calcul plus court. Ce troncage est illustré dans la figure (2). Les paramètres optimaux ayant été utilisés pour le tracé du modèle à la figure (2) sont reportés dans le tableau (3) et la distribution des échantillons pour chaque paramètre est représentée en figure (3).

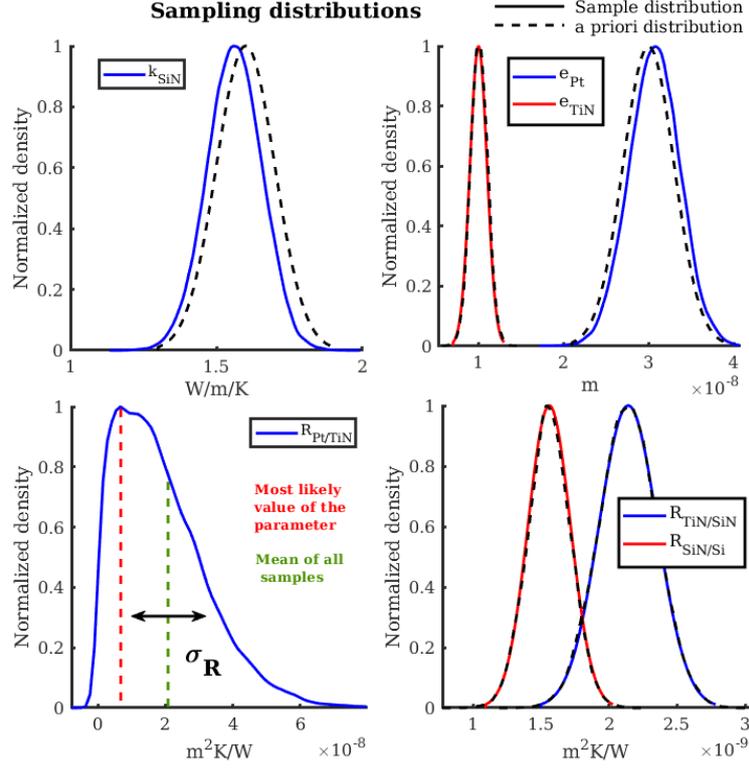


Figure 3 : Paramètres optimaux identifiés pour 100000 itérations à partir de la méthode MCMC avec l’algorithme de Metropolis-Hasting pour une épaisseur de dépôt de Si_3N_4 de 500nm. Le tracé du modèle à partir de ces paramètres optimaux et des paramètres du tableau 1 sont reportés en figure 2. Les valeurs de toutes les épaisseurs sont reportées dans le tableau 3.

La conductivité thermique du SiN estimée est proche de mesures réalisées sur de mêmes échantillons par radiométrie photothermique modulée (MPTR) où nous avons estimé une conductivité moyenne de $k_{\text{SiN}_{MPTR}} = 1,51 \pm 0,08 \text{ W/m/K}$. En ce qui concerne les résistances d’interface, leur somme $RTC_{MCMC} = R_{Pt/TiN} + R_{TiN/SiN} + R_{SiN/Si} = 1.94 \pm 1.62 \times 10^{-8} \text{ m}^2\text{K/W}$ est proche de celle mesurée par MPTR : $RTC_{MPTR} = 3.53 \pm 1.12 \times 10^{-8} \text{ m}^2\text{K/W}$. Les épaisseurs identifiées sont elles équivalentes à celles indiquées par le fournisseur.

e_{SiN} nm	e_{Pt} nm	e_{TiN} nm	k_{SiN} W/m/K	$R_{\text{Pt/TiN}}$ $\text{m}^2\text{K/W}$	$R_{\text{TiN/SiN}}$ $\text{m}^2\text{K/W}$	$R_{\text{SiN/Si}}$ $\text{m}^2\text{K/W}$
500	30.52	10.01	1.58	2.01e-8	2.14e-9	1.56e-9
400	30.47	10.08	1.58	1.97e-8	2.14e-9	1.56e-9
300	31.62	10.15	1.54	1.85e-8	2.15e-9	1.57e-9

Tableau 3 : Moyenne des échantillons tirés par la méthode MCMC utilisant l’algorithme de Metropolis-Hastings pour chacun des paramètres recherchés. .

6. Conclusion

Dans cet article, nous avons pu montrer que la mesure par radiométrie photothermique pulsée périodique est une méthode fiable d’investigation des propriétés physiques d’échantillons

multicouche minces. Il a été montré que la prise en compte de tous les facteurs influents, tels que la fonction de transfert du détecteur et de la source était importante pour la précision de la méthode. La prise en compte de toutes les sources d'erreurs couplée à des calculs préliminaires, de DMM et d'équation de transport de Boltzmann, suivis d'une méthode d'optimisation de type MCMC donnent une solution technique robuste à l'identification de paramètres inconnus. La méthode a été illustrée sur 3 échantillons d'épaisseurs différentes et l'identification de la première résistance d'interface converge vers la même valeur pour toutes les épaisseurs. Cette mesure est en adéquation avec la mesure réalisée par MPTR.

Cette technique n'a cependant pas atteint ses limites. Il est possible de déterminer d'autres paramètres que ceux illustrés ici. D'autant plus, avec un capteur possédant une fréquence de coupure plus grande et tenant compte des futurs progrès de l'instrumentation, il est très probable que dans le futur nous puissions obtenir de précieuses informations sur des temps très courts, chose qui à l'heure actuelle nous fait défaut.

Références

- [1] D.G. Cahill, *Rev. Sci. Instrum.* 61 (2) (1990) 802–808.
- [2] C.E. Raudzis, F. Schatz, D. Wharam, *J. Appl. Phys.* 93 (10) (2003) 6050–6055.
- [3] D.G. Cahill, *Rev. Sci. Instrum.* 75 (12) (2004) 5119–5122.
- [4] T. Baba, K. Ishikawa, T. Yagi, N. Taketoshi, *arXiv e-prints (Sep 2007)*.
- [5] M.G. Burzo, P.L. Komarov, P.E. Raad, *Twenty-Second Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement And Management Symposium, 2006*, pp. 87–94.
- [6] W.S. Capinski, H.J. Maris, *Rev. Sci. Instrum.* 67 (8) (1996) 2720–2726.
- [7] N. Taketoshi, T. Baba, E. Schaub, A. Ono, *Rev. Sci. Instrum.* 74 (12) (2003) 5226–5230.
- [8] S. Dilhaire, G. Pernot, G. Calbris, J.M. Rampoux, S. Grauby, *J. Appl. Phys.* 110 (11) (2011) 114314.
- [9] M. Depriester, P. Hus, S. Delenclos, A.H. Sahraoui, *Rev. Sci. Instrum.* 76 (7) (2005) 074902.
- [10] A. Salazar, A. Oleaga, A. Mendioroz, E. Apiñaniz, *Measurement* 121 (2018) 96–102.
- [11] P.-E. Nordal, S.O. Kanstad, *Phys. Scr.* 20 (5–6) (1979) 659–662.
- [12] S. André, B. Rémy, D. Maillet, A. Degiovanni, J.-J. Serra, *J. Appl. Phys.* 96 (5) (2004) 2566–2575.
- [13] J.-L. Battaglia, A. Kusiak, M. Bamford, J.-C. Batsale, *Int. J. Therm. Sci.* 45 (11) (2006) 1035–1044.
- [14] N. Horny, M. Chirtoc, A. Fleming, G. Hamaoui, H. Ban, *Appl. Phys. Lett.* 109 (3) (2016)
- [15] J.V. Beck, K.J. Arnold, *Wiley Edition, 1977*.
- [16] R. Aster, B. Borchers, C.H. Thurber, *Elsevier Science, 2018*.
- [17] J.-L. Battaglia, E. Ruffio, A. Kusiak, C. Pradere, E. Abisset, S. Chevalier, A. Sommier and J.-C. Batsale, *Measurement* (2020) 158
- [18] C.H.S., J.J.C., *Oxford : Clarendon Edition, 1959*.
- [19] D. Maillet, S. André, J.-C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, *Wiley Edition, 2000*.
- [20] A. Degiovanni, C. Pradere, E. Ruffio, J.-L. Battaglia, *Int. J. Therm. Sci.* 130 (2018) 518–524.
- [21] W.K. Hastings, *Biometrika* 57 (1) (1970) 97–109.
- [22] J.P. Kaipio, C. Fox, *Heat Transfer Eng.* 32 (9) (2011) 718–753
- [23] H.R.B. Orlande, G.S. Dulikravich, M. Neumayer, D. Watzenig, M.J. Colaço, *Num. Heat Transfer, Part A : Appl.* 65 (1) (2014) 1–25
- [24] Swartz, E. T., & Pohl, R. O., *Reviews of modern physics*, (1989) 61(3), 605.
- [25] J.Nelder et R. Mead, *Computer Journal*, vol. 7, no 4, 1965, p. 308-313

Remerciements

Ce projet a reçu un financement du programme de recherche et d'innovation Horizon 2020 de l'Union européenne dans le cadre de la convention de subvention n° 824957 ("BeforeHand : "Boosting Performance of Phase Change Devices by Hetero- and Nanostructure Material Design").