



HAL
open science

Détermination expérimentale de la résistance thermique d'interface d'un dépôt métallique submicronique sur son substrat

N. Hmina, Y. Scudeller

► **To cite this version:**

N. Hmina, Y. Scudeller. Détermination expérimentale de la résistance thermique d'interface d'un dépôt métallique submicronique sur son substrat. *Journal de Physique III*, 1995, 5 (6), pp.881-901. 10.1051/jp3:1995166 . jpa-00249352

HAL Id: jpa-00249352

<https://hal.science/jpa-00249352v1>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
68.35 — 68.60

Détermination expérimentale de la résistance thermique d'interface d'un dépôt métallique submicronique sur son substrat

N. Hmina et Y. Scudeller

Equipe de Thermique des Interfaces et de Microthermique, Laboratoire de Thermocinétique, URA C.N.R.S 869, ISITEM, Nantes, France

(Reçu le 15 septembre 1993, révisé le 28 janvier 1994 et le 24 janvier 1995, accepté le 21 mars 1995)

Résumé. — Les mécanismes de croissance et l'adhésion d'un dépôt sont étroitement liés aux propriétés physiques et chimiques superficielles du substrat. La détermination de la résistance thermique d'interface peut mettre en lumière certains aspects de ce couplage en caractérisant la présence d'impuretés, de fissures ou de décollements liés au procédé d'élaboration. Une méthode de mesure originale de la résistance d'interface entre un dépôt submicronique et un substrat diélectrique est présentée. Elle est fondée sur l'analyse des premiers instants de refroidissement du dépôt consécutif à l'échauffement produit par une impulsion laser. L'échauffement est obtenu par la mesure de la résistance électrique du dépôt. La détection à large bande passante (25 MHz) assure une bonne restitution du signal. Celui-ci est filtré numériquement pour être ensuite analysé. De très faibles résistances, comprises entre 10^{-8} et 10^{-6} $\text{m}^2\text{K/W}$, peuvent être détectées lorsque l'observation des variations de température s'effectue avant la première microseconde. Le principe de la méthode et le dispositif expérimental sont présentés. La sensibilité de la méthode est analysée en détail. Des résultats, obtenus sur des dépôts de 200 à 600 nm de cuivre pulvérisés sur un substrat de verre de Silice, sont présentés. Des résistances d'interfaces de l'ordre de 10^{-7} $\text{m}^2\text{K/W}$ ont été identifiées avec une précision d'environ 30 %.

Abstract. — Mechanisms of deposition and adhesion of a solid film are closely related to the physical and chemical properties of the substrate. Experimental measurement of thermal contact resistance gives new informations by characterizing the presence of impurities, fissures and cracks due to the elaboration process. An original method of thermal contact resistance measurement of a submicronic film on a dielectric substrate is presented. The measurement consists in analysing the very beginning of the cooling phase of the film, which follow the heating by a short laser pulse (≈ 20 ns). Temperature detection is obtained by electrical resistance measurement of the film. Detection with a high bandwidth (25 MHz) ensure a good restitution of the signal, which is numerically filtered in order to be analyzed. A very small thermal contact resistance compromise between 10^{-8} and 10^{-6} $\text{m}^2\text{K/W}$ is measured if the temperature detection is operated before one microsecond. The principle of the method and the experimental arrangement are described. The sensitivity is analyzed. Experimental results are obtained on thin film of 200 to 600 nm thickness (pulverized copper) on glass substrate. The thermal contact resistance of about 10^{-7} $\text{m}^2\text{K/W}$ have been identified with an uncertainty of about 30%.

Nomenclature

T_i	température (K). $i = 1, 2$
c_i	chaleur massique (J/KgK).
ρ_i	masse volumique (Kg/m ³).
e_1	épaisseur du dépôt (m).
λ_2	conductivité thermique du substrat (W/mK).
a_2	diffusivité thermique du substrat (m ² /s)
b_2	effusivité du substrat : $b_2 = \sqrt{\lambda_2 c_2 \rho_2}$
C	capacité thermique du dépôt : $C = c_1 \rho_1 e_1$
T_a	température d'équilibre du dépôt (K).
ΔT_1	échauffement du dépôt (K).
ΔT_{\max}	échauffement maximum du dépôt (K).
ΔT_0	échauffement de référence (K).
R_c	résistance thermique d'interface (m ² K/W).
Q	densité d'énergie absorbée par le dépôt (J/m ²).
V	différence de potentiel électrique (V).
V_a	différence de potentiel électrique à l'équilibre thermique (V).
ΔV	variation temporelle de la différence de potentiel électrique (V).
I	courant électrique (A).
t	temps (s).
τ	constante de temps (s).
p	variable complexe.
x, y, z	coordonnées cartésiennes (m).
σ	conductivité électrique du dépôt (W ⁻¹ m ⁻¹).
ϕ	densité de flux de chaleur (W/m ²).
S_R	sensibilité réduite à la résistance d'interface : $S_R = (R_c / \Delta T_{\max}) \partial \Delta T_1 / \partial R_c $
S_b	sensibilité réduite à l'effusivité du substrat : $S_b = (b / \Delta T_{\max}) \partial \Delta T_1 / \partial b $
S_c	sensibilité réduite à la capacité du dépôt : $S_c = (C / \Delta T_{\max}) \partial \Delta T_1 / \partial C $
δ_0	profondeur de pénétration thermique (m) : $\delta_0 = 4\sqrt{a_2 t_0}$

1. Introduction

L'élaboration de dépôts est nécessaire en optique ou en microélectronique. L'homogénéité et l'adhésion du dépôt résultent du couplage des mécanismes de croissance avec les propriétés physiques et chimiques du substrat.

La couche de transition, dont les propriétés passent progressivement de celles du dépôt à celles du substrat, contient un certain nombre de défauts (impuretés, contaminants, microfissures) liés au procédé d'élaboration. Lorsqu'elle est traversée par un flux de chaleur ϕ , la résistance thermique d'interface schématise globalement la perturbation du champ de température introduite par les différentes hétérogénéités. C'est un modèle qui introduit une discontinuité de température en extrapolant les champs des deux milieux (dépôt et substrat) de part et d'autre de la zone perturbée. Les deux températures T_1^0 et T_2^0 qui sont extrapolées délimitent alors l'interface théorique. La chute de température est donnée par la relation :

$$T_1^0 - T_2^0 = R_c \phi \quad (1)$$

dans laquelle R_c désigne la résistance thermique d'interface.

Cette dernière notion est mise en défaut dès que l'épaisseur de la couche de transition n'est plus négligeable devant celle du dépôt. En régime non-stationnaire, un effet capacitif doit être pris en compte. Lorsque l'épaisseur de la couche de transition n'excède pas quelques nm-ce qui est le cas pour un métal pulvérisé sur du verre- et que le temps de diffusion de la région interfaciale est extrêmement court par rapport à la durée d'observation, la mesure, en régime non-stationnaire, relève du domaine de validité de la relation (1). La résistance thermique d'interface caractérise donc la présence de défauts liés à l'élaboration. Elle est approximativement comprise entre 10^{-8} m²K/W et 10^{-6} m²K/W dans le cas d'une croissance cristalline.

Cette résistance d'interface permet d'expliquer certains mécanismes de dégradation en électronique ou en optique de puissance. Plus fondamentalement, elle peut mettre en lumière certains aspects du couplage entre les mécanismes de croissance du dépôt et les propriétés physico-chimiques du substrat.

La méthode expérimentale qui est décrite ici permet de détecter des résistances d'interface entre des dépôts métalliques submicroniques sur des substrats diélectriques. Elle a été mise au point sur des métaux purs pulvérisés.

Le principe de la méthode et le dispositif expérimental sont présentés. La sensibilité de la méthode, qui est étudiée en détail, détermine l'incertitude de la mesure en fonction de la nature des substrats et met en évidence le rôle des différents paramètres sur les limites de détection. Un modèle théorique, qui permet l'identification de la résistance d'interface par comparaison avec l'expérience, est également présenté. Les résultats expérimentaux obtenus sur des dépôts de cuivre submicroniques pulvérisés sur un substrat de verre sont discutés.

2. Principe de la méthode

Le principe de la méthode consiste à exciter le dépôt, initialement en équilibre thermique avec le substrat à une température T_a , par une impulsion laser de grande énergie et de courte durée (Fig. 1). Le dépôt atteint rapidement une température maximum T_{max} , et se refroidit ensuite par diffusion thermique au travers du substrat. La mesure de la résistance thermique d'interface est obtenue par l'analyse des premiers instants du refroidissement. Cette loi dépend fortement de la nature de l'interface, particulièrement pendant les quelques centaines de nanosecondes qui suivent l'échauffement maximum. La résistance d'interface est obtenue par comparaison de l'échauffement théorique ΔT avec l'expérience sur ce domaine d'observation qui constitue la partie sensible du thermogramme. L'identification s'effectue sur un thermogramme normalisé par un échauffement de référence ΔT_0 égal ou proche de l'échauffement maximum ΔT_{max} . Ceci permet de s'affranchir de la détermination de la densité d'énergie absorbée Q par le dépôt. Le choix de l'échauffement de référence dépend des possibilités de la chaîne de mesure.

Des résistances, aussi faibles que 10^{-8} m²K/W, peuvent être détectées si l'observation de la phase de refroidissement s'effectue avant la première microseconde. L'incertitude sur la mesure de R_c est fonction de l'épaisseur du dépôt, de la nature du substrat et de la précision de la mesure de température.

La configuration optimum doit être telle que les transferts de chaleur entre dépôt et substrat soient monodimensionnels, ce qui autorise une surface d'excitation inférieure au substrat. En effet, la diffusion 3D est d'autant moins développée que les durées d'observation sont petites. Dans le cas présent, la diffusion de chaleur ne concerne qu'une couche très superficielle du substrat, égale à la profondeur de pénétration δ_0 , qui ne dépasse pas quelques μm au cours de la première microseconde d'observation. Lorsque la dimension radiale caractéristique du dépôt est très supérieure à δ_0 , la diffusion de chaleur est principalement 1D.

Une impulsion laser de quelques nanosecondes permet de s'affranchir de la forme temporelle de l'excitation.

La mesure de température présente ici une réelle difficulté. L'introduction d'un capteur conduirait à des biais trop importants et la sensibilité sur la mesure de R_c serait considérablement réduite. Pour éviter ce problème, la variation de température du dépôt est déduite de celle de sa résistance électrique. Le dépôt est donc utilisé comme capteur de température. Un courant stabilisé I est imposé et la différence de potentiel électrique V qui s'établit selon la longueur du dépôt (Fig. 1) est mesurée. V dépend de la température T selon une loi :

$$V = \frac{F(T)I}{\sigma(T)} \quad (2)$$

dans laquelle σ est la conductivité électrique du dépôt qui dépend de la température (Tab. I) et F une fonction liée à la géométrie. Les contraintes thermomécaniques induites par les variations de T modifient la géométrie de sorte que F est également une fonction de T . Pour les métaux purs, la variation de σ avec T est prépondérante.

Des étalonnages montrent la linéarité de $(V - V_a)$ avec $(T - T_a)$ dans la gamme de température considérée de sorte que :

$$\Delta V = K \Delta T \quad (3)$$

K augmente avec la résistance électrique du dépôt et le courant I . Le signal utile peut être de grande amplitude (quelques mV/K) par rapport aux bruits, de sorte qu'un tir laser permet l'acquisition directe d'un thermogramme sans passer par la moyenne de tirs répétés qui pose le problème de la stabilité de l'énergie d'impulsion. La relation (3) permet de remarquer que le rapport de deux différences de potentiel est identique à celui des échauffements et que, par conséquent, la détermination de K n'est pas nécessaire à l'identification de R_c .

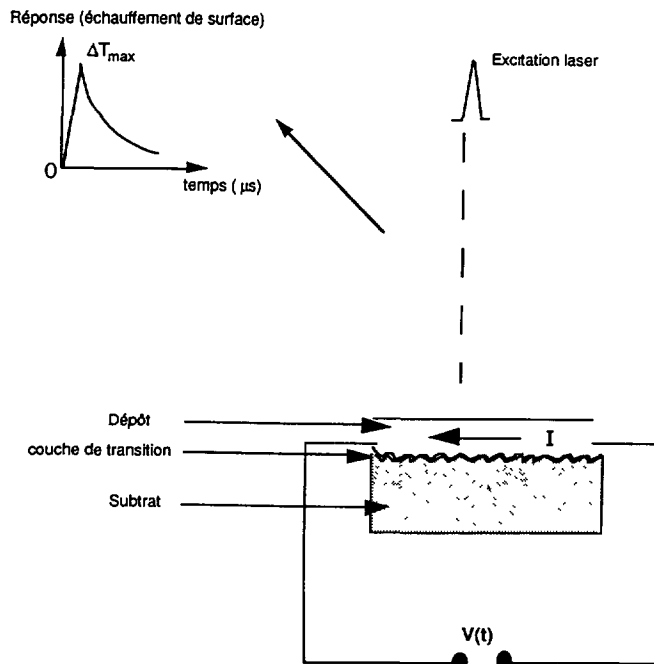


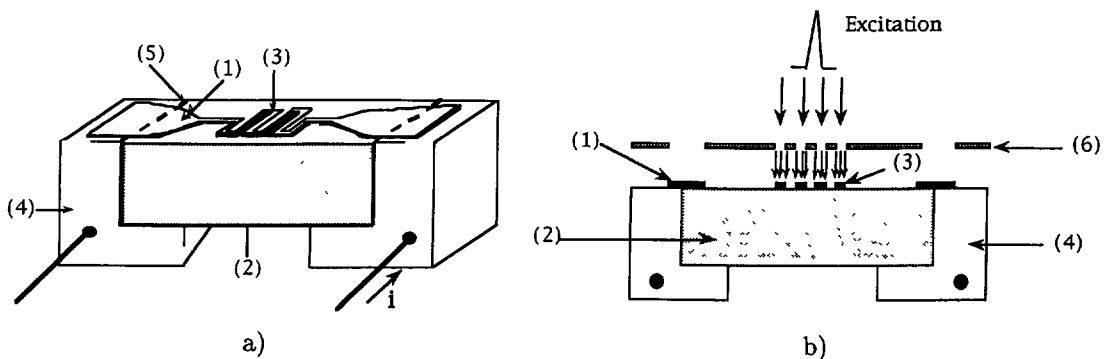
Fig. 1. — Principe de la mesure.
[Principle of the measurement.]

Tableau I. — Résistivité de quelques métaux et variation avec la température.
 [Resistivity of some pure metals and its variation with the temperature.]

métal	Au	Cu	Al	Ag
$\sigma (W^{-1}m^{-1}) \times 10^{-7}$ à 20 °C	4,2	5,9	3,6	6,3
$\delta \times 10^3 K^{-1}$ à 20 °C	4	3,9	4	4

3. Dispositif expérimental

L'échantillon est constitué d'un dépôt (1) et d'un substrat (2) de quelques mm d'épaisseur (section d'environ $25 \times 75 \text{ mm}^2$). L'ensemble est fixé entre deux électrodes (4) en cuivre (Fig. 2). La partie centrale (3), est excitée par une impulsion laser de 10 mm de diamètre. Cette partie du dépôt a la forme d'une trame de $500 \mu\text{m}$ de large. Les deux extrémités de la trame s'élargissent progressivement pour venir au contact des deux électrodes (4). Ceci permet de réduire les résistances électriques de contact. La sensibilité du capteur ainsi constitué dépend des épaisseurs déposées et des courants imposés. Une sensibilité de 1 à 2 mV/K peut être obtenue avec des dépôts de cuivre. Lors de l'élaboration du dépôt, la forme particulière est obtenue en disposant un masque (7) sur le substrat (2). Le masque, solidaire du substrat, ne vient pas au contact des deux électrodes (4). Cette disposition est conservée pour les opérations de tirs laser. Le masque (7) joue alors le rôle d'un diaphragme qui donne à l'impulsion laser exactement la même forme que celle de la trame (3). Il convient seulement d'assurer avec soin l'incidence normale du faisceau sur le substrat.



- 1) dépôt
- 2) substrat
- 3) zone excitée
- 4) électrodes
- 5) joint de colle
- 6) diaphragme

Fig. 2. — (a) échantillon (b) échantillon et diaphragme (masque).
 [(a) Sample (b) Sample and diaphragm.]

Le dispositif expérimental (Fig. 3) comprend la source d'excitation (2), l'échantillon (1) qui constitue l'une des branches d'un pont de Wheatstone (6), un système d'acquisition et de traitement des signaux (8).

La source d'excitation (2) est un laser de puissance impulsif de type YAG ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$) qui délivre des impulsions de 40 ns (15 ns de largeur à mi-hauteur) ayant une énergie maximale de 4 J. Un conditionnement optique assure l'uniformité spatiale de l'éclairement sur un diamètre de 10 mm. Un laser Hélium-Néon (4) permet l'alignement des différents éléments (5) et l'ajustement de la position de l'échantillon (1) par rapport à l'impulsion (3).

L'échantillon (1) est fixé sur un dispositif de déplacement micrométrique $XYZ\theta$ et refroidi par une circulation d'eau thermostatée.

Le dépôt constitue l'une des branches d'un pont de Wheatstone alimentée par une batterie 0-12V. Une résistance placée dans le circuit limite le courant. La mesure de tension s'effectue aux bornes du pont. L'équilibrage du pont avant l'excitation du dépôt, supprime la composante continue (tension V_a) qui correspond à la température d'équilibre T_a du dépôt. Après équilibrage, la variation de la différence de potentiel est liée à celle de l'échauffement du dépôt par rapport à sa température initiale.

Le système d'acquisition et de traitement des données est un analyseur de signaux (8) qui effectue un échantillonnage à 50 MHz et possède une bande passante analogique maximum de 25 MHz. Sa résolution est de 10 bits. Les données sont traitées par un ordinateur (9).

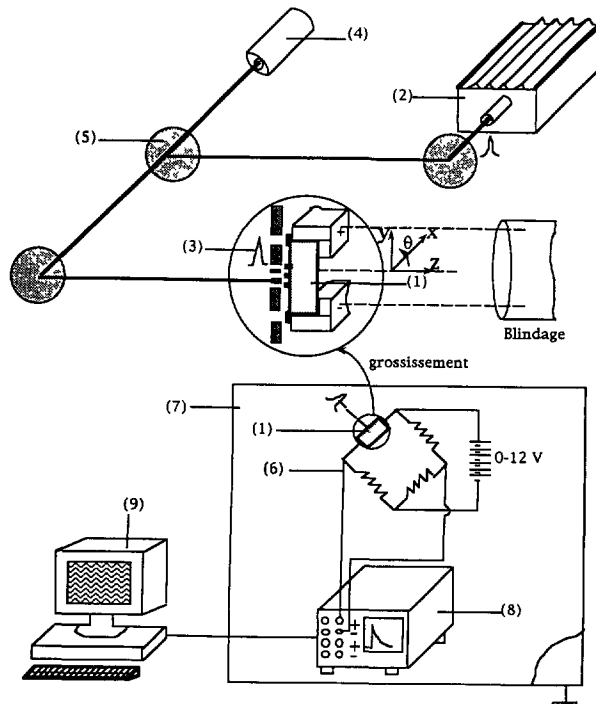


Fig. 3. — Dispositif expérimental, (1) échantillon, (2) source d'excitation (YAG), (3) impulsion de chauffage, (4) laser d'alignement (HeNe), (5) miroir, (6) pont de Wheatstone, (7) cage de Faraday, (8) analyseur de signaux, (9) ordinateur .

[Experimental arrangement.]

L'échantillon, le pont de Wheatstone, et l'analyseur de signaux sont placés dans une cage de Faraday (7) pour éliminer les perturbations électromagnétiques.

4. Détermination de la résistance thermique d'interface

Le modèle, sur lequel s'appuie la mesure, est fondé sur plusieurs hypothèses (Fig. 4).

La diffusion dans le substrat est supposée parfaitement monodimensionnelle. La profondeur de pénétration thermique est toujours inférieure à $10 \mu\text{m}$ lorsque la durée d'observation n'excède pas la microseconde. Cette profondeur est beaucoup plus petite que la dimension latérale caractéristique du dépôt ($500 \mu\text{m}$). Le calcul tridimensionnel confirme cette hypothèse (Annexe).

Le transfert de chaleur à travers les extrémités n'est pas pris en compte en raison de la grande longueur et de la petite épaisseur du dépôt. La surface de contact est très grande devant les sections des deux extrémités du dépôt.

Le dépôt est porté instantanément à sa température maximale T_{max} alors que le substrat reste entièrement isotherme à sa température initiale d'équilibre T_a . La durée de l'impulsion (15 ns) est suffisamment brève pour que cette hypothèse soit parfaitement vérifiée.

Le dépôt reste isotherme pendant toute la phase de refroidissement, en raison de sa grande conductivité thermique. Le substrat est semi-infini dans la mesure où son épaisseur est très grande devant la profondeur de pénétration ($e_2 \ll \delta_0$). L'épaisseur du dépôt est opaque au rayonnement du laser. Il faudrait des dépôts inférieurs à 10 nm pour observer des effets liés à la semi-transparence. La résistance d'interface R_c est uniforme et indépendante du temps. Conformément au modèle, le système d'équations donnant l'évolution théorique de la température $T_1(t)$ du dépôt est :

$$c_1 \rho_1 e_1 \frac{dT_1}{dt} = \frac{T_2 - T_1}{R_c} \quad \forall t > 0, \text{ en } x = 0 \quad (4a)$$

$$\text{à } t = 0 \quad T_1(0) = T_a + \Delta T_{\text{max}} \quad \text{avec} \quad \Delta T_{\text{max}} = \frac{Q}{c_1 \rho_1 e_1} \quad (4b)$$

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} = \frac{1}{a_2} \frac{\partial T_2}{\partial t} \quad \forall x, t > 0 \quad (4c)$$

$$x = 0 \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = \frac{T_1 - T_2}{R_c} \quad (4d)$$

$$x \rightarrow \infty \quad T_2 \rightarrow T_\infty \quad (4e)$$

$$\text{à } t = 0 \quad T_2(x, 0) = T_a \quad \forall x > 0 \quad (4f)$$

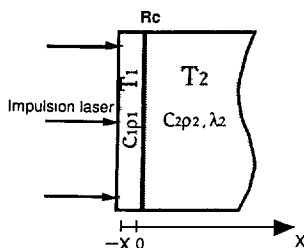


Fig. 4. — Modèle.
[Model.]

La solution du système est obtenue au moyen de la transformation de Laplace. On aboutit à l'expression théorique de la température du dépôt :

$$\Delta T_1(t) = \frac{\Delta T_{\max}}{2\beta} [(3 + \beta)] e^{\frac{\alpha t}{4\tau}(1+\beta)^2} \operatorname{erfc} \left[-\sqrt{\frac{\alpha t}{4\tau}}(1 + \beta) \right] - (3 - \beta) e^{\frac{\alpha t}{4\tau}(1-\beta)^2} \times \operatorname{erfc} \left[-\sqrt{\frac{\alpha t}{4\tau}}(1 - \beta) \right] \quad (5a)$$

$\operatorname{erfc}(u)$ est la fonction complémentaire de la fonction Erreur :

$$\operatorname{erfc}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_u^\infty e^{-v^2} dv \quad (5b)$$

et les paramètres τ , α , β ont pour expression :

$$\tau = c_1 \rho_1 e_1 R_c \quad (5c)$$

$$\alpha = \frac{e_1 c_1 \rho_1}{\lambda_2 R_c c_2 \rho_2} \quad (5d)$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4}{\alpha}} \quad (5e)$$

L'échelle des temps, caractéristique du domaine de sensibilité à R_c , est donnée par une constante de temps fondamentale, notée τ , qui se trouve être indépendante des propriétés thermophysiques du substrat (λ_2 , $c_2 \rho_2$). Le tableau II, qui donne quelques valeurs de τ en μs ou en ns par μm de dépôt, montre des échelles de temps particulièrement réduites lorsque R_c est compris entre 10^{-8} et 10^{-7} $\text{m}^2\text{K/W}$.

Compte tenu de l'expression de τ , la forme du refroidissement ne dépend que d'un paramètre sans dimension α lié aux propriétés de l'interface (R_c) et des deux milieux en contact.

Tableau II. — Constante de temps fondamentale de quelques métaux en fonction de la résistance thermique d'interface - Valeurs données en μs ou ns par μm de dépôt.

[Fundamental time constant of some metals versus the thermal contact resistance (Values in μs or ns per μm of the film).]

R_c ($\text{m}^2\text{K/W}$)	Cu	Al	Au
10^{-6}	3,4 μs	2,4 μs	2,5 μs
10^{-7}	340 ns	240 ns	250 ns
10^{-8}	34 ns	24 ns	25 ns

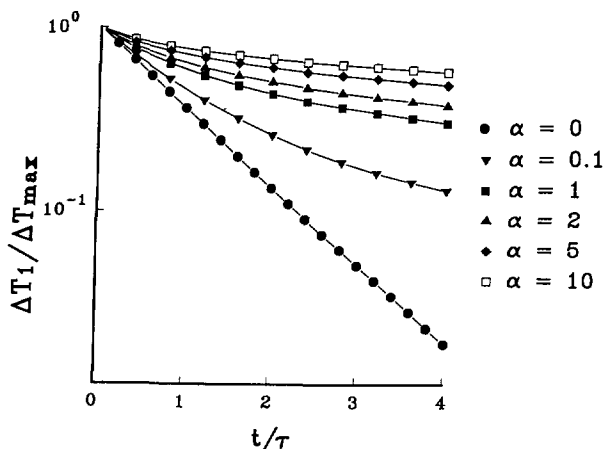


Fig. 5. — Refroidissement réduit $\Delta T_1 / \Delta T_{\max}$ en fonction de t/τ .
 [Temperature variations $\Delta T_1 / \Delta T_{\max}$ versus t/τ for the cooling phase.]

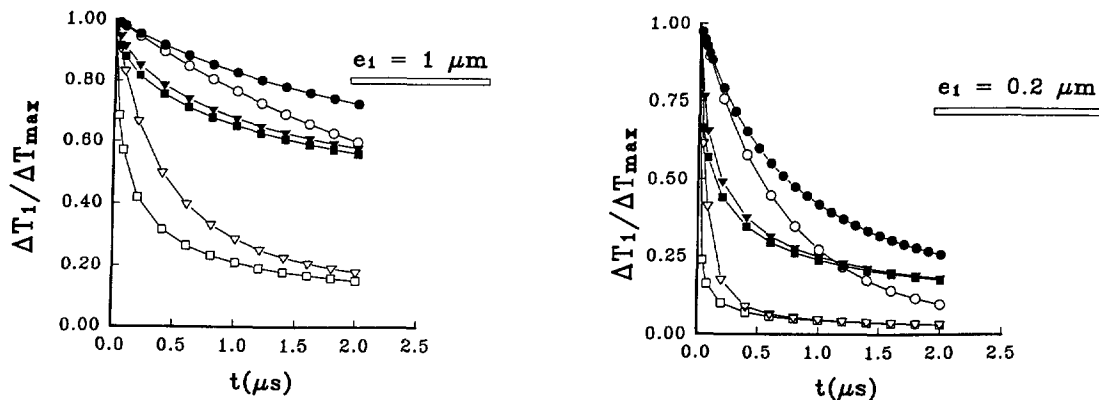


Fig. 6. — Evolutions temporelles du refroidissement $\Delta T_1 / \Delta T_{\max}$ influence de la qualité du contact- R_c (m^2K/W) (●) 10^{-6} , (▼) 10^{-7} , (■) 10^{-8} , (●▼■) : Substrat verre, (○▽□) Substrat alumine.
 [Influence of the contact quality on temperature variations $\Delta T_1 / \Delta T_{\max}$ for the cooling phase.]

Les refroidissements réduits $\Delta T_1 / \Delta T_{\max}$, représentés en fonction du rapport t/τ (Fig. 5) s'écartent d'autant plus d'une évolution exponentielle ($\alpha = 0$) que α augmente. Une augmentation de R_c produit principalement une dilatation de l'échelle des temps.

Les refroidissements de 200 nm et 1 μm de cuivre sur du verre et de l'alumine avec des résistances d'interface comprises entre 10^{-8} et $10^{-6} m^2K/W$ (Fig. 6) montrent que le domaine de sensibilité à R_c est de l'ordre de la μs . L'augmentation de la vitesse de refroidissement, avec l'effusivité du substrat, fait apparaître plus nettement de petites variations de résistance d'interface. De ce point de vue, la mesure est plus favorable sur l'alumine ($b_2 = 8900 J/m^2Ks^{1/2}$) que sur le verre ($b_2 = 1500 J/m^2Ks^{1/2}$).

Coefficients de sensibilité :

La sensibilité de ΔT_1 à R_c , caractérisée par le coefficient de sensibilité S_R , évolue au cours de l'observation en dépendant fortement de l'épaisseur du dépôt et de l'ensemble des grandeurs thermophysiques ($R_c, c_1\rho_1e_1, \lambda_2, c_2\rho_2$). Le domaine observable est celui où S_R est supérieur à quelques 0,01. L'évolution de S_R en fonction de t/τ présente un maximum $(S_R)_{\max}$ situé entre $t = 0,5 \tau$ et $t = \tau$ (Fig. 7a) (autour de $t = 0,5 \tau$ pour les substrats peu conducteurs ($\alpha > 10$) et $t = \tau$ pour les substrats conducteurs ($\alpha < 0,1$)). Ce maximum est d'autant plus prononcé que α est petit (0,05 lorsque $\alpha = 10$ et 0,25 lorsque $\alpha = 0,1$). Ce résultat montre que les variations de R_c se distinguent d'autant mieux que l'effusivité du substrat est grande et l'épaisseur du dépôt est faible. Un substrat conducteur (céramique) se trouve donc être plus favorable qu'un substrat peu conducteur (polymère ou verre de Silice).

Les évolutions des coefficients de sensibilité à la capacité du dépôt (Fig. 7b) et à l'effusivité du substrat (Fig. 7c) avec t/τ et α présentent également des maximums, $(S_c)_{\max}$ et $(S_b)_{\max}$, dont les positions sont aussi déterminées par α . Lorsque la sensibilité à R_c est grande ($\alpha < 0,1$), $(S_c)_{\max}$ et $(S_R)_{\max}$ sont placés aux mêmes instants ; ce qui montre que R_c et C peuvent être

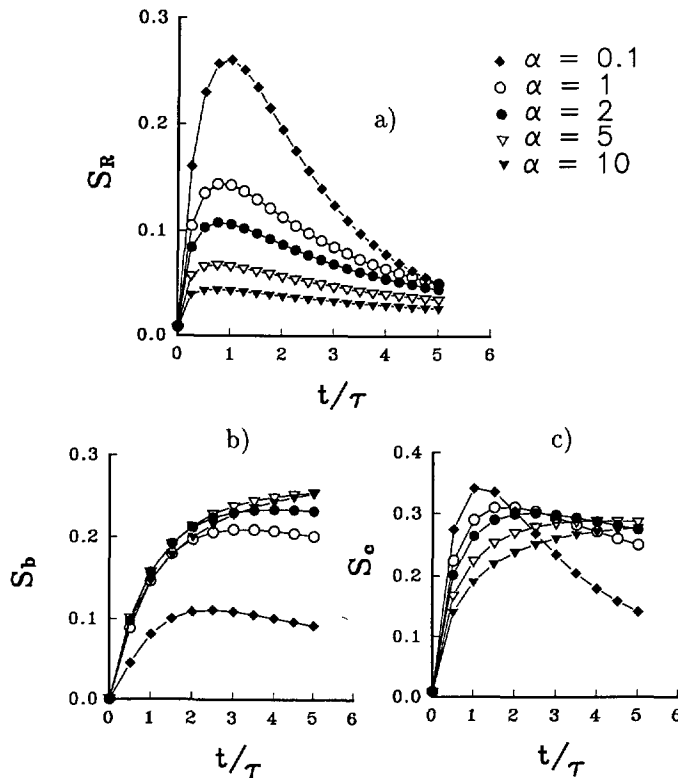


Fig. 7. — Coefficients de sensibilité en fonction du temps réduit t/τ et de α , a) Coefficient de sensibilité à la résistance thermique d'interface (S_R), b) Coefficient de sensibilité à l'effusivité du substrat (S_b), c) Coefficient de sensibilité à la capacité thermique du dépôt (S_c).

[Sensitivity coefficients versus t/τ and α , a) relative to the thermal interface resistance R_c , b) relative to the substrate effusivity $b = \sqrt{\lambda c \rho}$, c) relative to the thermal capacity of the film $\lambda c \rho$.]

difficilement identifiés simultanément. $(S_c)_{\max}$ se décale vers des temps plus longs alors que $(S_R)_{\max}$ se décale vers des temps plus petits, lorsque α augmente. S_b décroît lentement à partir de $(S_b)_{\max}$. L'effusivité reste donc sensible bien au delà du domaine de détermination de R_c .

Précision de la mesure :

L'incertitude sur la mesure de R_c a pour expression :

$$\sigma_R = \sigma'_R + \sigma''_R \quad (6a)$$

σ'_R est l'erreur provenant des incertitudes sur la mesure du temps, des échauffements, de l'épaisseur du dépôt et des caractéristiques thermophysiques. σ''_R est l'erreur systématique provenant d'un éventuel défaut du modèle.

4.1. EXPRESSION DE σ'_R . — Dans l'hypothèse d'une distribution normale des erreurs, σ'_R s'écrit :

$$\sigma'_R = \frac{R_c}{S_R} \sqrt{\frac{\sigma_{\Delta T_1}^2}{\Delta T_{\max}^2} + \frac{\sigma_{\Delta T_{\max}}^2}{\Delta T_{\max}^2} \left(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_{\max}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_t}{t} S_t \right)^2 + \left(\frac{\sigma_b}{b} S_b \right)^2 + \left(\frac{\sigma_c}{C} S_c \right)^2} \quad (6b)$$

dans laquelle σ_b , et σ_c sont les incertitudes sur la mesure d'effusivité et de capacité calorifique. $\sigma_{\Delta T_1}$ et $\sigma_{\Delta T_{\max}}$ sont les incertitudes sur les échauffements. σ_t est l'incertitude sur la mesure du temps. S_R , S_t , S_b , S_c sont les coefficients de sensibilité aux différents paramètres. $\sigma_{\Delta T_1}$ est compris entre 0,05 et 0,2 °C selon la valeur de K (relation 3). L'échantillonnage donne une indétermination supplémentaire sur ΔT_{\max} de sorte que $\sigma_{\Delta T_{\max}}$ vaut approximativement 0,2 °C. L'incertitude sur le temps vient essentiellement de l'indétermination sur la position de l'origine, qui est liée à la fréquence d'échantillonnage. σ_t vaut 10 ns lorsque celle-ci est de 50 MHz.

L'incertitude relative σ'_R/R_c (Fig. 8) présente un minimum entre $t = 0,5 \tau$ et $t = \tau$ en raison de l'existence d'un maximum de sensibilité à R_c (Fig. 7a). Elle est fortement croissante dans le domaine des faibles résistances d'interface. Les mesures sur un substrat de verre (traits pleins) sont moins précises que sur l'alumine (traits discontinues). Avec 500 nm de cuivre et $R_c = 10^{-7} \text{ m}^2\text{K/W}$, on a $\sigma'_R/R_c \approx 20 \%$ sur un substrat d'alumine et $\sigma'_R/R_c \approx 50 \%$ sur un substrat de verre. Les mesures de variations de résistance, correspondantes à diverses morphologies de substrat et une épaisseur constante de dépôt, sont deux fois plus précises. Ces incertitudes sont, dans ce cas, pratiquement équivalente à celle sur R_c , lorsque S_c et $S_b = 0$ (Fig. 8b).

4.2. EXPRESSION DE σ''_R . — Si l'on désigne par ΔT_1 l'échauffement calculé par le modèle monodimensionnel, et par $\Delta T'_1$, celui calculé en tenant en compte de la diffusion 3D dans le substrat, du transfert dans les liaisons électriques ou de la diffusion dans le dépôt, alors, σ''_R peut être approché par la relation :

$$\sigma''_R = \frac{R_c}{S_R} \left| \frac{\Delta T_1 - \Delta T'_1}{\Delta T_{\max}} \right| \quad (6c)$$

σ''_R résulte principalement de l'hypothèse d'unidirectionnalité des transferts. L'écart relatif sur l'échauffement n'excède pas 1%. En raison des faibles valeurs de S_R , σ''_R/R_c n'est pas toujours négligeable devant σ'_R/R_c et une correction systématique devient nécessaire. σ''_R/R_c peut atteindre 10 % mais reste toujours inférieur à σ'_R/R_c (annexe).

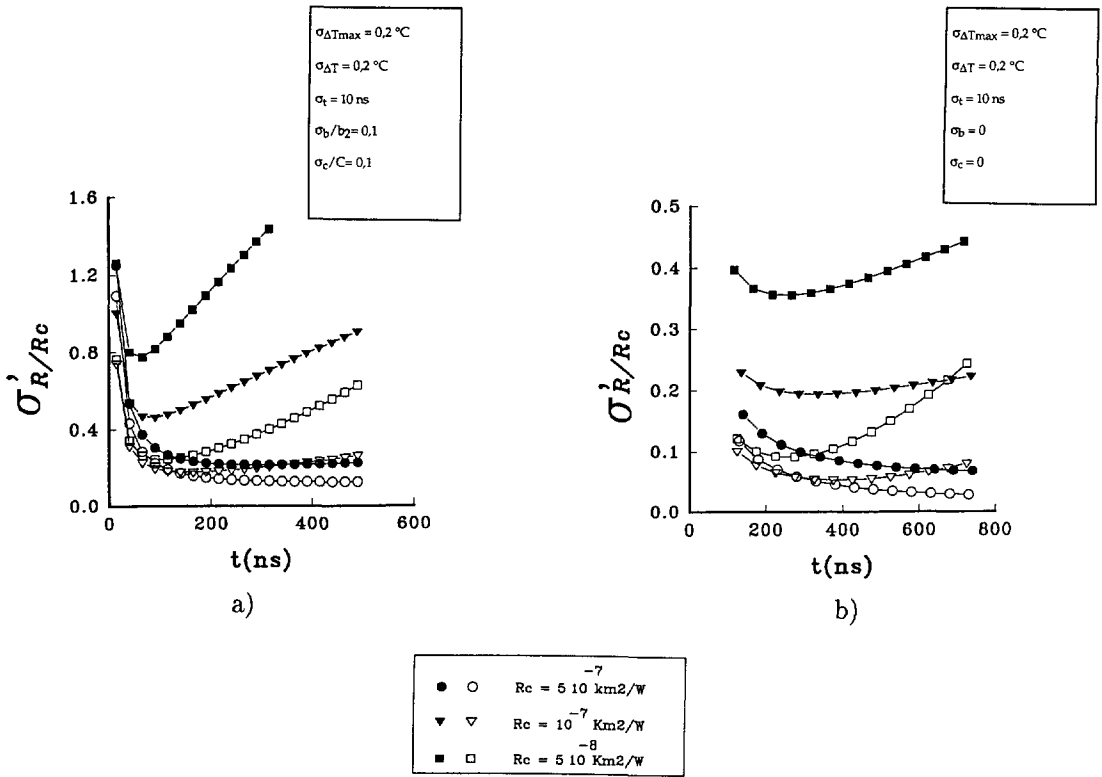


Fig. 8. — Evolution temporelle de l'incertitude relative sur la mesure de R_c (●▼■) : 500 nm de cuivre sur du verre (○▽□) : 500 nm de cuivre sur de l'alumine.
 [Temporal evolution of the relative uncertainty on the measure of R_c (500 nm of copper on glass and on alumina).]

Limites de la détection :

L'élévation maximale de température ΔT_{max} est de l'ordre de quelques dizaines de degré celsius. La variation de température équivalente au bruit est, en moyenne, de 0,1 °C de sorte que la limite pratique de détection correspond approximativement à $S_R = 0,01$. Celle-ci n'est atteinte que lorsque $\alpha < 70$. Les limites de détection sont donc données par la relation :

$$(R_c)_{min} = \frac{c_1 \rho_1 e_1}{70 c_2 \rho_2 \lambda_2} \tag{7}$$

Il apparait clairement que le substrat joue un rôle déterminant. Le seuil de détection est de $10^{-7} \text{ m}^2\text{K}/\text{W}$ par μm de dépôt sur un polymère, de $0,3 \times 10^{-7} \text{ m}^2\text{K}/\text{W}$ par μm sur du verre, et de $10^{-9} \text{ m}^2\text{K}/\text{W}$ par μm sur de la céramique. Cette dernière est purement théorique car la durée d'observation n'est pas compatible avec les capacités de la chaîne de mesure. La limite pratique est d'environ $10^{-8} \text{ m}^2\text{K}/\text{W}$ par μm .

5. Résultats expérimentaux

Du cuivre a été déposé sur du verre de Silice, par pulvérisation cathodique, dans une chambre à vide maintenue à un niveau de pression résiduelle ajustable. Le taux de contaminants étant directement lié à la qualité du vide, la présence de certains composés chimiques à l'interface peut être contrôlée. D'autre part, différents états de surface peuvent, être obtenus par un traitement physique ou chimique. Dans ces expériences, le verre a été simplement nettoyé par un solvant organique. La rugosité du substrat a été systématiquement contrôlée. La rugosité rms du verre utilisé est dans tout les cas inférieure à 10 nm. L'épaisseur moyenne du dépôt a été obtenue par un profilomètre mécanique (10 % d'incertitude).

La densité d'énergie incidente de l'impulsion laser est d'environ 400 mJ/cm^2 . Les échauffements sont d'environ 20 K. Pour augmenter la sensibilité de la mesure, un courant d'alimentation compris entre 50 et 100 mA a été utilisé. Il a été montré que la dissipation par effet Joule dans le dépôt n'introduit pas de biais sur la mesure.

La méthodologie adoptée dans la détection résulte d'un compromis entre une bonne restitution du signal et l'élimination des bruits hautes fréquences. Les mesures ont été faites avec une bande passante analogique de 5 MHz et 25 MHz et une fréquence d'échantillonnage de 50 MHz (Fig. 9). Cette limitation de la bande passante introduit un retard et une atténuation. Une fréquence de coupure trop faible produit à la fois une atténuation de l'amplitude maximum ΔT_{\max} et un retard de la phase de montée. Bien que les deux signaux, à 5 et 25 MHz, soient effectivement confondus au delà de 200 ns du maximum (Fig. 10), l'identification à bande étroite (5 MHz) n'est pas satisfaisante en raison du seul décalage de l'origine des temps. La bande plus large (25 MHz) est plus adaptée, malgré les bruits qui se superposent au signal utile. Le signal est ensuite traité par transformation de Fourier rapide puis lissé au moyen d'un développement polynomial (Fig. 11).

Les caractéristiques des matériaux sont connues ($c_1 \rho_1 = 3 \times 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$ et $b_2 = 1500 \text{ J/m}^2\text{Ks}^{1/2}$) de sorte que R_c est le seul paramètre inconnu. L'identification est faite sur un thermogramme normalisé $\Delta T_1/\Delta T_0$, dans lequel ΔT_0 a été choisi différent de ΔT_{\max} pour contourner le pro-

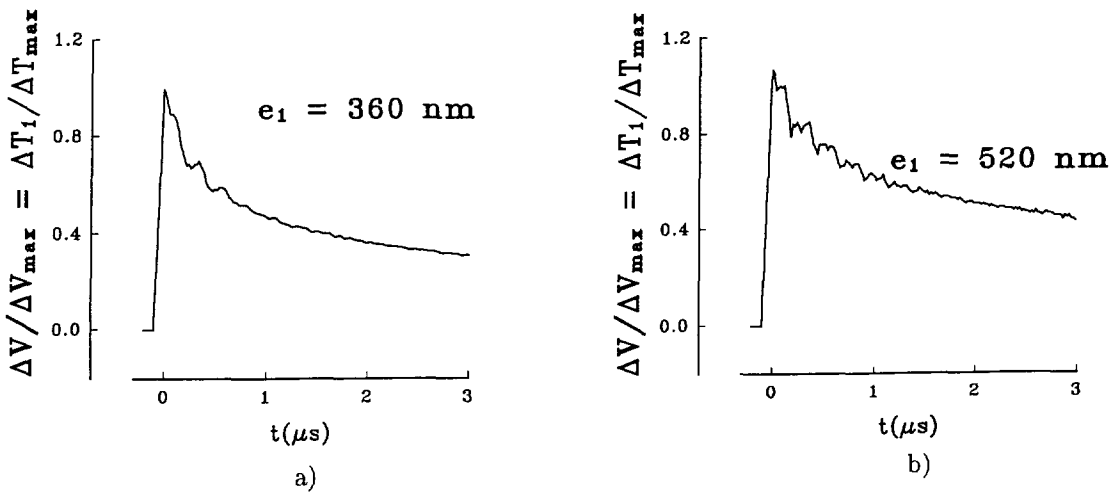


Fig. 9. — Thermogrammes expérimentaux (bande passante analogique de 5 MHz) a) 360 nm de cuivre sur substrat de verre, b) 520 nm de cuivre sur substrat de verre.

[Experimental thermograms (analog bandwidth of 5 MHz), 300 nm of copper on glass substrate, 520 nm of copper on glass substrate.]

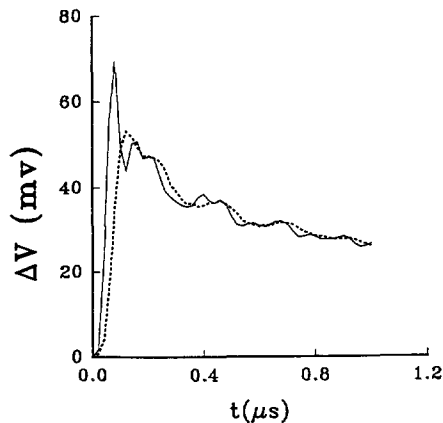


Fig. 10. — Effet de la bande passante (interface cuivre-verre) (· · ·) : 5 MHz, (- - -) : 25 MHz. [Bandwidth effect.]

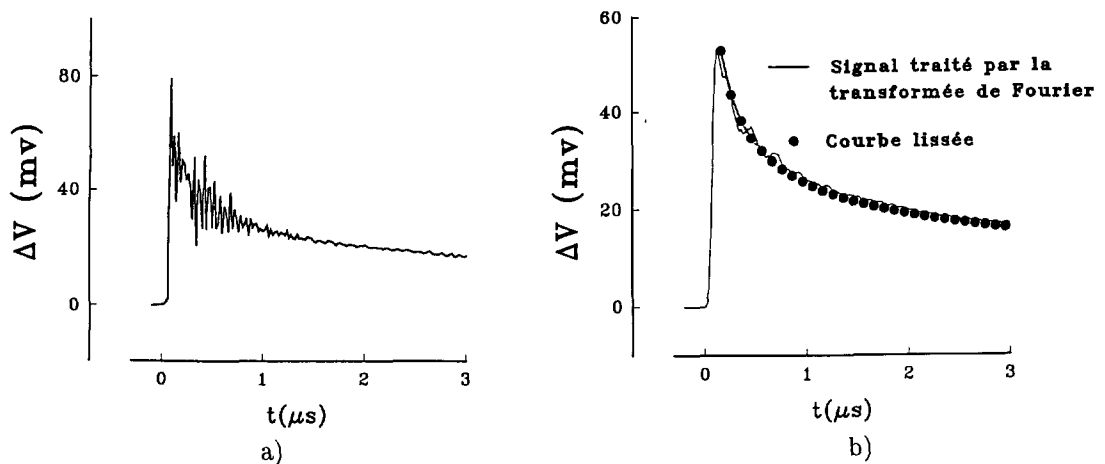


Fig. 11. — Traitement numérique des signaux expérimentaux, a) Thermogramme non traité (BP = 25 MHz), b) Thermogramme filtré par TFR et lissé par développement polynômial. [Numerical process of experimental signals, a) thermogram (BP = 25 MHz), b) filtered thermogram (TFD and polynomial development).]

blème d'atténuation d'amplitude. Il convient de prendre ΔT_0 au delà de 100 ns en restant dans des limites compatibles avec une bonne sensibilité à R_c .

La figure 12 montre les résultats obtenus avec un dépôt de 360 nm réalisé sous une pression résiduelle de 5×10^{-4} Torr et un dépôt de 520 nm réalisé sous une pression de $1,2 \times 10^{-5}$ Torr. L'ordre de grandeur des résistances est de 10^{-7} m²K/W. La plus petite correspond au taux de contaminant le plus faible. Le bon regroupement des valeurs identifiées entre τ et 10τ ($\tau = 100$ ns) confirme la validité du modèle. Les valeurs moyennes de α (5 et 10) et de S_R (0,05 et 0,03) donne une incertitude de 30 % pour le premier dépôt et de 60 % pour le second. La reproductibilité des mesures a été vérifiée. Les différences observées sont du même ordre que les incertitudes. Les résultats obtenus, lorsque ΔT_0 est situé à 100, 200 et 300 ns de l'origine, sont contenus dans une fourchette du même ordre que la précision des mesures.

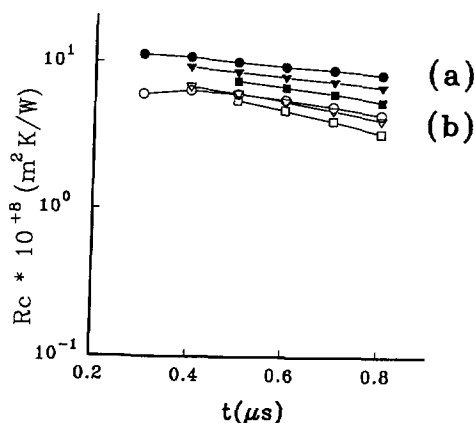


Fig. 12. — Résultats (échantillons cuivre-verre) a) $P_{\text{vide}} = 5 \times 10^{-4}$ torr, $e_1 = 360$ nm, b) $P_{\text{vide}} = 1,2 \times 10^{-5}$ torr, $e_1 = 520$ nm, (○, ●) : échauffement de référence ΔT_0 pris à $t = 200$ ns, (▽, ▲) : échauffement de référence ΔT_0 pris à $t = 300$ ns (□, ■ ▽) : échauffement de référence ΔT_0 pris à $t = 400$ ns.

[Experimental results (copper-glass sample).]

6. Conclusion

Une méthode originale de détermination expérimentale de la résistance thermique d'interface entre un dépôt métallique submicronique et un substrat diélectrique a été mise au point. Elle est fondée sur l'analyse du refroidissement du dépôt qui suit son échauffement par une excitation laser. La température du dépôt est mesurée en détectant les variations de sa résistance électrique. La méthodologie adoptée dans la détection résulte d'un compromis entre une bonne restitution du signal et l'élimination des bruits hautes fréquences. L'optimum consiste à opérer avec une détection à large bande passante, et à traiter numériquement les signaux. Des résistances aussi petites que $10^{-8} \text{ m}^2 \text{K/W}$ peuvent être décelées si l'analyse a lieu pendant la première microseconde.

L'étude de sensibilité montre que la mesure est d'autant plus précise que le substrat possède une grande effusivité. Elle met également en évidence que la mesure de variations de résistance d'interface, avec un même substrat mais différemment traité et une épaisseur constante de dépôt, est deux fois plus précise.

Les résultats expérimentaux obtenus sur du cuivre déposé par pulvérisation cathodique sur du verre de Silice donnent des résistances de l'ordre de $10^{-7} \text{ m}^2 \text{K/W}$ avec des incertitudes de l'ordre de 30 %.

La méthode fait l'objet de développements. L'identification simultanée de la résistance d'interface et de l'effusivité thermique doit permettre de s'affranchir de la connaissance des propriétés du substrat. Le rapport signal sur bruit doit être augmenté et les algorithmes de traitement du signal optimisés.

Les perspectives sont nombreuses. Il est important d'associer systématiquement des mesures de résistances avec des caractérisations physiques et chimiques pour étudier le rôle de la morphologie du substrat sur les propriétés thermiques subsurfaciques de ce type d'assemblage.

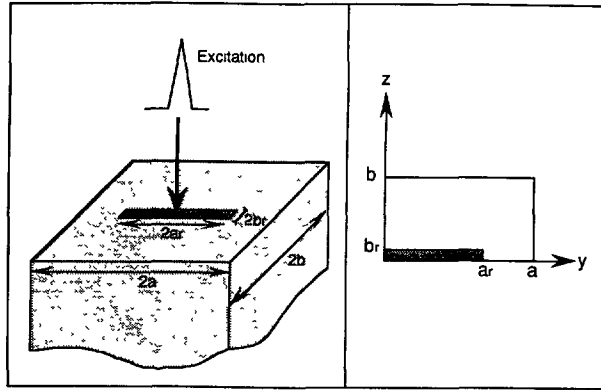


Fig. 13. — Géométrie de l'échantillon, dimensions : $a_r = 25$ mm ; $b_r = 0,25$ mm ; $a = 35,5$ mm ; $b = 12,5$ mm.
[3D geometry.]

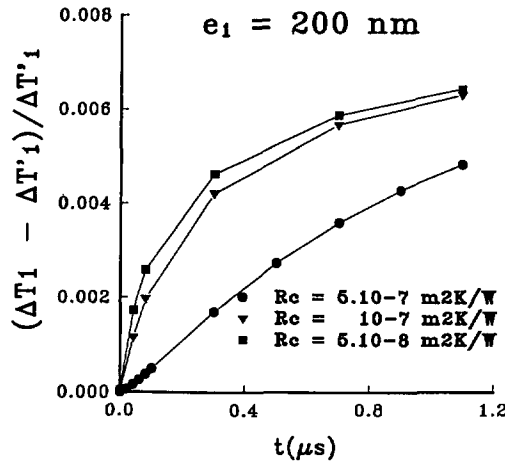


Fig. 14. — Evolution de l'erreur relative sur les échauffements induite par l'approche 1D de la diffusion 3D dans le substrat.
[Relative comparison between 1D and 3D diffusion inside the substrate.]

Annexe

La surface d'excitation est inférieure à la section du substrat de sorte que le transfert de chaleur dans le substrat est tridimensionnel. Le modèle 3D (Fig. 13) prend en compte l'épanouissement progressif des lignes de flux de chaleur dans le substrat. L'excitation porte sur l'une branche du dépôt pour considérer la situation la plus défavorable. Le dépôt est porté instantanément à une température $T_a + \Delta T_{max}$. La densité d'énergie de l'impulsion est uniforme. Si l'on désigne par Q la densité d'énergie absorbée, on a $\Delta T_{max} = Q/c_1\rho_1e_1$. L'épaisseur du dépôt est isotherme. Deux systèmes d'équations déterminent les champs de température des deux milieux :

$$c_1\rho_1e_1 \frac{dT_1(y, z)}{dt} = \frac{T_2(0, y, z) - T_1(y, z)}{R_c} \quad \forall t > 0, \text{ en } x = 0 \tag{1a}$$

Tableau III. — Différence relative entre $(\Delta T_1/\Delta T_{\max})$ et $(\Delta T'_1/\Delta T_{\max})$ donnée respectivement par (5) du paragraphe 4 et (10) de l'annexe, et l'erreur systématique σ''_R/R_c - Influence de l'épaisseur du dépôt et de la nature du substrat.

[Systematic error on R_c induced by 1D-3D modelisation defect.]

Interface Cuivre-verre

$e_1=200$ nm

t (ns)	200	400	600	800	1000
$(\Delta T_1/\Delta T_{\max})$	0,53927	0,42529	0,36344	0,32286	0,29353
$(\Delta' T_1/\Delta T_{\max})$	0,53741	0,42329	0,36148	0,32098	0,29173
$\frac{(\Delta T_1/\Delta T_{\max}) - (\Delta' T_1/\Delta T_{\max})}{(\Delta' T_1/\Delta T_{\max})} (\%)$	0,34	0,47	0,54	0,58	0,61
$\frac{\sigma''_R}{R_c} (\%)$	3,73	6,34	8,82	11,23	13,62

(3a)

$e_1=600$ nm

t (ns)	200	400	600	800	1000
$(\Delta T_1/\Delta T_{\max})$	0,79735	0,71796	0,66498	0,62505	0,59304
$(\Delta' T_1/\Delta T_{\max})$	0,79627	0,71647	0,66327	0,62320	0,59110
$\frac{(\Delta T_1/\Delta T_{\max}) - (\Delta' T_1/\Delta T_{\max})}{(\Delta' T_1/\Delta T_{\max})} (\%)$	0,13	0,20	0,26	0,29	0,33
$\frac{\sigma''_R}{R_c} (\%)$	3,11	4,78	6,20	7,48	8,68

(3b)

$$\frac{T_1(y, z) - T_2(0, y, z)}{R_c} = \varphi(y, z, t) \text{ sur la surface de contact } (x = 0) \quad (1b)$$

$$\text{à } t = 0 \quad T_1(0) = T_a + \Delta T_{\max} \text{ avec } \Delta T_{\max} = \frac{Q}{c_1 \rho_1 e_1} \quad (1c)$$

Tableau III. — (suite)

Interface Cuivre-alumine					
$e_1=200$ nm					
t (ns)	200	400	600	800	1000
$(\Delta T_1/\Delta T_{\max})$	0,17441	0,08802	0,06459	0,05366	0,04698
$(\Delta' T_1/\Delta T_{\max})$	0,17319	0,08707	0,06385	0,05303	0,04642
$\frac{(\Delta T_1/\Delta T_{\max}) - (\Delta' T_1/\Delta T_{\max})}{(\Delta' T_1/\Delta T_{\max})} (\%)$	0,70	1,08	1,17	1,19	1,20
$\frac{\sigma''_{R_c}}{R_c} (\%)$	0,92	2,69	5,90	9,86	13,64

(3c)

$e_1=600$ nm					
t (ns)	200	400	600	800	1000
$(\Delta T_1/\Delta T_{\max})$	0,51523	0,33269	0,24424	0,19493	0,16440
$(\Delta' T_1/\Delta T_{\max})$	0,51398	0,33096	0,24246	0,19322	0,16280
$\frac{(\Delta T_1/\Delta T_{\max}) - (\Delta' T_1/\Delta T_{\max})}{(\Delta' T_1/\Delta T_{\max})} (\%)$	0,24	0,52	0,73	0,88	0,98
$\frac{\sigma''_{R_c}}{R_c} (\%)$	0,57	1,01	1,53	2,16	2,90

(3d)

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} = \frac{1}{a_2} \frac{\partial^2 T_2}{\partial t} \quad \forall x, t > 0 \quad (2a)$$

$$x = 0 \quad -\lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x} = \varphi(y, z, t) \quad \text{si } y < a_r \text{ et } z < b_r \quad (2b)$$

$= 0$ ailleurs

$$x \rightarrow \infty \quad T_2 \rightarrow T_\infty \quad (2c)$$

$$\text{à } t = 0 \quad T_2(x, 0) = T_a \quad \forall x > 0 \quad (2d)$$

où φ est la densité de flux de chaleur normal au plan de contact des deux milieux. La transformation de Laplace permet d'éliminer la variable t :

$$\bar{T}_1(y, z, p) = \int_0^\infty T_1(y, z, t) e^{-pt} dt \quad (3a)$$

$$\bar{T}_2(x, y, z, p) = \int_0^\infty T_2(x, y, z, t) e^{-pt} dt \quad (3b)$$

p est la variable complexe de Laplace.

La solution du système transformé de (2) s'obtient au moyen d'une double transformation de Fourier finie construite dans le plan (y, z) avec une famille de fonctions orthogonales de type cosinus :

$$\tilde{\bar{T}}_2(n, m) = \int_0^a \int_0^b \bar{T}_2 \cos \frac{n\pi y'}{a} \cos \frac{m\pi z'}{b} dydz \quad (4)$$

La température transformée en $x = 0$ s'exprime sous forme d'un développement en série dont l'expression est :

$$\begin{aligned} \tilde{\bar{T}}_2(x=0) &= \frac{\bar{T}_2(n=0, m=0)}{ab} + \frac{2}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\bar{T}}_2(m=0) \cos\left(\frac{n\pi}{a}y\right) + \frac{2}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{\bar{T}}_2(n=0) \\ &\times \cos\left(\frac{m\pi}{b}z\right) + \frac{4}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{\bar{T}}_2 \cos\left(\frac{n\pi}{a}y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}z\right) \end{aligned} \quad (5a)$$

et dans laquelle,

$$\tilde{\bar{T}}_2(x=0) = \frac{1}{\lambda_2 q} \int_0^a \int_0^b \bar{\varphi}(y, z, p) \cos\left(\frac{n\pi y}{a}\right) \cos\left(\frac{m\pi z}{b}\right) dydz \quad (5b)$$

$$\text{et } q = \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + \frac{p}{a_2}} \quad (5c)$$

On détermine la température moyenne transformée de la zone de contact en intégrant l'expression 5a:

$$\bar{T}_2(x=0) = \frac{1}{a_r b_r} \int_0^{a_r} \int_0^{b_r} \bar{T}_2(0, y, y', z') dydz \quad (6)$$

Dans l'hypothèse de l'uniformité du flux dans le plan de contact, on obtient :

$$\bar{T}_2 = \bar{F} \cdot \bar{\varphi} \quad (7)$$

dans laquelle est la fonction de transfert :

$$\begin{aligned} \bar{F} &= \frac{1}{\lambda_2 \sqrt{\frac{p}{a_2}}} \frac{a_r b_r}{ab} + \frac{2}{\lambda_2 \pi^2} \frac{ab}{a_r b} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2\left(\frac{n\pi a_r}{a}\right)}{n^2 \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \frac{p}{a_2}}} + \frac{2}{\lambda_2 \pi^2} \frac{a_r b}{ab_r} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin^2\left(\frac{m\pi b_r}{b}\right)}{m^2 \sqrt{\left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + \frac{p}{a_2}}} \\ &+ \frac{4}{\lambda_2 \pi^4} \frac{ab}{a_r b_r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin^2\left(\frac{n\pi a_r}{a}\right) \sin^2\left(\frac{m\pi b_r}{b}\right)}{n^2 m^2 \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + \frac{p}{a_2}}} \end{aligned} \quad (8)$$

Le premier terme correspond au transfert monodimensionnel et les trois autres apparaissent comme caractéristiques des effets tridimensionnels. La température moyenne transformée du dépôt satisfait l'équation :

$$c_1 \rho_1 e_1 (p \bar{T}_1 - \Delta T_{\max}) = \frac{\bar{T}_2 - \bar{T}_1}{R_c} \quad (9a)$$

$$\frac{\bar{T}_1 - \bar{T}_2}{R_c} = \bar{\varphi}(y, z, p) = \frac{\bar{T}_2}{F} \quad (9b)$$

On aboutit à l'expression de l'échauffement transformé :

$$\frac{\Delta \bar{T}_1}{\Delta T_{\max}} = \frac{1}{p + \frac{1}{c_1 \rho_1 e_1} \frac{1}{(F + R_c)}} \quad (10)$$

Le retour à l'originale de l'équation (10) s'effectue numériquement [20].

L'erreur relative des deux solutions pour un dépôt de 200 nm de cuivre sur du verre ne dépasse pas 1 %, pour toutes les valeurs pratiques de R_c , lorsque $t < 1 \mu s$ (Fig. 14). L'erreur systématique sur R_c est, dans certains cas, supérieure en raison des petites valeurs du coefficient de sensibilité (relation 6-c et tableau III). Les tableaux IIIa, IIIb (cuivre-verre) et IIIc, III d (cuivre-alumine) indiquent que, à t fixé, l'erreur systématique sur R_c augmente lorsque l'épaisseur du dépôt diminue (3 % à 600 nm contre 13 % à 200 nm sur de l'alumine bien que l'écart des températures est de quelques 0,1 %). Les valeurs inférieures à 10^{-7} , identifiées sur des substrats conducteurs avec le modèle monodimensionnel, doivent être corrigées.

Bibliographie

- [1] Leung W.P. et Tam A.C., *J. Appl. Phys.* **63** (1988) 4505-4510.
- [2] Bardon J.P., *Rev. Gén. Therm.* **125** (1972).
- [3] McGee T.D., *Principles and Methods of Temperature measurement*, Wiley (N.Y., 1988).
- [4] Boley et Weiner, *Theory of thermal stresses*, Wiley, 4ème édition (N.Y, 1967).
- [5] Carslaw H.S. et Jaeger J.C., *Conduction of Heat in solids*, Oxford university, 2ed. (London, 1959).
- [6] Leung W.P. et A.C. Tam A.C., *Opt. Lett.* **9** (1984).
- [7] Opsal J., Rosencwaig A. et Willenborg D.L., *Appl. Opt.* **22** (1983).
- [8] Rosencwaig A., Opsal J., Smith W.L. et Willenborg D.L., *Appl. Phys. Lett.* **46** (1985).
- [9] Cielo P., Rousset G. et Bertrand L., *Opt. and Lasers Eng.* **5** (1984) 231-248.
- [10] Paddoc C.A. et Eesley G.L., *J. Appl. phys.* **60** (1986).
- [11] Scudeller Y. et Hmina N., S.F.T 92, Colloque de thermique, Sophia-Antipolis (France, 20/21 Mai 1992).
- [12] Miller R.M., *Can. J. Phys.* **64** (1986) 1049-1052.
- [13] Aithal S., Rousset G., Bertrand L., Cielo P. et Dallaire S., *Thin Sol. Fi.* **119** (1984) 153-158.
- [14] No K. et McClelland J.F., *J. Appl. Phys.* **64** (1988) 1730-1735.
- [15] Cielo P., *J. Appl. Phys.* **56** (1984) 230-234.

- [16] Almond D.P., Patel P.M., Pickup I.M. et Reiter H., *NDT int.* **18** (1985) 17-24.
- [17] Patel P.M. et Almond D.P., *J. Mat. Sci.* **20** (1985) 955-966.
- [18] Scudeller Y. et Hmina N., "Heat transfer, 3rd U.K. National Conference Incorporating" 1st European Conference on Thermal Sciences, vol.2 (1992) pp. 1189-1195.
- [19] Boscher D.M., Balageas D.L. et Déom A.A., "5th International Topical Meeting on photoacoustic, Thermal and Related Sciences", Heidelberg 27-30 July 1987.
- [20] Stehfest Gaver H., *Commun A.C.M* **13**, **47**, **49** (1970).