

# Caractérisation thermique de couches minces par technique électrothermique : Validation numérique

Christophe RODIET<sup>1</sup>, Mohammad Ramal<sup>1</sup>, Benoit ROUSSEAU<sup>2</sup>, Bertrand GARNIER<sup>2</sup>, Abdou DJOUADI<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut des Matériaux Jean Rouxel (IMN - CNRS/UMR 6502)  
2, rue de la Houssinière, 44322 Nantes

<sup>2</sup>Laboratoire de Thermocinétique de Nantes (LTN – UMR 6607)  
La Chantrerie, rue Christian Pauc, 44306 Nantes

\*(auteur correspondant : [christophe.rodiet@cnrs-imn.fr](mailto:christophe.rodiet@cnrs-imn.fr))

**Résumé** - Dans ce papier, une méthode de Monte Carlo est utilisée pour comparer deux méthodes d'estimations de conductivités thermiques effectives transverses de couches minces qui permettent de prendre en compte la forme temporelle de l'excitation. L'originalité du travail réside principalement dans la mise en place d'un critère simple permettant de déterminer l'intervalle temporel optimal d'estimation permettant de minimiser l'écart-type sur les valeurs estimées, et d'améliorer ainsi la précision et la robustesse des méthodes d'estimations.

**Mots-clés** : Caractérisation thermique, Méthodes Inverses, Films minces, Ruban Chaud, Excitation laser, Multi-couches, Quadripôles thermiques

## 1. Introduction

Les couches minces sont largement utilisées pour la conception de composants électroniques, optoélectroniques, de cellules photovoltaïques, ou encore comme revêtements d'outils coupants, décoratifs ou antireflets à haute résistance mécanique. La connaissance de leurs propriétés thermiques joue alors un rôle important pour la détermination de la fiabilité, ainsi que l'optimisation des performances et de la gestion thermique de nombreux systèmes.

Le contexte expérimental de cette étude est celui de l'optimisation de l'épaisseur (micrométrique) de nitrure d'aluminium (AlN) pour l'encapsulation de nano-fils d'argents en vue d'une amélioration de la gestion thermique de systèmes de chauffage transparents.

Cependant, les propriétés thermiques des matériaux déposés en couches minces sont fortement corrélées à leur microstructure et dépendent ainsi de leur épaisseur.

Par conséquent, afin de pouvoir déterminer l'épaisseur optimale d'AlN, il est nécessaire de mettre en place une méthode de caractérisation thermique qui soit à la fois robuste, simple et applicable à une large gamme d'épaisseur. Il existe actuellement peu de méthodes (simples et) fiables de caractérisation de couches minces, car les mesures sont généralement délicates, notamment à cause de la corrélation des paramètres, et des nombreuses difficultés expérimentales telles que : temps de réponse très courts, semi-transparence de la couche mince [1, 2], résistances thermiques d'interfaces (entre film/substrat/capteur) pouvant devenir non négligeables [3, 4], rapport signal sur bruit pouvant être dégradé,... voire, un changement de régime thermique diffusif en régime balistique (films nanométriques).

Sur le plan expérimental, il existe globalement deux grandes classes de méthodes utilisées pour la caractérisation thermique de couches minces : les méthodes photothermiques (modulées ou non) [5, 6, 7] et les méthodes électriques [8, 9, 10].

Contrairement au contexte de la caractérisation de matériaux opaques « massifs », celui de la caractérisation de couches minces n'implique plus nécessairement que les méthodes

optiques soient moins intrusives que les méthodes électriques (par contact), notamment à cause du possible caractère semi-transparent des couches minces, impliquant généralement de devoir les recouvrir d'un film opaque afin d'absorber et d'émettre l'énergie en surface.

C'est donc dans ce contexte qu'une méthode de caractérisation thermique hybride basée sur un principe d'excitation optique (laser) et de mesure électrothermique va être présentée dans ce papier (section 2). Le modèle thermique utilisé repose sur une modélisation quadripolaire (section 3). Deux méthodes d'estimation conjointement utilisées avec un critère de détermination d'intervalle temporel optimal d'estimation minimisant l'écart-type sur les valeurs estimées (section 4), améliorant ainsi la précision et la robustesse des méthodes d'estimation, seront également proposées et comparées numériquement (section 5).

## 2. Présentation du Problème

Bien que pour des raisons techniques aucune validation expérimentale n'est proposée dans ce papier, le problème présenté a néanmoins pour support un banc expérimental existant et ayant déjà été utilisé par le passé pour des caractérisations thermiques de couches minces [4, 3]. Il s'agit ici d'améliorer la méthode de caractérisation développée dans les précédents travaux s'appuyant sur ce banc, notamment en prenant en compte la forme temporelle de l'excitation, en comparant deux méthodes d'estimation, et en définissant un critère pour le choix de l'intervalle temporel d'estimation et de la température de référence pour l'adimensionnement des thermogrammes. Des représentations schématiques du banc expérimental et de la cellule de mesure sont données respectivement en Figure 1 et Figure 2.

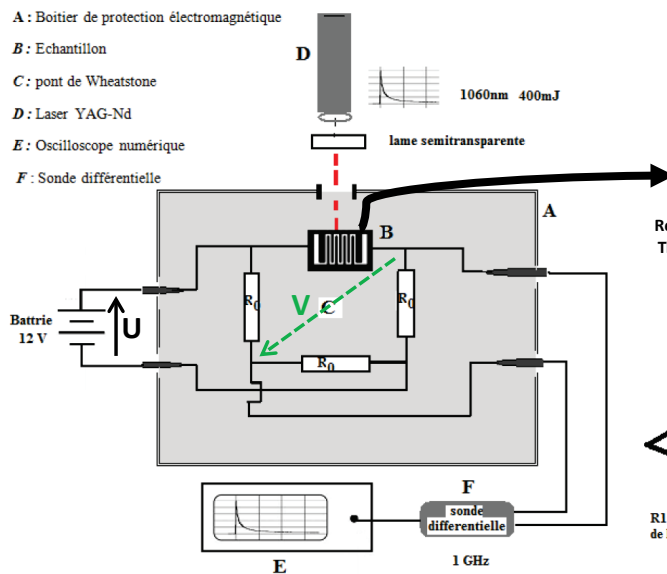


Figure 1 : Représentation schématique du banc expérimental

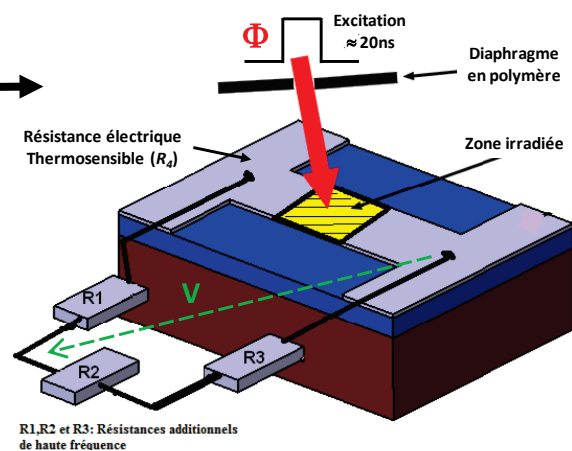


Figure 2 : Représentation schématique de la cellule de mesure

La méthode de mesure consiste à déposer un ruban métallique (aluminium) par pulvérisation magnétron sur le film à caractériser, puis à relier ce ruban (faisant office de résistance électrique) au sein d'un pont de Wheatstone équilibré (cf. Figure 2). La thermo-dépendance de la résistance électrique du ruban (1) servira de transducteur afin de déterminer la variation de température de surface du matériau (2). La méthode expérimentale consiste alors à chauffer le ruban à l'aide d'une excitation laser brève (20ns), puis à déterminer sa variation de température  $\Delta T$  induite par diffusion dans le matériau.

En supposant que l'élévation de température du ruban est faible (ce qui est expérimentalement vérifié, car l'élévation de température est inférieure à 1K), la thermo-dépendance de la résistance électrique du ruban peut être définie (de même que celle des autres résistances du pont) par :

$$R(T) = R_0(1 + \gamma \cdot \Delta T) = R_0 + \Delta R(T) \quad ; \quad \Delta T = T(t) - T_{ext} \quad (1)$$

De plus, afin de simplifier la présentation du problème, si l'on suppose que le pont de Wheatstone est initialement équilibré (i.e  $R_i = R_0, \forall i \in \llbracket 1;4 \rrbracket \Rightarrow V = 0$ ), et que durant toute la phase de mesure les résistances (autres que le ruban) ont des variations négligeables (faible auto-échauffement par effet Joule et  $\gamma_i \ll \gamma_4, \forall i \in \llbracket 1;3 \rrbracket$ ) devant celle du ruban, alors la variation  $\Delta V$  de la tension de déséquilibre du pont est donnée en 1<sup>ère</sup> approximation par :

$$\Delta V \underset{\Delta R_4 \ll R_0}{\simeq} \frac{\Delta R_4}{4R_0} U = \frac{\gamma_4 U}{4} \cdot \Delta T \equiv \alpha \cdot \Delta T, \quad \alpha = cste \quad (2)$$

### 3. Modélisation et Simplification du Problème

Il reste alors à modéliser le transfert de chaleur responsable de la variation  $\Delta T$  de la température du ruban. Pour cela, on supposera que le transfert de chaleur est 1D instationnaire et purement diffusif (grande largeur du ruban et durée de mesure très courte ( $\sim 1\mu s$ ) vis-à-vis du temps diffusif dans le plan). Les extensions latérales du problème 1D étant celles du ruban (supposé intégralement irradié et de façon uniforme), et la diffusion ayant lieu suivant l'épaisseur du tricouche {ruban/film/substrat} (cf. Figure 2).

Dans ce cas, une modélisation par quadripôles thermiques est possible [11] et consiste à décrire le problème dans l'espace de Laplace sous la forme schématique suivante :

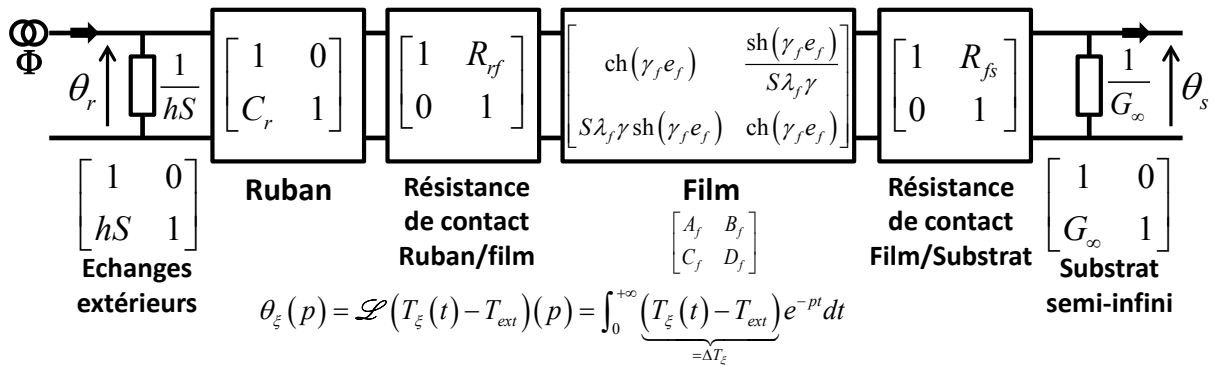


Figure 3 : Représentation quadripolaire du transfert de chaleur au sein du tricouche

Dans cette représentation quadripolaire, le ruban a été modélisé par une capacité thermique pure ( $C_r = \rho_r c_r e_r = 2,4e6 J.m^{-3}.K^{-1}$ ) en vertu d'un temps de diffusion ( $0,1ps$ ) très court vis-à-vis des autres couches ; et le substrat a été modélisé par un milieu semi-infini (d'admittance  $G_\infty = \sqrt{\lambda_s \rho_s c_s} \sqrt{p} = 1406\sqrt{p}$ ) compte tenu de son grand temps de diffusion (isolant thermique de « grande » épaisseur :  $e_s=1,1mm$  et  $\lambda_s = 1,09 W.m^{-1}.K^{-1}$ ).

Ainsi, en prenant pour hypothèse que le flux est négligeable en face-arrière du substrat, la température de la face-avant du film (égale par hypothèse à celle du ruban) a pour expression dans l'espace de Laplace (cf. Figure 3) :

$$\theta_r(p) = \frac{[A_f + (A_f R_{fs} + B_f)G_\infty + R_{rf}[C_f + (C_f R_{fs} + D_f)G_\infty]]\Phi(p)}{(hS + C_r)[A_f + (A_f R_{fs} + B_f)G_\infty] + [(hS + C_r)R_{rf} + 1][C_f + (C_f R_{fs} + D_f)G_\infty]} \quad (3)$$

Compte tenu de la faible émissivité ( $\varepsilon_r < 0,1$ ) du ruban métallique (ainsi que  $\Delta T < 1K$ ) et de la faible durée de mesure totale ( $1\mu s$ ) (due au faible temps de réponse du film), on négligera les échanges par radio-conducto-convection avec le milieu extérieur. De plus, on négligera également les échanges par transfert radiatif au sein du tricouche (conductivité radiative  $\lambda_r \leq 0,015 W.m^{-1}.K^{-1}$ ).

Enfin, le cadre de l'application visée étant celui de l'estimation de la conductivité thermique effective des films d'AlN, l'expression (3) pourra se simplifier en (simplification consistant à ne plus modéliser les résistances de contact) :

$$\theta_r(p) = \frac{A_f + B_f G_\infty}{\underbrace{A_f C_r + C_f + (B_f C_r + D_f) G_\infty}_{H(p)}} \Phi(p) = H(p) \Phi(p) \quad (4)$$

Puis par inversion numérique de Laplace (basée sur l'algorithme de De Hoog [12]), on obtient alors le champ de température théorique dans le domaine temporel :

$$\Delta T_r(t) = T_r(t) - T_{ext} = \mathcal{L}^{-1}(\theta_r(p))(t) = h(t) \otimes Q\varphi(t) \quad (5)$$

Notons qu'expérimentalement, une photodiode permet de déterminer la forme temporelle de l'excitation.

#### 4. Méthodes d'Estimation

Tout d'abord, notons que le modèle (3) est en l'état inadapté à l'estimation simultanée de l'ensemble des paramètres apparaissant dans le modèle car ces derniers sont corrélés entre eux et rendent donc le problème fonctionnel mal posé au sens d'Hadamard [13] et par conséquent également numériquement mal conditionné.

Une solution consiste alors à réduire le modèle et/ou réduire le nombre de paramètres à estimer en supposant les autres comme étant connus, car mesurés par des méthodes annexes réputées robustes et précise, par exemple.

Ainsi, le modèle (4) ou son équivalent (5) dans le domaine temporel permet une réduction du nombre de degrés de libertés du système et donc une première régularisation du problème initial. Cela a pour effet de diminuer la variance sur les paramètres estimés, mais également d'augmenter potentiellement le biais. De plus, dans la même idée de réduction du nombre de paramètres à estimer, on supposera connu les propriétés thermiques du ruban métallique, du substrat et la capacité calorifique du film. Par ailleurs, afin d'alléger les notations, on englobera le produit  $\alpha.Q$  (cf. (2) et (5)) dans le paramètre à estimer  $Q$  (représentant normalement uniquement la puissance absorbée par le ruban).

Il ne reste alors plus qu'à estimer le paramètre  $Q$ , ainsi que la conductivité  $\lambda_f$  du film. Pour cela, on se propose de comparer deux méthodes d'estimation. La première, appelée « Méthode-1 », consiste à travailler en température réduite  $T_r^*(t) = \Delta T_r(t) / \max(\Delta T_r(t))$ , ce qui permet de s'affranchir de la connaissance du paramètre  $Q$ ; et la seconde méthode, appelée « Méthode-2 », consiste à effectuer les estimations directement à l'aide du champ de température  $\Delta T_r(t)$ .

Les méthodes/modèles d'estimations proposées sont basées sur la méthode des moindres carrés, associée à un algorithme de descente de type Levenberg-Marquardt régularisé [14] consistant, ici, à minimiser dans le domaine temporel l'écart quadratique entre la température mesurée expérimentalement (2) et la température calculée (5). En nommant,  $\Delta T_{exp} = T_{exp} - T_{ext}$  la température mesurée expérimentalement, les fonctions coûts à minimiser et associées aux deux modèles proposés, s'écrivent respectivement ( $\beta_i$  représentant le vecteur paramètre à estimer) :

$$R(\beta_1) = \sum_{k=k_1}^{k_2} \left( \frac{T_{exp,k}(t_k)}{\max(T_{exp}(t_k))} - \frac{\Delta T_r(t_k, \beta_1)}{\max_{t_k}(\Delta T_r)} \right)^2 \Rightarrow \hat{\beta}_1 = \arg \min_{t \in [t_{k_1}; t_{k_2}]; \beta_1} (R(\beta_1)) ; \beta_1 = \lambda_f \quad (6)$$

$\equiv T_r^*(t_k, \beta_1)$

$$J(\beta_2) = \sum_{k=k_1}^{k_2} (\Delta T_{exp}(t_k) - \Delta T_r(t_k, \beta_2))^2 \Rightarrow \hat{\beta}_2 = \arg \min_{t \in [t_{k_1}; t_{k_2}]; \beta_2} (J(\beta_2)) ; \beta_2 = (\lambda_f; Q) \quad (7)$$

Reste alors à choisir l'intervalle temporel optimal  $[t_{k_1}; t_{k_2}]$  d'estimation des paramètres pour chacune des méthodes (10). On supposera qu'il y a  $N$  mesures temporelles  $\Rightarrow k \in [1; N]$ .

Afin de rester dans le cadre (de la modélisation) du transfert 1D, de pertes négligeables et du milieu semi-infini pour le substrat (ce qui permettra d'éviter des biais de modèle), on limitera la durée maximale d'exploitation du signal expérimental à  $t_{max} = 1\mu s \ll \tau_{cd}^s/10$  ; ( $\tau_{cd}^s = e^2/a_s$  : temps de diffusion du substrat).

D'autre part, le temps initial d'estimation commencera après la fin  $t_f$  de l'excitation, car expérimentalement le signal est inexploitable durant la période  $[0; t_f]$ .

La méthode consiste alors à déterminer l'intervalle temporel  $[t_{k_1}; t_{k_2}] \subseteq [t_f; t_{max}]$  minimisant l'écart-type  $\sigma_\lambda$  de la conductivité estimée (cf. (8) et (9), et Figure 5).

Au voisinage de la convergence, et pour un bruit supposé additif, non corrélé, de moyenne nulle et d'écart-type constant ( $\sigma_{noise}$ ), des expressions approchées des matrices de variance-covariances, sont respectivement définies pour les deux modèles par :

$$\text{cov}(\beta_1) \equiv \sigma_\lambda^2 = (\mathbf{X}_1^t \mathbf{X}_1)^{-1} \sigma_{noise}^2 ; \mathbf{X}_1 = \begin{bmatrix} \frac{\partial T_{r,1}^*}{\partial \lambda} \\ \vdots \\ \frac{\partial T_{r,N}^*}{\partial \lambda} \end{bmatrix} ; \frac{\partial T_r^*}{\partial \lambda} = \frac{1}{\underbrace{\max(\Delta T_r)}_{\Delta T_m}} \frac{\partial \Delta T_r}{\partial \lambda} - \frac{T_r^*}{\Delta T_m} \frac{\partial \Delta T_m}{\partial \lambda} \quad (8)$$

$$\text{cov}(\beta_2) = \begin{bmatrix} \sigma_\lambda^2 & \text{cov}(\lambda, Q) \\ \text{cov}(\lambda, Q) & \sigma_Q^2 \end{bmatrix} = (\mathbf{X}_2^t \mathbf{X}_2)^{-1} \sigma_{noise}^2 ; \mathbf{X}_2 = \begin{bmatrix} \frac{\partial \Delta T_{r,k}}{\partial \beta_j} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \Delta T_{r,1}}{\partial \lambda} & \frac{\partial \Delta T_{r,1}}{\partial Q} \\ \vdots & \vdots \\ \frac{\partial \Delta T_{r,N}}{\partial \lambda} & \frac{\partial \Delta T_{r,N}}{\partial Q} \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$(\hat{t}_{k_1}, \hat{t}_{k_2}) = \arg \min_{[t_{k_1}; t_{k_2}] \subseteq [t_f; t_{max}]} (\sigma_\lambda(\beta_i, t_{k_1}, t_{k_2})) ; i \in \{1; 2\} \quad (10)$$

## 5. Validation Numérique

Afin de comparer les deux méthodes proposées, deux cas ont été simulés à l'aide d'un code aux éléments finis (permettant ainsi de s'affranchir d'un « crime inverse »), le premier (appelé cas « Simple ») est réalisé dans le cadre des hypothèses du modèle simplifié (4), alors que le deuxième (appelé cas « Complet ») se base sur celui du modèle (3). Dans ce dernier cas, on a choisi pour valeurs de résistances de contact :  $R_{rf}=1e-9 K.W^{-1}$ , et  $R_{fs}=1e-8 K.W^{-1}$ .

Pour chacun des cas, des simulations numériques non bruitées (section 5.1), et bruitées par méthode de Monte-Carlo (section 5.2) ont été réalisées. Pour la méthode de Monte-Carlo, 1000 vecteurs de température bruités ont été générés, avec un bruit gaussien, de moyenne nulle et d'écart-type constant (égal à 1% du maximum du champ de température non bruité). La méthode de Monte-Carlo permettra d'étudier les vraies performances des méthodes d'estimation proposées.

Les propriétés thermiques des différents matériaux ainsi que les valeurs des résistances de contact ont été choisies en accord avec la littérature, et les propriétés géométriques en fonction du banc expérimental existant et du cadre d'étude visé (cf. section 3). Pour l'ensemble des simulations, la conductivité thermique cible est  $\lambda_f = 100 W.m^{-1}.K^{-1}$ .

Dans le cas des simulations non bruitées (section 5.1), les écart-types qui sont donnés correspondent en réalité aux facteurs d'amplification du bruit de mesure (valant  $8e-4 K$ ), i.e. à l'écart-type théorique calculé en supposant un bruit unitaire (8) et (9). En revanche, dans la section 5.2, ce sont bien les propriétés statistiques des estimées qui sont indiquées.

### 5.1. Simulations Non Bruitées

Modèles	Cas des Données Simulées	Conductivité Estimée $\lambda$ [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	Erreur Absolue [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	Ecart-type $(X^t X)^{-1/2} (\sigma_b=1)$ [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]
Méthode-1 (6)	<i>Simple</i>	100	0,00	12,43
	<i>Complet</i>	98,80	1,20	12,30
Méthode-2 (7)	<i>Simple</i>	100	0,00	73,64
	<i>Complet</i>	98,38	1,62	71,27

Tableau 1 : Estimation de conductivité sur données non bruitées (1000 mesures).

**Analyse du Tableau 1 :** Tout d'abord, remarquons qu'en l'absence de biais de modèle, i.e. dans le cas de données simulées dans le cadre du cas « Simple », les deux méthodes proposées permettent de retrouver la « bonne » conductivité (erreur d'estimation nulle), ce qui valide à minima les méthodes. En revanche, l'effet du biais de modèle peut être observé lorsque les données du cas « Complet » sont utilisées (erreurs d'estimations non nulles). Notons que ce biais est, ici, sensiblement identique pour les deux méthodes (1,2 à 1,62  $W.m^{-1}.K^{-1}$ ), et acceptables pour l'application visée, ce qui ne permet donc pas encore de les discriminer. En revanche, on remarque la nette influence néfaste (au sens de l'estimation) de l'augmentation du nombre de paramètres à estimer, en observant les écart-types de la Méthode-2 qui sont environ 6 fois supérieurs à ceux de la Méthode-1. Ainsi, à la lumière de ces résultats on est tenté de favoriser l'utilisation de la Méthode-1, semblant plus performante, néanmoins, dans ces analyses statistiques seules les propriétés statistiques de l'estimateur (fournies par la méthode des moindres carrés) sont analysées. Afin d'évaluer la réelle performance des méthodes d'estimation proposées, il convient également de tenir compte des performances de l'algorithme d'estimation utilisé. Cette analyse est réalisée à l'aide de la méthode de Monte-Carlo, dont l'analyse des résultats fait l'objet de la section 5.2 suivante.

## 5.2. Simulations Bruitées

Une représentation graphique du champ de température simulé bruité et estimé par la « Méthode-1 » est donnée Figure 4. La Figure 5 représente la variation de l'écart-type de la conductivité estimée en fonction du choix du temps initial d'estimation. Notons, à titre de comparaison avec les résultats du Tableau 2, qu'une estimation avec la « Méthode 1 » dans le cas « Complet » et pour  $t \in [t_f; 10^{-6}s]$ , donne :  $\lambda=75,70 W.m^{-1}.K^{-1}$  et  $\sigma(\lambda)=1,80 W.m^{-1}.K^{-1}$ .

Modèles	Cas des Données Simulées	Conductivité Estimée MC $\lambda [W.m^{-1}.K^{-1}]$	Erreur Absolue MC $[W.m^{-1}.K^{-1}]$	Ecart-type MC $[W.m^{-1}.K^{-1}]$
Méthode-1 (6)	Simple	100,11	0,11	2,39
	Complet	98,92	1,08	2,33
Méthode-2 (7)	Simple	100,01	0,01	0,76
	Complet	98,39	1,61	0,73

Tableau 2 : Estimation de conductivité sur données bruitées par méthode de Monte-Carlo (1000 échantillons de 1000 mesures).  $\sigma_{noise}=\max(\Delta T)/100 [K]$ .

**Analyse du Tableau 2 :** On remarque tout d'abord que les méthodes d'estimation proposées (tenant compte de l'algorithme d'estimation) semblent robustes, car les valeurs de conductivités estimées sont très peu différentes de celles obtenues en l'absence de bruit. En revanche, on remarque ici, que le comportement des écart-types est opposé à celui du Tableau 1. En effet, on observe qu'en présence de bruit les écart-types de la Méthode-1 sont plus importants que ceux de la Méthode-2. L'explication provient du fait que la 1<sup>ère</sup> méthode est basée sur le rapport de températures (bruitées), et introduit par conséquent un biais qui a pour conséquence d'impacter les propriétés statistiques du « bruit » sur la température réduite, « bruit » qui n'est désormais plus à moyenne nulle. De plus, cette division par un signal bruité « décale » (modifie) l'intervalle temporel optimal d'estimation. En effet, on a :

$$\Delta T_r(t) = \underbrace{\overline{\Delta T_r(t)}}_{\text{valeur vraie}} + \underbrace{\varepsilon_T(t)}_{\text{bruit}} \Rightarrow T_r^*(t) \underset{\varepsilon_T \ll \Delta T_r}{\approx} \overline{T_r^*(t)} + \underbrace{\frac{\varepsilon_T(t)}{\Delta T_r(t_m)} - \overline{T_r^*(t)} \frac{\varepsilon_T(t_m)}{\Delta T_r(t_m)}}_{\substack{\text{"Bruit" d'espérance non nulle} \\ \text{et d'écart-type} \neq \sigma(\varepsilon_T)}} \quad (11)$$

Les résultats des Tableaux 1 et 2 mettent ainsi en lumière l'importance conjointe du choix de l'algorithme, du critère sur l'intervalle temporel optimal, et du modèle utilisé pour l'estimation de paramètres. Dans notre cas, une préférence va donc à la méthode-2 permettant d'avoir à la fois de faibles erreurs, et de plus faibles écart-types qu'avec la méthode-1.

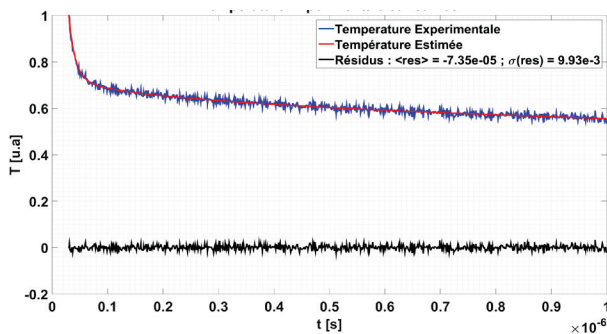


Figure 4 : Température expérimentale (Simulée bruitée) et Estimée par Méthode-1 (6)

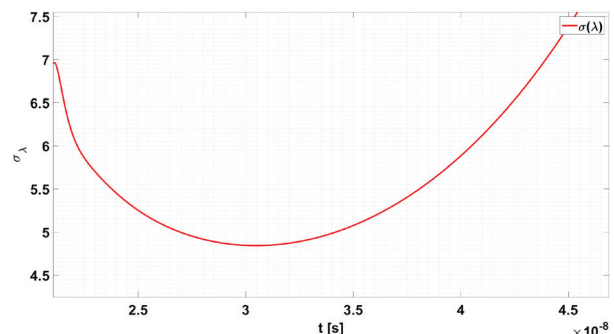


Figure 5 : Variation de l'écart-type de la conductivité estimée en fonction de l'intervalle d'estimation  $[t_k; 1\mu s]$

## 6. Conclusion et Perspectives

Dans ce papier, deux méthodes d'estimation de conductivités thermiques effectives transverses de couches minces, et prenant en compte la forme temporelle de l'excitation, ont été présentées et comparées numériquement sur des simulations de type Monte-Carlo. La 1<sup>ère</sup> est basée sur le rapport de température, permettant ainsi de diminuer le nombre de degrés de liberté du problème, mais il a été montré que cela induisait un biais, et des écart-types 3 fois supérieurs à la seconde méthode basée sur le signal expérimental brute, sans pour autant améliorer la valeur estimée. Ces deux méthodes/modèles ont été utilisées conjointement à une méthode permettant de déterminer l'intervalle temporel optimal pour l'estimation de la conductivité thermique, ce qui a permis de minimiser l'écart-type sur les valeurs estimées, et ainsi améliorer la robustesse et la précision des méthodes d'estimation.

Les perspectives sont d'une part, d'étendre la méthode proposée pour l'estimation simultanée de la conductivité thermique intrinsèque et des résistances de contact. Et d'autre part, de développer un modèle/méthode associé au critère d'intervalle optimal d'estimation afin d'estimer les conductivités longitudinales et transverses de films minces orthotropes.

### Références

- [1] A. Salazar, A. Mendioroz, *et al.*, "Extending the flash method to measure the thermal diffusivity of semitransparent solids," *Measurement Science and Technology*, vol. 25, no. 3, p. 035604, 2014.
- [2] M. Lazard, S. André, *et al.*, "Diffusivity measurement of semi-transparent media: model of the coupled transient heat transfer and experiments on glass, silica glass and zinc selenide," *International journal of heat and mass transfer*, vol. 47, no. 3, pp. 477–487, 2004.
- [3] A. Lahmar, T. Nguyen, *et al.*, "Experimental investigation on the thermal contact resistance between gold coating and ceramic substrates," *Thin Solid Films*, vol. 389, no. 1, pp. 167–172, 2001.
- [4] S. Orain, Y. Scudeller, *et al.*, "Use of genetic algorithms for the simultaneous estimation of thin films thermal conductivity and contact resistances," *International journal of heat and mass transfer*, vol. 44, no. 20, pp. 3973–3984, 2001.
- [5] J.-L. Battaglia, V. Schick, *et al.*, "Global estimation of thermal parameters from a picoseconds thermoreflectometry experiment," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 57, pp. 17–24, 2012.
- [6] J.-L. Battaglia, A. Kusiak, *et al.*, "Photothermal radiometric characterization of a thin deposit using a linear swept-frequency heat flux waveform," *International journal of thermal sciences*, vol. 45, no. 11, pp. 1035–1044, 2006.
- [7] A. Kusiak, J. Martan, *et al.*, "Using pulsed and modulated photothermal radiometry to measure the thermal conductivity of thin films," *Thermochimica Acta*, vol. 556, pp. 1–5, 2013.
- [8] D. G. Cahill, H. E. Fischer, *et al.*, "Thermal conductivity of thin films: measurements and understanding," *Journal of Vacuum Science & Technology A*, vol. 7, no. 3, pp. 1259–1266, 1989.
- [9] C. Duquenne, M.-P. Besland, *et al.*, "Thermal conductivity of aluminium nitride thin films prepared by reactive magnetron sputtering," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 45, no. 1, p. 015301, 2011.
- [10] B. Belkerk, M. Soussou, *et al.*, "Measuring thermal conductivity of thin films and coatings with the ultra-fast transient hot-strip technique," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 45, no. 29, p. 295303, 2012.
- [11] J. C. Batsale, D. Maillet, *et al.*, "Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms," 2000.
- [12] F. R. De Hoog, J. Knight, *et al.*, "An improved method for numerical inversion of laplace transforms," *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, vol. 3, no. 3, pp. 357–366, 1982.
- [13] J. Hadamard, "Sur les problèmes aux dérivées partielles et leur signification physique," *Princeton university bulletin*, vol. 13, no. 49-52, p. 28, 1902.
- [14] P. E. Gill and W. Murray, "Algorithms for the solution of the nonlinear least-squares problem," *SIAM Journal on Numerical Analysis*, vol. 15, no. 5, pp. 977–992, 1978.