

Identification de propriétés thermophysiques de tôles d'acier par thermographie infrarouge sous excitation laser.

Damien LEGAIE*, Hervé PRON et Christian BISSIEUX

Université de Reims, Unité de Thermique et Analyse Physique (EA 3802), Laboratoire de Thermophysique (URCA/UTAP/LTP).

*(Damien LEGAIE : damien.legaie@univ-reims.fr)

Résumé :

L'objectif est de mettre au point une technique de Contrôle Non Destructif de l'état de contrainte des matériaux grenailés, en étudiant l'influence des contraintes mécaniques sur la conductivité thermique. La technique est une variante de la radiométrie photothermique en régime sinusoïdal, utilisant une caméra de thermographie infrarouge comme détecteur, associée à une procédure de détection synchrone numérique. Par méthode inverse, nous identifions la conductivité thermique des aciers.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
C_p	chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	β_i	coefficient d'absorption optique de la couche i , m^{-1}
d	épaisseur totale de l'échantillon, m	δ	variable de Hankel, m^{-1}
h	coefficient d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	κ_i	indice d'extinction de la couche i
H	réponse harmonique, $K.m^2.W^{-1}$	λ	longueur d'onde du laser, m
k_i	conductivité thermique de la couche i , $W.m^{-1}.K^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
l	épaisseur de la peinture, m	φ	puissance surfacique du laser, $W.m^{-2}$
P	amplitude du faisceau laser modulé, W	<i>Indices</i>	
P_0	puissance du faisceau laser modulé, W	i	indice de la couche
q	source volumique de chaleur, $W.m^{-3}$	<i>Abréviations</i>	
r	coordonnée radiale, m	<i>CND</i>	Contrôle Non Destructif
r_0	rayon du faisceau laser, m	<i>T.H.</i>	Transformée de Hankel d'ordre 0
T	température, K		
z, z'	coordonnées axiales, m		

1. Introduction

La technique de CND exploitée est la thermographie infrarouge photothermique, sous excitation laser modulée ([1], [2]), appliquée en face avant d'une tôle d'acier. Pour des raisons de portabilité, un laser DPSS de moyenne puissance est utilisé. Les cartes en amplitude et en phase seront fournies à partir des cartes de variations de températures enregistrées par la caméra. Notre échantillon est de type bicouche, et la géométrie du problème est bidimensionnelle axisymétrique, en régime sinusoïdal. Le modèle est basé sur l'équation de diffusion de la chaleur, sur laquelle nous appliquerons une transformée intégrale de type Hankel (*T.H.*). Puis une méthode inverse d'estimation de paramètres de type Gauss-Newton nous permettra d'identifier la conductivité thermique et le coefficient d'absorption optique. La technique impose toutefois l'application sur le métal d'une fine couche de revêtement émissif, nécessitant l'identification de ses propriétés thermophysiques.

2. Principe de la mesure

Les supports utilisés pour la caractérisation de la peinture noire sont deux aciers inox provenant de la société Industeel du groupe Arcelor (Tableau 1). Le faisceau laser est issu d'un YAG solide pompé par diode laser, doublé en fréquence, de longueur d'onde 532 nm et de puissance 120 mW (données constructeur). La modulation du faisceau est réalisée par une cellule acousto-optique. Le choix de cette cellule plutôt qu'un « chopper mécanique » se justifie par une modulation plus propre et isophasée du faisceau. Le modulateur est asservi par une fonction sinusoïdale générée sous *LabviewTM*. Une caméra infrarouge CEDIP IRC 320–4LW est utilisée pour la mesure des variations de température. Une photodiode permet de récupérer le signal de référence nécessaire pour réaliser la détection synchrone. Le dispositif est piloté par une carte d'acquisition PCI-MIO-16E-4 *National Instrument*, un programme sous *LabviewTM* réalise la détection synchrone numérique [3].

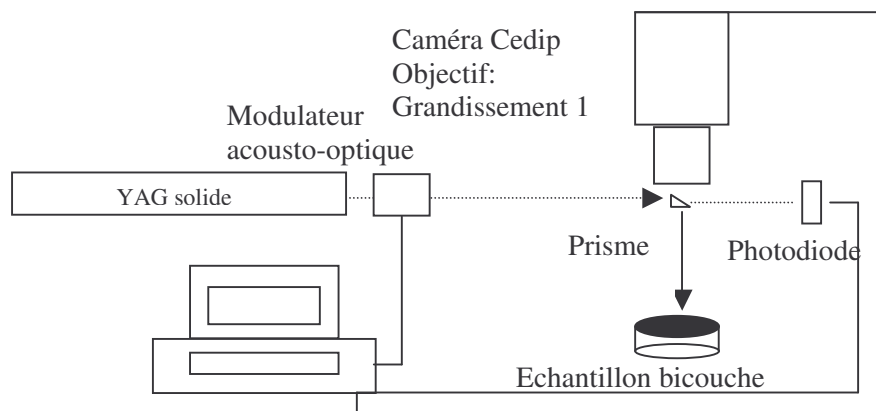


Figure1 : Présentation du dispositif expérimental

3. Le problème direct

Géométrie du problème : l'échantillon est à faces parallèles, modélisé par un milieu 1 (la peinture, d'épaisseur : l) reposant sur un milieu 2 (l'acier, d'épaisseur : $d-l$). La face avant est celle qui reçoit l'impact laser. L'axe principal de symétrie (z) est l'axe du faisceau incident.

Equation de diffusion : l'équation de la chaleur pour un milieu homogène et isotrope s'écrit :

$$\Delta T(\vec{r}, t) - \frac{1}{a} \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \frac{q(\vec{r}, t)}{k} \quad (1)$$

La géométrie bidimensionnelle axisymétrique du problème permet de réécrire l'équation (1). Puis de la résoudre en combinant une transformée intégrale de type Hankel avec une réponse harmonique ; cette méthode a été développée dans [4]. On obtient alors une expression de la température complexe en tout point de l'échantillon :

$$T(r, z) = \int_0^\infty \int_0^l H(\delta, z|z') \cdot \bar{q}(\delta, z) \cdot J_0(\delta r) \cdot \delta \cdot (d\delta) \cdot (dz') \quad (2)$$

Les réponses harmoniques $H(\delta, z|z')$ sont déterminées par la méthode proposée par Burgener et Reedy [5] et étendue à un milieu bicouche par Madison et Mac Daniel [6].

Les conditions aux limites imposées par le problème sont:

$$\cdot \text{Face avant: } k_1 \left. \frac{\partial T_1(r, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = hT_1(r, z)|_{z=0} \quad (3)$$

$$\cdot \text{Face arrière: } -k_2 \left. \frac{\partial T_2(r, z)}{\partial z} \right|_{z=d} = hT_2(r, z)|_{z=d} \quad (4)$$

$$\cdot \text{Conditions de continuité: } -k_2 \left. \frac{\partial T_2(r, z)}{\partial z} \right|_{z=l} = -k_1 \left. \frac{\partial T_1(r, z)}{\partial z} \right|_{z=l}, \quad T_1(r, z)|_{z=l} = T_2(r, z)|_{z=l} \quad (5, 6)$$

Il nous faut maintenant exprimer analytiquement le terme source $\bar{q}(\delta, z)$.

D'une part, le milieu sera supposé non-diffusant. D'autre part, le faisceau laser sera considéré comme ayant un profil gaussien ainsi qu'une symétrie de révolution. Sa puissance par unité de surface pourra alors s'écrire:

$$\varphi(r) = \frac{P}{2\pi r_0^2} e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \quad (7)$$

Or notre étude porte sur un échantillon composé de deux milieux, nous aurons donc des expressions différentes de la source de chaleur suivant la couche dans laquelle on se positionne.

En tenant compte du coefficient d'absorption optique du milieu et après application d'une Transformée de Hankel à l'expression (7), on peut alors écrire la source pour le milieu 1 d'épaisseur l comme suit:

$$\bar{q}_1(\delta, z) = \frac{P\beta_1}{4\pi} \exp\left[-\left(\frac{\delta r_0}{2}\right)^2\right] \exp[-\beta_1 z] \quad (8)$$

Par contre, si l'on se positionne dans la couche 2, d'épaisseur $d-l$, la source, après *T.H.*, s'exprime alors de la manière suivante :

$$\bar{q}_2(\delta, z) = \frac{P\beta_2}{4\pi} \exp[-\beta_1 l] \exp[-\beta_2(z-l)] \exp\left[-\left(\frac{\delta r_0}{2}\right)^2\right] \quad (9)$$

4. Analyse préliminaire :

Les caractéristiques des 2 aciers ayant servi de support au dépôt du film de peinture sont constantes et nous les présentons ci-dessous :

Matériau	Epaisseur d [m]	Masse Volumique ρ [kg.m ⁻³]	Conductivité thermique k_2 [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]	Chaleur spécifique C_p [J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
URANUS B25	$2,5 \times 10^{-3}$	8000	13	480
316 L	$2,5 \times 10^{-3}$	7950	15	500

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques des aciers de référence.

Dans la littérature [7, 8], on trouve respectivement les indices d'extinction (κ_i) pour la peinture noire mate et pour l'acier 316L. En utilisant alors la relation suivante : $\beta_i = \frac{4\pi\kappa_i}{\lambda}$, on trouve les coefficients d'absorption optique β_1 d'approximativement $7,5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ et β_2

d'environ $75 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Pour un acier austénitique comme l'URANUS B25, la référence [9] donne une valeur de κ_2 voisine de celle donnée pour l'acier de grade 316L, nous avons donc choisi de fixer β_2 à $75 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ pour les deux aciers.

Dans le tableau 2 ci-après figure une moyenne sur 10 mesures de l'épaisseur mesurée à l'aide d'un PosiTector 6000 de précision : $\pm 1 \mu\text{m}$.

Matériau	URANUS B25	316L
Épaisseur de peinture l [μm]	18	24

Tableau 2 : Mesure des épaisseurs de peinture

L'échange convectif avec l'air ambiant est approché par un coefficient $h = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Le dispositif expérimental est tel que le prisme se trouve près de l'objectif de la caméra, la surface du prisme occulte donc une partie du flux émis par l'échantillon. Nous avons donc réalisé un étalonnage avec l'ensemble caméra-prisme. Une source de référence est alors placée devant cet ensemble. La source est un corps noir à surface étendue, type SR-800-7A-HU de la société *CI System*. L'alignement de l'ensemble corps noir/caméra-prisme est réalisé à l'aide d'un banc optique. L'étalonnage a été effectué sur la gamme $10\text{-}30^\circ\text{C}$ avec un incrément de $0,5^\circ\text{C}$. Pour chaque température, nous réalisons des acquisitions de 30 images de taille 160×120 pixels.

Le rayon du faisceau laser (r_0) est déterminé par la méthode du « rasoir ». A partir d'un profil représentant l'intensité du faisceau en fonction de la position du rasoir et d'une méthode inverse basée sur l'algorithme de Levenberg-Marquardt nous arrivons à identifier les paramètres utiles de la Gaussienne :

$$r_0 = (426 \pm 11) \times 10^{-6} \text{ m} \text{ et } P_0 = (88,04 \pm 0,74) \text{ mW.}$$

Nous présentons des profils qui sont fonction du rayon, la relation rayons/pixels se faisant par le biais de la distance entre deux pixels voisins de la matrice HgCdTe ($30 \mu\text{m}$ entre le centre de deux pixels voisins). La valeur de départ de chaque profil sera le centre de la Gaussienne, la position du centre étant déterminé à partir des cartes d'amplitudes en supposant celui-ci situé sur le pixel d'amplitude maximale.

5. Résultats

5.1 Images d'Amplitude et de Phase de la température de surface, issues d'essais de la technique CND, sur l'acier URANUS B25 revêtu de peinture noire mate.

Les figures 2 et 3, ci-dessous, sont des extraits (fichiers de 57×57 pixels) de résultats après détection synchrone, d'une série d'acquisition de 200 images de dimensions 160×120 pixels, à une fréquence de modulation de 1Hz et une fréquence caméra de 50Hz.

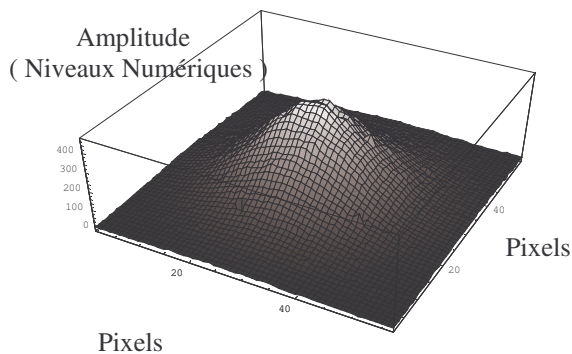


Figure 2 : Amplitude de la température

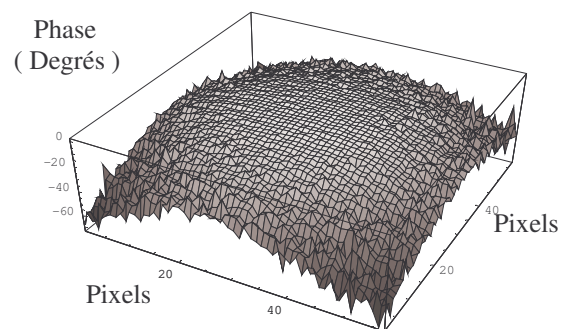


Figure 3 : Phase de la température

5.2 Etude en sensibilité

Afin de comparer entre eux les différents paramètres (r_0 , k_1 , β_1), nous avons réalisé une analyse en sensibilité du modèle à la fréquence de 1Hz. Cette analyse a été réalisée à partir de coefficients de sensibilité, ces coefficients nous informent sur la variation absolue de l'amplitude et de la phase qui serait engendrée par une variation relative du paramètre étudié. Les résultats (fig 4 et 5) montrent que le modèle est très sensible au rayon du faisceau ainsi qu'à la conductivité thermique.

De plus, afin de garder l'information sur l'amplitude et la phase, nous avons créé un modèle fonctionnant sur les parties réelles et imaginaires de la température complexe.

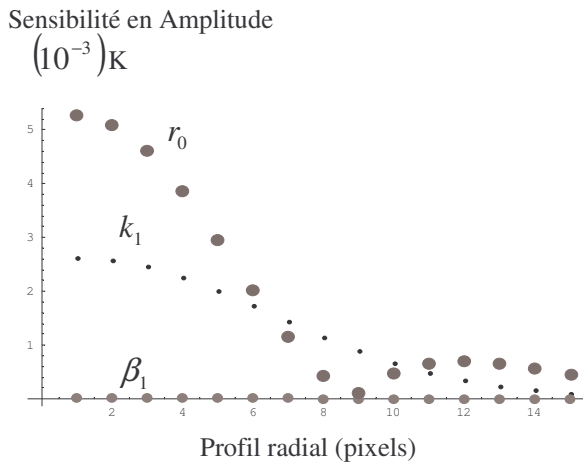


Figure 4 : Sensibilités en Amplitude de la température complexe.

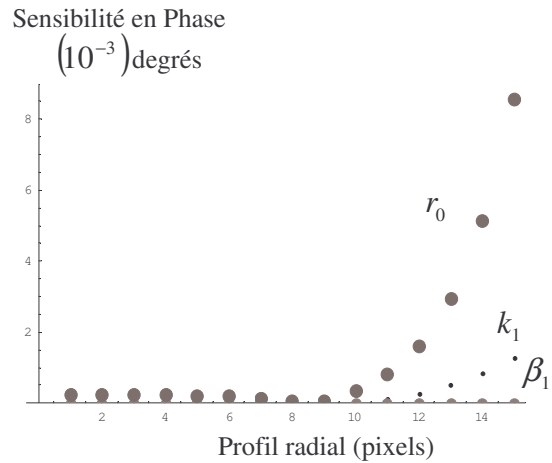


Figure 5 : Sensibilités en Phase de la température complexe.

5.3 Méthode Inverse

Dans un premier le temps, le but est de déterminer la conductivité (k_1) de la peinture par l'algorithme de Gauss-Newton sur l'acier de grade 316L. La méthode consiste à minimiser l'écart quadratique moyen entre les valeurs numériques et les valeurs expérimentales. La figure 8 atteste du bon accord simulation-expérience.

Paramètre	$k_1 (W.m^{-1}.K^{-1})$
Valeurs estimées de la conductivité thermique	$0,10 \pm 0,02$

Tableau 4 : Estimation de la conductivité thermique de la peinture noire mate

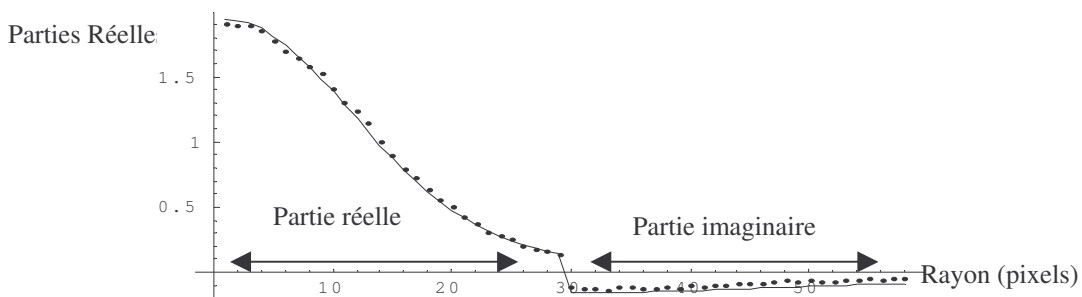


Figure 8 : Profils (expérimental et théorique) sur l'acier de grade 316L.

Les propriétés de la peinture étant connues, nous avons répété la technique photothermique sur l'acier URB 25. Nous avons tenté alors d'estimer la conductivité thermique de cet acier. Les résultats de l'identification sont montrés ci-dessous. La valeur estimée est très voisine de celle annoncée par Arcelor ($k_{acier\ brut} = 13\ W.m^{-1}.K^{-1}$).

Paramètre	$k_2\ (W.m^{-1}.K^{-1})$
Valeurs estimées de la conductivité thermique	$13,2 \pm 0,2$

Tableau 4 : Estimation de la conductivité thermique de l'acier URB25

Parties Réelles suivies de parties Imaginaires de la température complexe

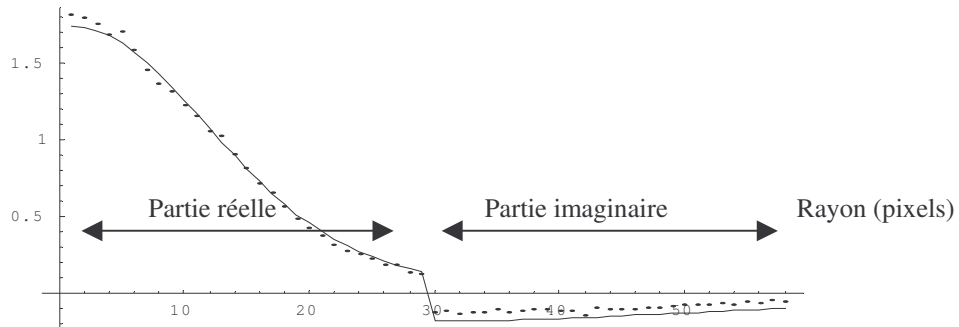


Figure 8 : Profils (expérimental et théorique) sur l'acier URB25.

6. Conclusion

Ce travail a permis de montrer que la technique était suffisamment fiable pour déterminer la conductivité thermique de nos échantillons. La suite de ce travail est la détermination de conductivité thermique d'aciers grenailés.

Références

- [1] H.Pron, C.Bissieux, 3-D thermal modelling applied to stress-induced anisotropy of thermal conductivity, *Int.J.Therm.Sci.* (2004)43, 1161-1169.
- [2] N.Horny, Thèse, Université de Reims (2002).
- [3] H.Pron, Thèse, Université de Reims (2000).
- [4] Y.Gillet, C.Bissieux, Diffusion harmonique de la chaleur appliquée au contrôle non destructif par méthodes photothermiques, *Int.J.Therm.Sci.* (1999)38, 530-540..
- [5] M.L.Burgener, R.E Reedy, Temperature distributions produced in a two-layer structure by a scanning cw laser or electron beam, *J.Appl.Phys.*53(6), 1982.
- [6] M.R Madison, T.W McDaniel, Temperature distributions produced in an N-Layer film structure by static or scanning laser or electron beam with application to magneto-optical media, *J.Appl.Phys.*66(12), 1989.
- [7] D.Wellems, S.Ortega, D.Bowers, J.Boger, M.Fetrow, Long wave infrared polarimetric model: theory, measurements and parameters, *J.Opt.A: Pure Appl. Opt.*8 (2006) 914-925.
- [8] Tran N'Guyen Hiep, Thèse Docteur Ingénieur, Ecole Centrale des Arts et Manufactures de Paris (1981).
- [9] B. Karlsson, G.Ribbing, Optical constants and spectral selectivity of stainless steel and its oxydes, *J.Appl. Phys.* 53(9), 1982.

Remerciements :

Les auteurs tiennent à remercier la Région Champagne-Ardenne pour son soutien financier ainsi que la société Industeel (Groupe Arcelor).