



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com



International Journal of Thermal Sciences 41 (2002) 1161–1175

International
Journal of
Thermal
Sciences

www.elsevier.com/locate/ijts

Mesure de coefficients de convection par méthode impulsionnelle—influence de la perturbation de la couche limite

Measurement of the convective heat coefficients by the pulsed method—influence of the boundary-layer perturbation

Mourad Rebay*, Mohamed Lachi, Jacques Padet

Laboratoire de thermomécanique, UTAP (EA. 2061), faculté des sciences, B.P. 1039, 51687 Reims, France

Reçu le 4 février 1999; accepté le 12 décembre 2001

Résumé

Nous présentons ici quelques éléments visant à améliorer les procédures non destructives pour la mesure du coefficient d'échange local entre une plaque uniformément chauffée et un écoulement d'air. La méthode sur laquelle nous nous basons utilise la technique photothermique impulsionnelle qui consiste à envoyer une impulsion d'énergie sur une paroi, initialement soumise à un régime convectif, et à analyser son régime de relaxation. Pour le dépouillement des thermogrammes expérimentaux, nous utilisons un modèle où le coefficient d'échange est supposé constant pendant l'expérience impulsionnelle, et un autre modèle qui tient compte de sa variation dans le temps. La loi de variation temporelle adoptée est obtenue par extension de la méthode différentielle au développement de la couche limite laminaire instationnaire consécutive à une excitation impulsionnelle d'une durée finie. Nous comparons les résultats des deux modèles en régime transitoire avec les résultats obtenus en régime permanent au moyen d'un fluxmètre à couches minces.

© 2002 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. All rights reserved.

Abstract

We present here some elements in order to improve the non-destructive procedures for the measurement of the local heat transfer coefficient between a plate uniformly heated and an air-flow. We use the pulsed photothermal method which consists of analysing the transient temperature on the front face of a wall, initially subjected to a convective flow, after a sudden deposit of luminous energy. For the examination of the experimental thermograms, two models are used: in the first one the heat coefficient is assumed to remain constant during the pulsed experiment, and we take into account its variation in time in the second one. The temporal variation law of the heat transfer coefficient used in the second model is obtained by extension of the differential method to the unsteady laminar boundary-layer due to a finite duration excitation. We compare the results of the two models in transient state with those given in steady state by multi-layered heat flux sensor.

© 2002 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. All rights reserved.

Mots-clés : Coefficient d'échange ; Méthode impulsionnelle ; Radiométrie infrarouge ; Modèle à h constant ; Modèle à h variable ; Couche limite transitoire

Keywords : Heat coefficient; Pulsed method; Infrared radiometry; h -constant model; h -variable model; Transient boundary-layer

1. Introduction

L'évaluation des coefficients d'échange entre une paroi et un écoulement s'avère nécessaire pour la maîtrise et le

dimensionnement des systèmes thermiques utilisés dans les procédés énergétiques ou dans l'habitat.

En général, la détermination du coefficient d'échange passe par la mesure de la température et du flux à l'interface mur-fluide. L'implantation des capteurs de flux et de température à la surface du mur engendre souvent des perturbations considérables du transfert au point de mesure. C'est pourquoi l'utilisation d'une technique de mesure sans contact présente des avantages indéniables. Pour cela, nous

* Auteur correspondant.

Adresses e-mail : mourad.rebay@univ-reims.fr (M. Rebay),
mohamed.lachi@univ-reims.fr (M. Lachi), jacques.padet@univ-reims.fr (J. Padet).

Nomenclature

a	diffusivité thermique	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	W_f	densité d'énergie envoyée par les lampes	$\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$
b	effusivité thermique	$\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{s}^{-1/2}$	x	coordonnée axiale	m
$\text{erfc}(x)$	fonction d'erreur complémentaire		y	coordonnée perpendiculaire à la paroi	m
$\text{exfc}(x)$	fonction définie par $\exp(x^2) \text{erfc}(x)$		U	vitesse axiale	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
h	coefficient d'échange thermique	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	U_∞	vitesse à l'infini de l'écoulement d'air	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
h_0	coefficient d'échange thermique du régime permanent	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	V	vitesse selon y	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
h_c	coefficient d'échange convectif	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>		
h_{c0}	coefficient d'échange convectif du régime permanent	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	α	coefficient	
$\frac{h_r}{\bar{h}_r}$	coefficient d'échange radiatif	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	β	coefficient	
\bar{h}_r	coefficient radiatif moyen sur la durée de l'expérience	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	ε	émissivité d'une surface	
$i(t)$	fonction excitation (excitation Dirac ou créneau de durée t_c)		η	variable de similitude des profils de vitesses	
m_0	moment temporel d'ordre 0		φ_0	densité du flux initial	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
Re_x	nombre de Reynolds local		φ_f	densité du flux envoyé par les lampes	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
t	temps	s	λ	conductivité thermique	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
t_f	durée d'enregistrement des thermogrammes	s	θ	élévation de température = $T - T_0$	K
T	température	K	θ_c	élévation de température consécutive à un créneau	
T_{amb}	température ambiante	K	θ_d	élévation de température consécutive à un Dirac	
$T_0(y)$	température initiale dans le mur	K	ψ	fonction de courant	

utilisons une méthode photothermique impulsionnelle. Pouvant être employée in situ, cette technique consiste à envoyer une impulsion d'énergie sur la paroi à l'aide de deux lampes, et à enregistrer l'évolution temporelle de la température surfacique au moyen d'un détecteur infrarouge. Cette méthode a été introduite par Parker et al. [1], Degiovanni [2], Balageas et al. [3,4] pour déterminer les caractéristiques thermophysiques des matériaux, et notamment la diffusivité thermique. Elle a été ensuite étendue pour évaluer les coefficients d'échange sur une paroi soumise à un régime convectif [5–13] ou à l'intérieur des conduits [14,15]. La technique de mesure utilisée dans ces travaux repose essentiellement sur des modèles unidirectionnels et sur l'utilisation des moments temporels partiels pour identifier le coefficient d'échange. L'impulsion d'énergie est réalisée soit par un moyen optique (laser, lampes, . . .) soit par un moyen électrique (décharge d'un condensateur par exemple), et le relevé des températures est assuré par des couples thermo-électriques ou par une mesure radiométrique (détecteur infrarouge ou caméra de thermographie infrarouge).

En régime permanent, le coefficient d'échange convectif est usuellement défini par la loi de Newton :

$$\varphi_p = h_c(T_p - T_f)$$

avec

h_c : coefficient d'échange par convection ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$)

T_p : température de paroi

T_f : température caractéristique du fluide

φ_p : densité de flux de chaleur traversant la paroi

On introduit ainsi un paramètre auxiliaire h_c , homogène à une conductance thermique et on considère donc implicitement que le transfert de chaleur entre le fluide et la paroi s'opère à travers un film de résistance thermique $R_t = 1/h_c$. Ce « modèle conductif » de la convection est surtout intéressant dans le cas où l'on peut additionner des résistances thermiques, c'est-à-dire essentiellement lorsque le transfert a lieu d'un fluide à un autre à travers une paroi.

En régime instationnaire on peut toujours, à chaque instant, mesurer un écart de température $(T_p - T_f)(t)$ en deux endroits et une densité de flux $\varphi_p(t)$ traversant une surface donnée. Leur rapport $((T_p - T_f)(t))/\varphi_p(t)$ aura la dimension d'une résistance thermique ou de l'inverse d'un coefficient d'échange. Ce terme devra, pour présenter un intérêt, subir peu de variations en fonction du temps (Degiovanni [16], Petit et al. [13]) ou encore mieux des variations prévisibles.

Cherchant à mesurer par une méthode transitoire le coefficient d'échange permanent, on a supposé dans les travaux précités que le coefficient d'échange demeure constant pendant l'expérience impulsionnelle. Cette hypothèse est discutable si la quantité d'énergie envoyée sur la paroi ou la durée de l'impulsion affecte considérablement la couche limite mise en place. Dans le but de préciser les limites de validité de cette hypothèse, nous présentons ici une étude comparative entre les résultats de deux modèles : nous considérons dans le premier que le coefficient h reste constant pendant l'expérience impulsionnelle, alors que nous tenons compte de sa variation dans le temps dans le deuxième modèle.

Pour le modèle à h constant nous supposons que l'énergie de la perturbation envoyée sur la paroi est suffisamment faible pour ne pas perturber la couche limite. D'après l'analyse de Degiovanni [16], la bonne écriture de la condition d'échange de chaleur à la paroi est :

$$\bar{\varphi}_p = H(p)(\bar{T}_p - \bar{T}_f) \tag{1a}$$

où les \bar{T} et $\bar{\varphi}_p$ sont les transformées de Laplace des températures et de la densité de flux et $H(p)$ est l'impédance d'échange. $H(p)$ peut se réduire à un coefficient d'échange si on fait l'hypothèse que celui-ci demeure constant dans le temps et que les propriétés thermophysiques du fluide étudié sont constantes. Puisque le fluide considéré dans notre étude est peu thermodépendant (l'air), la couche limite dynamique reste inchangée et nous pouvons représenter le transfert de chaleur à la paroi pour le modèle à coefficient d'échange constant par :

$$\varphi_p(t) = h(T_p - T_f)(t) \tag{1b}$$

Dans le modèle à coefficient d'échange variable dans le temps, nous pouvons toujours admettre que le régime dynamique reste permanent mais que la couche limite thermique change avec le temps sous l'action de la perturbation envoyée par les lampes. D'après [16] nous pouvons écrire :

$$\varphi_p(t) = h(t)(T_p - T_f)(t) \tag{1c}$$

Nous supposons par ailleurs que le coefficient d'échange global h est la somme d'un coefficient d'échange radiatif et d'un coefficient de convection ($h = h_r + h_c$). Nous posons pour le modèle à h constant :

$$h = h_0 = h_{r0} + h_{c0} \tag{2a}$$

et pour le modèle à h variable :

$$h = h(t) = h_c(t) + h_r(t) \tag{2b}$$

Connaissant la température à la surface de la paroi et la température ambiante, le coefficient radiatif $h_r(t)$ sera facilement évalué à l'aide de la loi de Stéfán–Boltzman. Quant au coefficient de convection $h_c(t)$, on montrera qu'il peut s'écrire sous la forme :

$$h_c(t) = h_{c0}f(t) \tag{3c}$$

h_{c0} est le coefficient de convection (objet de la recherche) des régimes permanents initial et final, c'est-à-dire avant et après l'envoi de l'impulsion d'énergie sur la paroi. La fonction $f(t)$ est déduite de l'extension de la méthode différentielle au problème de couche limite laminaire en régime transitoire inhérent à une impulsion de flux à la paroi d'un écoulement externe. Elle dépend bien évidemment du type d'excitation.

2. Description du montage expérimental

2.1. Description de la chaîne de mesure

Le dispositif expérimental (Fig. 1) est réalisé dans le but de mesurer, à chaque instant et en différents points, la température à la surface d'une plaque verticale soumise à un régime de convection par un écoulement d'air. Initialement, la plaque est uniformément chauffée au moyen d'une résistance électrique plaquée contre sa surface arrière. Elle est soumise sur sa face avant, à un instant donné, à un Dirac ou à un créneau d'énergie généré par deux lampes. La température locale en un point de la surface de la plaque est mesurée par un détecteur infrarouge. Le dispositif expérimental est constitué de deux tables indépendantes. Sur la première, sont montés le porte-échantillon et le système de ventilation, et la deuxième comporte le dispositif de mesure et d'excitation (lampes). Cette configuration permet de faciliter le transport

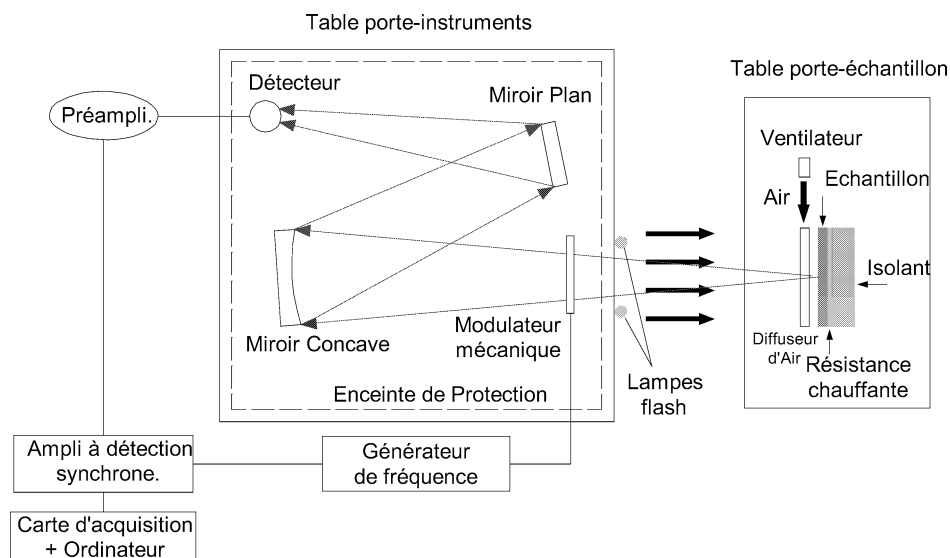


Fig. 1. Schéma de principe du montage expérimental (vue de dessus).

Fig. 1. Experimental device (the view above).

du dispositif de mesure et de l'utiliser éventuellement hors du laboratoire, en situation réelle.

La table porte-échantillon est une plaque rigide en Duralumin montée sur quatre vis permettant le réglage de son horizontalité et de sa hauteur par rapport au dispositif de mesure. L'échantillon sur lequel nous effectuons les mesures est une plaque de PVC de hauteur 30 cm, de 20 cm de largeur et d'épaisseur 5 mm. Sur sa face avant, nous avons déposé une fine couche de peinture noire (3 M velvet coating nextel 2010) qui assure une émission et une absorption maximale du rayonnement infrarouge. La condition de Fourier est réalisée en chauffant uniformément l'échantillon et en provoquant un transfert thermique au moyen d'un ventilateur qui crée un écoulement d'air ambiant parallèle à la surface de l'échantillon. Un diffuseur d'air permet d'avoir un écoulement couvrant la totalité de la largeur de cette dernière.

Les éléments constituant la chaîne de mesure sont montés sur une deuxième table, également en Duralumin. Une boîte en bois sur laquelle sont fixées, en face de l'échantillon, les deux lampes, est montée sur la table. Cette boîte, de hauteur 50 cm, permet, tout en assurant le support des lampes, de protéger le détecteur de tout rayonnement infrarouge éventuellement émis par les éléments du système ou par l'opérateur. Elle comprend une languette coulissant verticalement dans laquelle nous avons percé un trou qui vient se placer à hauteur du point de mesure sur l'échantillon. Ainsi, le détecteur infrarouge ne peut recevoir de rayonnement autre que celui émis par le point de mesure sur l'échantillon et passant à travers le trou de la languette coulissante. Un temporisateur, constitué par un relais électrique, permet de fixer la durée de l'illumination des lampes entre 0,05 s et 10 s.

Comme le montre la Fig. 1, une partie du rayonnement infrarouge émis par le point de mesure est hachée par un modulateur mécanique (à 5 pales) avant d'être collectée par un miroir concave qui la renvoie sur un miroir plan. Ce dernier la renvoie à son tour sur la cellule du détecteur infrarouge. Ce montage avec deux miroirs permet d'avoir un angle α (entre la normale à la surface du miroir concave et la direction échantillon-centre de miroir) aussi faible que possible, et donc une meilleure collecte du rayonnement infrarouge provenant de l'échantillon. L'amplificateur synchrone a pour rôle de démoduler le signal provenant du détecteur et d'en extraire l'amplitude. La carte d'acquisition, connectée au micro-ordinateur PC, numérise ce signal analogique préalablement démodulé et amplifié.

Nous avons effectué quatre séries de mesures sur la plaque de PVC : la première avec une excitation Dirac, la deuxième avec une excitation créneau de 3 s, la troisième avec un créneau de 5 s et la quatrième avec un créneau de 8,4 s. Pour chacune de ces séries de mesures, nous avons effectué un enregistrement en convection libre et quatre enregistrements en convection forcée avec quatre vitesses de l'écoulement d'air ambiant : 1,1 ; 1,5 ; 1,9 ; 2,4 m·s⁻¹. Ces vitesses sont mesurées à la sortie du diffuseur d'air par un anémomètre à hélice.

Pour chaque mesure nous avons chauffé l'échantillon à l'aide de la résistance électrique placée derrière celui-ci jusqu'à stabilisation de la température et du flux passant dans le fluide. A l'aide d'un fluxmètre industriel à couches minces et au moyen d'un thermocouple de surface de type Thermocoax, nous avons mesuré le flux ainsi que la température en un point très proche du point de mesure par radiométrie infrarouge. Ces mesures nous permettent de déduire le coefficient d'échange de chaleur permanent entre la plaque et l'air soufflé. Pour ne pas perturber la couche limite pendant les expériences impulsives par la présence des capteurs de flux et de température, nous avons enlevé ces capteurs avant d'effectuer les mesures en régime transitoire.

2.2. Mesure des propriétés thermophysiques

Nous avons préféré mesurer nous même les caractéristiques thermophysiques de l'échantillon (PVC) utilisé, et ne pas utiliser les valeurs données dans la littérature qui sont mesurées pour des matériaux bien spécifiques. Pour cela, nous avons effectué plusieurs fois les mesures pour en déduire les valeurs moyennes et les incertitudes correspondantes.

Pour la détermination de la diffusivité thermique nous avons utilisé la méthode flash classique avec détection en face arrière sur une plaque d'épaisseur 0,5 mm [17]. Le dépouillement des thermogrammes avec la méthode des temps partiels sur leurs parties montantes donne une diffusivité thermique égale à : $a = (0,15 \pm 0,01) \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Les mesures de la capacité calorifique par calorimétrie et de la masse volumique de l'échantillon donnent : $C_p = 850 \pm 20 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et $\rho = 1250 \pm 20 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

Ainsi, l'effusivité thermique de l'échantillon de PVC est : $b = 410 \pm 30 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{s}^{-1/2}$.

2.3. Mesures fluxométriques

Pour voir l'influence de la perturbation de la couche limite dans l'expérience impulsionnelle, nous comparons les résultats des modèles du régime transitoire avec les mesures en régime permanent effectuées par un fluxmètre à couches minces (Captec Industrie, de section carrée 1 cm × 1 cm et d'épaisseur 0,4 mm).

Le fluxmètre utilisé délivre une différence de potentiel fonction du flux de chaleur qui le traverse. Pour son étalonnage nous utilisons un second fluxmètre de même type. On procède successivement à trois essais différents faisant chacun intervenir les deux fluxmètres, une chaufferette électrique et une cuve à eau régulée en température. La température de la cuve à eau est imposée égale à une valeur bien inférieure à la température ambiante de façon à agir comme une source froide. La puissance dissipée dans la chaufferette est réglée de façon à la maintenir à une température supérieure à la température ambiante. Dans le premier essai les deux fluxmètres sont insérés entre la chaufferette et la cuve

d'eau. Le deuxième essai est réalisé en insérant la chaufferette entre les deux fluxmètres (fluxmètre 1 au dessus et fluxmètre 2 en dessous). Nous intervertissons les fluxmètres dans le troisième essai (fluxmètre 2 au dessus et fluxmètre 1 en dessous). Les mesures des tensions aux bornes des fluxmètres et de la puissance dissipée dans la chaufferette dans chaque essai nous permet d'en déduire les fonctions d'étalonnage des deux fluxmètres. Ainsi nous avons calculé la sensibilité du fluxmètre 1 avec lequel nous avons effectué les mesures fluxmétriques : $K = 7,17 \mu V \cdot (W \cdot m^{-2})^{-1}$.

2.4. Thermogrammes expérimentaux

Nous présentons sur les Figs. 2 et 3 les thermogrammes expérimentaux obtenus pour différents régimes de convection et respectivement pour une excitation Dirac et un créneau de 8,4 s. Ces enregistrements sont obtenus au point d'abscisse $x = 10$ cm du bord d'attaque de l'échantillon. Sur ces courbes, cl veut dire thermogramme en convection libre, cf. 1, cf. 3 et cf. 4 sont relatifs à des enregistrements en

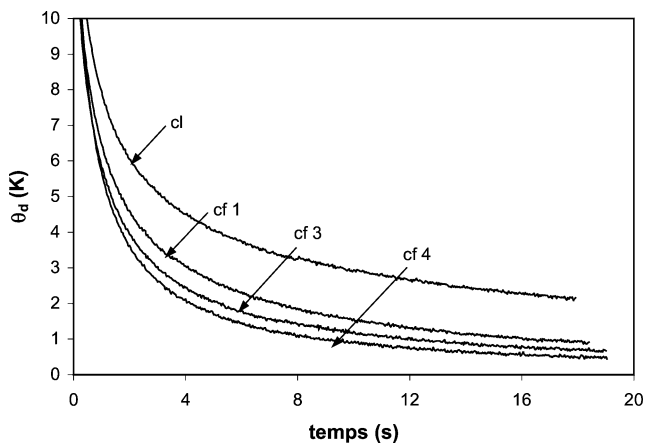


Fig. 2. Thermogrammes expérimentaux pour une excitation Dirac.
Fig. 2. Experimental thermograms for a Dirac excitation.

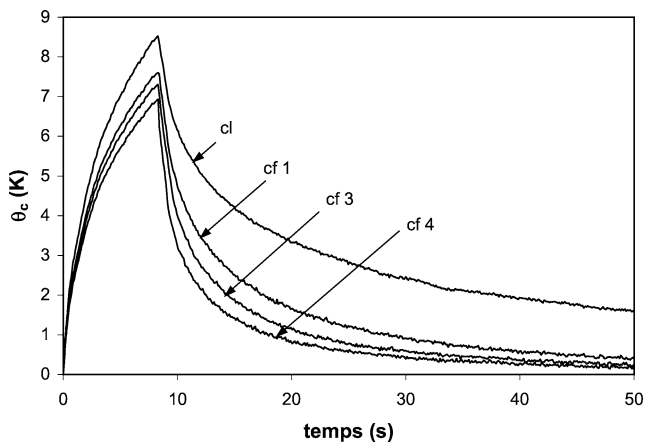


Fig. 3. Thermogrammes expérimentaux pour une excitation créneau de 8,4 s.
Fig. 3. Experimental thermograms for a 8.4 s excitation.

convection forcée avec une vitesse de 1,1 ; 1,9 et 2,4 m·s⁻¹, respectivement. Afin de ne pas surcharger les graphes nous ne présentons pas les courbes relatives à la vitesse 1,5 m·s⁻¹ (cf. 2).

Nous remarquons sur ces graphes que nous obtenons un faible bruit de mesure grâce à l'association de la détection synchrone à la radiométrie infrarouge. Nous constatons également, que les régimes de convection pendant les phases de montée et de relaxation sont bien dissociés et qu'ils le sont moins pendant les premiers instants.

3. Modèle à coefficient d'échange constant pendant l'expérience

3.1. Modélisation

Notre échantillon est une plaque de PVC, de caractéristiques thermophysiques a et b , et d'épaisseur 5 mm, initialement chauffée à l'aide d'une résistance électrique ($T(y, 0) = T_0(y)$). Des travaux antérieurs [10] ont démontré qu'une telle plaque peut être assimilée à un mur semi-infini. A l'instant $t = 0$, ce mur est exposé sur sa face avant à une excitation énergétique $i(t)$ générée par deux lampes.

L'élévation de température $\theta(y, t) = T(y, t) - T_0(y)$, due au flux délivré par les lampes, vérifie [8] :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} = 0 \tag{3a}$$

avec les conditions aux limites et initiale :

$$\begin{cases} \text{en } y = 0, & -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial y} = i(t) - h_0 \theta(0, t) \\ \text{à } t = 0, & \theta(y, 0) = 0 \end{cases} \tag{3b}$$

$$\text{où } i(t) = \begin{cases} W_f \delta(t) ; & \text{pour un Dirac} \\ \varphi_f \text{ quand } 0 \leq t \leq t_c \\ 0 \text{ quand } t_c \leq t \end{cases} ; \tag{3c}$$

pour un créneau de durée t_c

Il a été démontré dans la thèse de Crowther [10] et les travaux de l'ONERA [6–9] que la solution du système ((3a), (3b) et (3c)) pour une impulsion infiniment petite (Dirac), de densité d'énergie W_f , est :

$$\theta_d(0, t) = \frac{W_f}{b\sqrt{\pi t}} \left[1 - \frac{h_0}{b} \sqrt{\pi t} \operatorname{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] \tag{4a}$$

Nous obtenons par application du théorème de Duhamel [3] l'expression de la température pariétale d'un mur semi-infini pour une excitation créneau d'une durée t_c :

$$\begin{aligned} \theta_c(0, t) &= \frac{\varphi_f}{h_0} \left[1 - \operatorname{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] & \text{si } t \leq t_c, \\ \theta_c(0, t) &= \frac{\varphi_f}{h_0} \left[\operatorname{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t-t_c} \right) - \operatorname{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] & \text{si } t \geq t_c \end{aligned} \tag{4b}$$

$$\theta_c(0, t) = \int_0^t \theta_d(0, t - u) \phi(u) du$$

$$\text{avec } \begin{cases} \phi(u) = 0, & \text{si } t > t_c \\ \phi(u) = 1/t_c, & \text{si } t < t_c \end{cases}$$

φ_f est la densité de flux déposée par les lampes.

3.2. Identification à partir des températures (modèle 1.1)

Pour chaque type d'excitation, nous cherchons la valeur du coefficient d'échange h_0 en identifiant le thermogramme expérimental au modèle théorique. Pour cela, il convient dans un premier temps d'étudier la sensibilité de la température donnée par ((4a) et (4b)) aux paramètres afin de définir l'intervalle de temps optimal pour l'identification. Quelque soit le modèle, (4a) ou (4b), le problème d'identification est non linéaire. C'est pourquoi nous utilisons la technique de minimisation itérative de Gauss. Les détails de cette méthode sont présentés dans [17].

Le modèle pour une excitation Dirac (4a) fait intervenir deux paramètres : un coefficient d'amplitude W_f/b et un coefficient h_0/b .

Le modèle pour une excitation créneau peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \theta_c(0, t) &= \frac{\varphi_f}{b} \frac{b}{h_0} \left[1 - \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] & \text{si } t \leq t_c, \\ \theta_c(0, t) &= \frac{\varphi_f}{b} \frac{b}{h_0} \left[\text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t - t_c} \right) - \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] & \text{si } t \geq t_c \end{aligned} \quad (4c)$$

Cette expression fait apparaître les deux paramètres inconnus : φ_f/b et h_0/b .

Pour s'affranchir des ordres de grandeurs des différents paramètres qui ne sont pas forcément les mêmes, nous définissons les sensibilités réduites :

$$S_{\beta_i}(t, \beta) = \beta_i \frac{\partial \theta(t, \beta)}{\partial \beta_i} \quad (5)$$

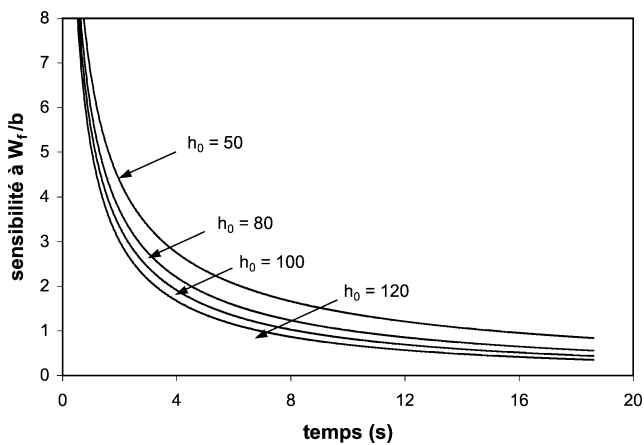


Fig. 4. Courbes de sensibilité à W_f/b pour une excitation Dirac.

Fig. 4. Sensivities to W_f/b for a Dirac excitation.

Les sensibilités réduites pour une excitation Dirac sont alors :

$$\begin{aligned} S_{\beta_1} &= \frac{W_f}{b \sqrt{\pi t}} \left[1 - \frac{h_0}{b} \sqrt{\pi t} \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] \\ \text{pour } \beta_1 &= \frac{W_f}{b} \\ S_{\beta_2} &= -\frac{W_f}{b^2} h_0 \left[\left(1 + 2 \frac{h_0^2}{b^2} t \right) \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) - 2 \frac{h_0}{b} \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} \right] \text{ pour } \beta_2 = \frac{h_0}{b} \end{aligned} \quad (6a)$$

Les sensibilités réduites pour une excitation créneau sont :

$$\begin{aligned} \text{si } t < t_c : \\ S_{\beta_1} &= \frac{\varphi_f}{h_0} \left[1 - \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] \text{ pour } \beta_1 = \frac{\varphi_f}{b} \\ S_{\beta_2} &= -\frac{\varphi_f}{h_0} \left[1 - \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] - 2 \frac{\varphi_f}{b} \left[\frac{h_0 t}{b} \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) - \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} \right] \\ \text{pour } \beta_2 &= \frac{h_0}{b} \\ \text{si } t \geq t_c : \\ S_{\beta_1} &= \frac{\varphi_f}{h_0} \left[\text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t - t_c} \right) - \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] \\ \text{pour } \beta_1 &= \frac{\varphi_f}{b} \\ S_{\beta_2} &= -\frac{\varphi_f}{h_0} \left[\text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t - t_c} \right) - \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] - 2 \frac{\varphi_f}{b} \left[-\frac{h_0(t - t_c)}{b} \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t - t_c} \right) + \frac{h_0 t}{b} \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) - \frac{\sqrt{t} - \sqrt{t - t_c}}{\sqrt{\pi}} \right] \\ \text{pour } \beta_2 &= \frac{h_0}{b} \end{aligned} \quad (6b)$$

A titre d'exemple, nous présentons sur la Figs. 4 et 5 les sensibilités réduites aux paramètres β_1 et β_2 pour une

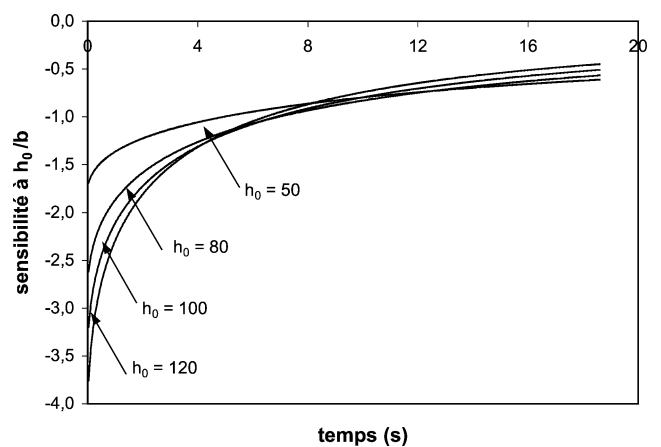


Fig. 5. Courbes de sensibilité à h_0/b pour une excitation Dirac.

Fig. 5. Sensivities to h_0/b for a Dirac excitation.

excitation Dirac, en fonction de h_0 et pour une valeur de $W_f = 500 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}$. La sensibilité au rapport W_f/b (Fig. 4), à l'image de la température (Fig. 2), décroît rapidement aux premiers instants et tend vers zéro pour les temps longs. Si l'on considère la valeur absolue de la sensibilité à h_0/b (Fig. 5), on constate que celle-ci part d'une valeur maximale à l'instant $t = 0$ et décroît moins rapidement que celle à W_f/b aux temps courts. Cette décroissance est d'autant plus marquée que le coefficient d'échange est élevé. A partir de l'instant $t = 8 \text{ s}$, la sensibilité à h_0/b reste pratiquement constante quand le coefficient d'échange augmente. Ceci montre que les deux paramètres, h_0/b et W_f/b , ne sont pas liés si nous utilisons la courbe aux temps courts sur une plage de temps assez grande allant jusqu'à 8 s. L'identification du coefficient d'échange h_0 est donc possible dans l'intervalle de temps $0 \leq t \leq 8 \text{ s}$.

De même, les Figs. 6 et 7 représentent les sensibilités réduites pour une excitation créneau de $t_c = 8,4 \text{ s}$ en fonction de h_0 et pour une densité de flux $\varphi_f = 500 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$. On constate que les deux sensibilités φ_f/b et h_0/b , passent par un maximum qui correspond à l'instant t_c . Pour des

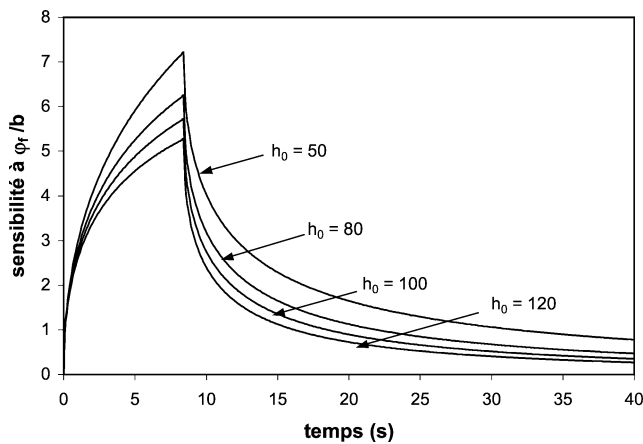


Fig. 6. Courbes de sensibilité à φ_f/b pour une excitation créneau de 8,4 s.
Fig. 6. Sensitivities to φ_f/b for a 8.4 s excitation.

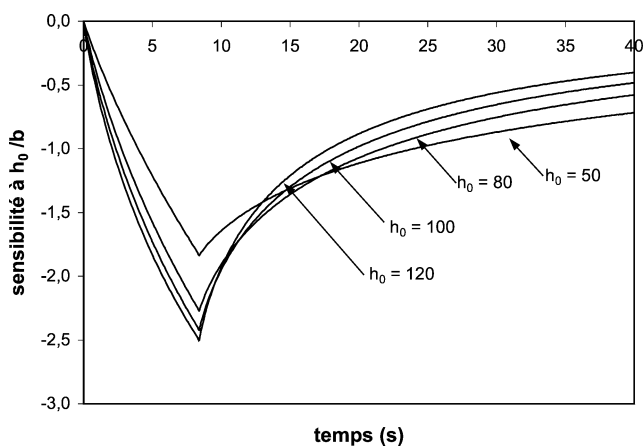


Fig. 7. Courbes de sensibilité à h_0/b pour une excitation créneau de 8,4 s.
Fig. 7. Sensitivities to h_0/b for a 8.4 s excitation.

temps supérieurs à t_c , φ_f/b tend vers zéro de la même façon que la température (Fig. 3). Cependant, la sensibilité à h_0/b diminue d'une façon moins significative quand le temps augmente. Pour l'identification du coefficient d'échange h_0 , il convient de prendre une plage temporelle assez large allant jusqu'au temps correspondant à $2t_c$.

3.3. Identification à partir des moments (modèle 1.2)

Pour la deuxième méthode d'identification du coefficient de transfert de chaleur nous utilisons les moments temporels partiels. Cette notion est développée dans le domaine de la caractérisation thermique par Degiovanni [2], Balageas et al. [6,8]. Le moment partiel d'ordre 0 de $\theta(0, t)$ entre les bornes 0 et t_f (temps final de l'observation du phénomène), est donné par :

$$m_0 = \int_0^{t_f} \theta(0, u) du$$

Cette notion est très précieuse car elle permet de prendre en compte dans son ensemble la réponse d'un système à une excitation énergétique. De ce fait, elle peut être considérée comme une méthode « globale », par opposition à une méthode « instantanée » qui n'étudierait le comportement qu'en un instant particulier du thermogramme.

L'expression analytique du moment temporel partiel d'ordre 0 de la température pariétale pour une excitation Dirac est donnée par :

$$m_0(t) = \frac{W_f}{h_0} \left[1 - \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) \right] \tag{7a}$$

et par :

$$m_0(t) = \frac{\varphi_f}{h_0} \left[t - \frac{2b\sqrt{t}}{h_0\sqrt{\pi}} - \left(\frac{b}{h_0} \right)^2 \left[\text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) - 1 \right] \right],$$

si $t \leq t_c$,

$$m_0(t) = \frac{\varphi_f}{h_0} \left[t_c + \frac{2b(\sqrt{t-t_c} - \sqrt{t_c})}{h_0\sqrt{\pi}} - \left(\frac{b}{h_0} \right)^2 \left[\text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) - \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t-t_c} \right) \right] \right], \quad \text{si } t \geq t_c \tag{7b}$$

pour une excitation créneau de durée t_c .

En pratique, au vue des résultats obtenus par l'analyse de sensibilité aux paramètres, nous identifions les moments théoriques et expérimentaux pour un temps t_f égal à 8 s pour les excitation Dirac et à $2t_c$ pour les excitations de type créneau. Connaissant la valeur de m_0 expérimental, nous cherchons par dichotomie, pour chaque type d'excitation, la valeur du coefficient d'échange h_0 correspondant à l'égalité entre m_0 expérimental et m_0 théorique.

4. Modèle à h variable pendant l'expérience impulsienne (modèle 2)

Nous supposons dans cette partie que le coefficient d'échange global, suite au dépôt d'énergie par les lampes, est variable dans le temps $h = h(t) = h_c(t) + h_r(t)$. Pour ce faire, nous devons déterminer les évolutions temporelles du coefficient radiatif $h_r(t)$ et du coefficient de convection $h_c(t)$.

En connaissant l'émissivité de la peinture noire, nous pouvons calculer à chaque instant et pour chaque thermogramme expérimental, le coefficient radiatif $h_r(t)$ à partir de la loi de Stefan–Boltzman :

$$\varphi_r = \varepsilon\sigma(T(0, t)^4 - T_{\text{amb}}^4) = h_r(t)(T(0, t) - T_{\text{amb}}) \quad (8a)$$

d'où :

$$h_r(t) = \varepsilon\sigma(T(0, t)^2 + T_{\text{amb}}^2)(T(0, t) + T_{\text{amb}}) \quad (8b)$$

En pratique, deux caches en bois à la température ambiante T_{amb} viennent se placer devant les lampes après leur extinction, ce qui permet d'éliminer un éventuel rayonnement des lampes (encore chaudes) sur l'échantillon pendant la phase de relaxation.

En ce qui concerne la loi d'évolution temporelle du coefficient convectif $h_c(t)$, elle est déduite de l'étude théorique de la convection laminaire forcée en régime transitoire sur une plaque plane [18–20]. Dans cette étude, nous avons dans un premier temps réexaminé le régime stationnaire de transfert de chaleur par convection laminaire forcée avec flux à la paroi constant (φ_0), et dans un deuxième temps, nous avons résolu le problème instationnaire consécutif à un créneau de flux φ_f , qui se superpose au flux initial pendant une durée t_c . Nous supposons que la vitesse ainsi que la température à l'infini restent constantes et que la plaque est d'épaisseur nulle. On suppose également que la couche limite dynamique est établie et ne sera pas influencée par le développement de la couche limite thermique en fonction du temps. Les équations régissant le problème thermique instationnaire sont les suivantes :

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (9a)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \quad (9b)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (9c)$$

La méthode de résolution repose sur l'hypothèse d'affinité des profils de vitesse dans la couche limite. En introduisant le changement de variables $\eta = \frac{\sqrt{Re_x}}{x}y$ et la fonction de courant $\psi(x, y)$ telle que $U = \partial\psi/\partial y$ et $V = -\partial\psi/\partial x$, l'équation de continuité (9a) sera naturellement satisfaite et celle de quantité de mouvement (9b) donne l'équation différentielle de Blasius. L'extension de la méthode différentielle au régime variable nous a permis de transformer l'équation (9c) en équation différentielle. Les détails de calcul ainsi que

la résolution numérique des équations différentielles obtenues sont présentés dans [18–20].

Ainsi, nous avons approché analytiquement le coefficient convectif local $h_c(t)$, au point de mesure d'abscisse x , par :

$$0 \leq t \leq t_c :$$

$$h_c(t) = h_{c0} \left[1 + \frac{\varphi_f}{\varphi_0} \right] \left(1 + \frac{\varphi_f}{\varphi_0} [1 - e^{(-\frac{U_\infty}{x}t)}] \right)^{-1} \quad (10a)$$

$$t_c \leq t :$$

$$h_c(t) = h_{c0} \left(1 + \frac{\varphi_f}{\varphi_0} [e^{(-\frac{U_\infty}{x}(t-t_c))} - e^{(-\frac{U_\infty}{x}t)}] \right)^{-1} \quad (10b)$$

où h_{c0} est le coefficient de convection local des régimes stationnaires initial et final (objet de la recherche).

On suppose que les gradients de coefficient de convection au point de mesure d'abscisse x sont négligeables ($\partial h_c/\partial x \cong 0$) ; c'est la méthode la plus utilisée [21]. Dans ces conditions, et en supposant par ailleurs que le problème de conduction dans le mur reste toujours unidirectionnel, l'injection des expressions du coefficient d'échange global $h(t)$ (8b), (10a) et (10b) dans la condition à la limite en $y = 0$ (3b) rend celle-ci non linéaire. Donc, nous ne pouvons plus obtenir de solutions analytiques de l'équation (3a) et nous devons procéder à sa résolution par voie numérique.

La résolution numérique de l'équation (3a) est opérée en adoptant la méthode des différences finies et en utilisant un schéma de Crank–Nicholson. La discrétisation du domaine d'étude ($0 < t < t_f$ et $0 < y < 5$ mm) est obtenue en utilisant un maillage régulier dans le temps avec un pas de temps $\Delta t = 0,04$ s. Ce pas de temps est choisi égal à la période d'échantillonnage des températures expérimentales, ce qui permet une introduction directe dans le code de calcul de ces températures. Pour tenir compte du fort gradient de la température près de la paroi nous utilisons un maillage spatial non régulier de type Tchebychev. En prenant comme conditions aux limites la température pariétale mesurée à la face avant $\theta(0, t)$ et la température à la face arrière, nous obtenons facilement le champ de température dans le mur.

A partir du profil de température, nous déduisons le flux de chaleur entrant dans le mur $-\lambda(\partial\theta/\partial y)_{y=0}$. Connaissant la densité de flux φ_f envoyée par les lampes et la température $\theta(0, t)$, nous obtenons la valeur du coefficient d'échange global $h(t)$:

$$h(t) = h_c(t) + h_r(t) = \frac{1}{\theta(0, t)} \left[i(t) + \lambda \frac{\partial\theta(0, t)}{\partial y} \right] \quad (11)$$

A partir des expressions (8b), (10a), (10b) et (11), de la connaissance de la vitesse de l'air soufflé U_∞ ainsi que de la position x entre le point de mesure et le bord d'attaque de la plaque, nous déduisons l'expression du coefficient de convection local h_{c0} :

$$0 \leq t \leq t_c :$$

$$h_{c0} = \alpha(t) \left[\frac{1}{\theta(0, t)} \left[i(t) + \lambda \frac{\partial\theta(0, t)}{\partial y} \right] - h_r(t) \right] \quad (12a)$$

$t_c \leq t :$

$$h_{c0} = \beta(t) \left[\frac{1}{\theta(0,t)} \left[i(t) + \lambda \frac{\partial \theta(0,t)}{\partial y} \right] - h_r(t) \right] \quad (12b)$$

avec

$$\alpha(t) = 1 + \frac{\varphi_f}{\varphi_0} \left[1 - e^{-\frac{U_\infty}{x} t} \right] \left[1 + \frac{\varphi_f}{\varphi_0} \right]^{-1},$$

$$\beta(t) = 1 + \frac{\varphi_f}{\varphi_0} \left[e^{-\frac{U_\infty}{x} (t-t_c)} - e^{-\frac{U_\infty}{x} t} \right]$$

5. Résultats et interprétations

5.1. Evaluation de W_f , φ_f et φ_0

L'impulsion thermique (Dirac de flux) est réalisée par des lampes à éclairs. La valeur de la densité d'énergie W_f délivrée par les lampes peut être réglée par le manipulateur grâce au générateur de flash qui les alimente. La densité d'énergie a été réglée à la valeur $W_f = 6500 \pm 200 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}$. La durée de cette excitation a été mesurée par une photodiode raccordée à un oscilloscope. Cette impulsion d'environ 15 ms est, par conséquent, de très courte durée devant le temps d'observation (quelques dizaines de secondes) et peut être assimilée à une excitation Dirac.

La densité de flux envoyée par les lampes sur l'échantillon pour les excitations créneaux (φ_f) ainsi que celle dégagée par effet joule (φ_0) ont été mesurées à l'aide du fluxmètre à couches minces préalablement étalonné.

5.2. Coefficient radiatif h_r

Tout d'abord voyons si l'hypothèse d'un coefficient radiatif constant pendant la durée de l'expérience est acceptable. A l'aide de la formulation (8b) nous avons tracé les évolutions temporelles de h_r relatives à chaque thermogramme expérimental. Sur la Fig. 8 nous présentons ces évolutions pour les expériences en convection forcée avec une vitesse

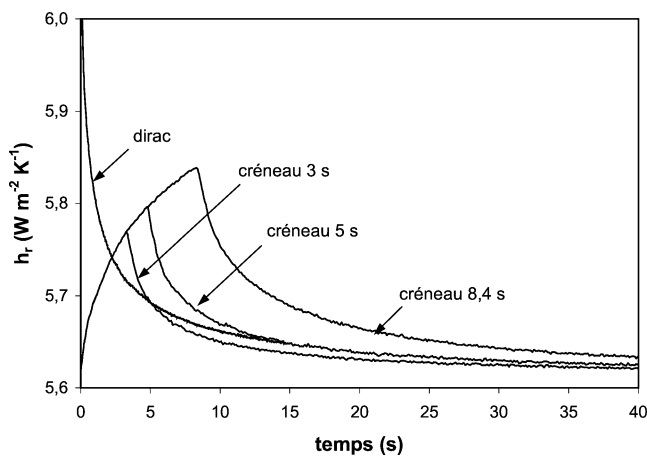


Fig. 8. Evolution temporelle du coefficient d'échange radiatif.

Fig. 8. Temporal evolution of a radiative heat coefficient.

d'écoulement de $1,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ces résultats sont donnés pour les quatre types d'excitation. La température ambiante T_{amb} est de 296 K et l'émissivité de la peinture noire utilisée est de 0,95.

Comme nous le remarquons, le coefficient radiatif est variable dans le temps et dépend du niveau de température atteint pendant l'expérience impulsionnelle. Les valeurs instantanées sont d'autant plus élevées que les températures sont élevées, c'est-à-dire que la durée de l'impulsion est grande.

Pour le modèle à h constant, nous calculons pour chaque type d'excitation la valeur moyenne que prend le coefficient d'échange radiatif pendant la durée de l'expérience et nous l'assimilons à la valeur du régime permanent h_{r0} . Cette moyenne est définie par :

$$\bar{h}_r = \frac{1}{t_f} \int_0^{t_f} h_r(u) du = h_{r0} \quad (13)$$

En effectuant le calcul du coefficient radiatif moyen pour chaque thermogramme nous constatons que celui-ci est toujours compris entre $5,65$ et $5,75 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Sa valeur maximale est atteinte en convection libre pour un créneau de 8,4 s puisque l'échauffement est plus important dans ce cas. Et même si nous considérons les valeurs instantanées de h_r (courbe 8) on remarque qu'elles varient au maximum de 0,4 unité (pour une excitation Dirac). De ce fait, nous pensons que l'hypothèse d'un coefficient radiatif constant pendant l'expérience impulsionnelle peut être admise, et que c'est donc le problème du coefficient de convection h_c qu'il convient d'étudier.

5.3. Coefficient de convection h_c

Nous admettons les mesures par fluxmètre comme référence pour comparer les résultats des modèles du régime transitoire entre eux. Une comparaison avec les résultats de la littérature est impossible ici puisque celles-ci ont été établies dans des conditions différentes des nôtres et pour des écoulements bien déterminés. Ce n'est pas le cas ici, où nous cherchons à évaluer le coefficient d'échange entre une paroi et un écoulement d'air dont on ne connaît pas la nature.

Dans un premier temps, nous avons testé, pour les excitations créneaux, le modèle 1.2 en comparant les moments temporels d'ordre 0 des températures théorique et expérimentale normalisées par leurs valeurs maximales à l'instant t_c . Le moment temporel théorique de la température normalisée est :

$t \leq t_c,$

$$m_{0n}(t) = \left[1 - \text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t_c} \right) \right]^{-1} \times \left[t - \frac{2b\sqrt{t}}{h_0\sqrt{\pi}} - \left(\frac{b}{h_0} \right)^2 \left[\text{exfc} \left(\frac{h_0}{b} \sqrt{t} \right) - 1 \right] \right]$$

$t \geq t_c$,

$$m_{0n}(t) = \left[1 - \operatorname{exfc}\left(\frac{h_0}{b}\sqrt{t_c}\right) \right]^{-1} \times \left[t_c + \frac{2b(\sqrt{t-t_c} - \sqrt{t})}{h_0\sqrt{\pi}} - \left(\frac{b}{h_0}\right)^2 \right] \times \left[\operatorname{exfc}\left(\frac{h_0}{b}\sqrt{t}\right) - \operatorname{exfc}\left(\frac{h_0}{b}\sqrt{t-t_c}\right) \right] \quad (14)$$

Le but de ce test est de s'affranchir de la connaissance de la densité de flux φ_f envoyée par les lampes (l'expression (14) ne contient pas φ_f).

Cette méthode s'est avérée non concluante et a donné des écarts trop importants entre la courbe théorique obtenue avec le coefficient d'échange identifié et la courbe expérimentale. En effet, cette méthode donne beaucoup de poids à un seul point de la courbe (le maximum) qui dépend beaucoup de la fréquence d'échantillonnage et de la constante d'intégration du système d'acquisition. Par ailleurs, ce maximum dépend du coefficient d'échange aux temps courts qui n'est pas forcément le même aux temps longs.

Les valeurs du coefficient de convection h_{c0} données par les deux méthodes de dépouillement en considérant h constant, par la modélisation h variable dans le temps et par la mesure fluxmétrique en régime permanent sont présentées dans les Tableaux 1–4. Nous présentons également les écarts relatifs de ces valeurs par rapport à la mesure fluxmétrique. Les résultats du modèle à h variable correspondent aux valeurs asymptotiques de h_{c0} .

En convection forcée, nous constatons que, pour un Dirac, les deux modèles donnent un écart relatif ne dépassant

pas 9 % par rapport à la mesure fluxmétrique. Ceci implique que le dépôt d'énergie pendant une durée très brève perturbe peu la couche limite mise en place. Donc, nous pouvons nous contenter, pour ce type d'excitation, du modèle à coefficient d'échange constant et dépouiller les thermogrammes par l'identification à partir des températures (modèle 1.1) ou l'identification à partir de moments (modèle 1.2).

En revanche, ces écarts s'amplifient dès que la durée d'excitation augmente et plus particulièrement lorsque la vitesse de l'air soufflé est de plus en plus faible : ils atteignent, pour une excitation de 8,4 s et pour une vitesse de 1,1 m·s⁻¹ (cf. 1), +36 % pour le modèle 1.1, +27 % pour le modèle 1.2 et +16 % pour le modèle à h variable. Ces écarts, ne sont plus, pour la même excitation et pour une vitesse de 2,4 m·s⁻¹ (cf. 4), que de +17 %, de +14 % et de +10 % respectivement. Il est à noter tout de même que c'est le modèle à h variable qui donne les résultats les plus proches de la mesure fluxmétrique, quelles que soient la durée du créneau et la vitesse de l'écoulement d'air.

Nous constatons également une dispersion importante, en données relatives, des résultats du modèle à h constant en convection naturelle quelles que soient la méthode de calcul utilisée et la durée de l'excitation. Par conséquent, nous estimons que les méthodes de dépouillement en régime transitoire ne sont pas adaptées à ce type de transfert. Les résultats du modèle à h variable en convection libre ne sont pas donnés ici, puisque les lois temporelles du coefficient de convection (11a) et (11b) ne sont valables que pour la convection forcée.

Nous présentons sur les Figs. 9, 10 et 11 les courbes identifiées avec les différents modèles ainsi que les résidus par rapport à la courbe expérimentale. Cette dernière est

Tableau 1
Coefficient de convection en (W·m⁻²·K⁻¹) pour une excitation Dirac

Table 1
Convective heat coefficient in (W·m⁻²·K⁻¹) for Dirac excitation

	Fluxmètre	Mod. 1.1	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$	Mod. 1.2	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$	Mod. 2	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$
CL	6,1	4,8	-26%	7,1	+18%		
CF 1	37	39,2	+6%	35,2	-5%	40	+8%
CF 2	50	45,5	-9%	46,5	-7%	49,5	-1%
CF 3	62	65,7	+6%	67	+8%	63,2	+2%
CF 4	74	80	+8%	77	+4%	71,8	-3%

Mod 1.1 : Identification à partir des températures (modèle à h constant)

Mod 1.1: Identification from the temperatures (h -constant model).

Mod 1.2 : Identification à partir des moments (modèle à h constant).

Mod 1.2: Identification from the partial moments (h -constant model).

Mod 2 : Modèle à h variable.

Mod 2: h -variable model.

CL : Convection libre.

CL: Free convection.

CF 1 : Convection forcée avec une vitesse de 1,1 m·s⁻¹.

CF 1: Forced convection with 1.1 m·s⁻¹ flow velocity.

CF 2 : Convection forcée avec une vitesse de 1,5 m·s⁻¹.

CF 2: Forced convection with 1.5 m·s⁻¹ flow velocity.

CF 3 : Convection forcée avec une vitesse de 1,9 m·s⁻¹.

CF 3: Forced convection with 1.9 m·s⁻¹ flow velocity.

CF 4 : Convection forcée avec une vitesse de 2,4 m·s⁻¹.

CF 4: Forced convection with 2.4 m·s⁻¹ flow velocity.

Tableau 2

Coefficient de convection en ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) pour un créneau de 1 s

Table 2

Convective heat coefficient in ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) for 1 s excitation

	Fluxmètre	Mod. 1.1	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$	Mod. 1.2	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$	Mod. 2	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$
CL	6,1	4,8	-22%	9	+48%		
CF 1	37	43,7	+18%	42,2	+14%	40,2	+10%
CF 2	50	57	+17%	54	+8%	48,5	-3%
CF 3	62	67,6	+9%	67	+8%	66,3	+7%
CF 4	74	77	+4%	72,5	-2%	72,5	-2%

Mod 1.1 : Identification à partir des températures (modèle à h constant)Mod 1.1: Identification from the temperatures (h -constant model).Mod 1.2 : Identification à partir des moments (modèle à h constant).Mod 1.2: Identification from the partial moments (h -constant model).Mod 2 : Modèle à h variable.Mod 2: h -variable model.

CL : Convection libre.

CL: Free convection.

CF 1 : Convection forcée avec une vitesse de $1,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 1: Forced convection with $1.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.CF 2 : Convection forcée avec une vitesse de $1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 2: Forced convection with $1.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.CF 3 : Convection forcée avec une vitesse de $1,9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 3: Forced convection with $1.9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.CF 4 : Convection forcée avec une vitesse de $2,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 4: Forced convection with $2.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.

Tableau 3

Coefficient de convection en ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) pour un créneau de 3 s

Table 3

Convective coefficient in ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) for 3 s excitation

	Fluxmètre	Mod. 1.1	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$	Mod. 1.2	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$	Mod. 2	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$
CL	6,1	6,5	+6%	7	+15%		
CF 1	37	45,1	+22%	49	+32%	42,3	+14%
CF 2	50	60	+20%	65	+30%	56	+12%
CF 3	62	73,2	+18%	70,6	+14%	67	+8%
CF 4	74	84,4	+14%	80	+8%	80	+8%

Mod 1.1 : Identification à partir des températures (modèle à h constant)Mod 1.1: Identification from the temperatures (h -constant model).Mod 1.2 : Identification à partir des moments (modèle à h constant).Mod 1.2: Identification from the partial moments (h -constant model).Mod 2 : Modèle à h variable.Mod 2: h -variable model.

CL : Convection libre.

CL: Free convection.

CF 1 : Convection forcée avec une vitesse de $1,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 1: Forced convection with $1.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.CF 2 : Convection forcée avec une vitesse de $1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 2: Forced convection with $1.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.CF 3 : Convection forcée avec une vitesse de $1,9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 3: Forced convection with $1.9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.CF 4 : Convection forcée avec une vitesse de $2,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 4: Forced convection with $2.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.

obtenue en convection forcée pour une excitation créneau de durée 8,4 s et avec une vitesse égale à $1,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Nous constatons que, pour les trois modèles, les résidus sont plutôt négatifs aux premiers instants d'envoi de l'excitation et positifs au début du régime de relaxation ($t > t_c$). Ceci peut être interprété par une variation dans le temps du coefficient d'échange convectif aux temps courts (partant

d'une valeur infinie au début d'envoi de l'excitation, il diminue ensuite progressivement dans le temps). A l'instant $t = t_c$ quand le flux envoyé par les lampes revient à 0, le coefficient de convection subit une singularité et prend une valeur inférieure à celle du régime permanent, il tend ensuite vers la valeur du régime permanent. Le modèle à coefficient d'échange variable (modèle 2) tient compte de

Tableau 4

Coefficient de convection en ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) pour un créneau de 8,4 s

Table 4

Convective heat coefficient in ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) for 8.4 s excitation

	Fluxmètre	Mod. 1.1	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$	Mod. 1.2	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$	Mod. 2	$\frac{\Delta h_{c0}}{h_{c0}}$
CL	6,1	10	+65%	9,4	+53%		
CF 1	37	47	+27%	50	+36%	43	+16%
CF 2	50	63	+26%	65	+30%	57	+14%
CF 3	62	75	+22%	74	+19%	70,6	+14%
CF 4	74	85	+14%	86,5	+17%	81,4	+10%

Mod 1.1 : Identification à partir des températures (modèle à h constant)Mod 1.1: Identification from the temperatures (h -constant model).Mod 1.2 : Identification à partir des moments (modèle à h constant).Mod 1.2: Identification from the partial moments (h -constant model).Mod 2 : Modèle à h variable.Mod 2: h -variable model.

CL : Convection libre.

CL: Free convection.

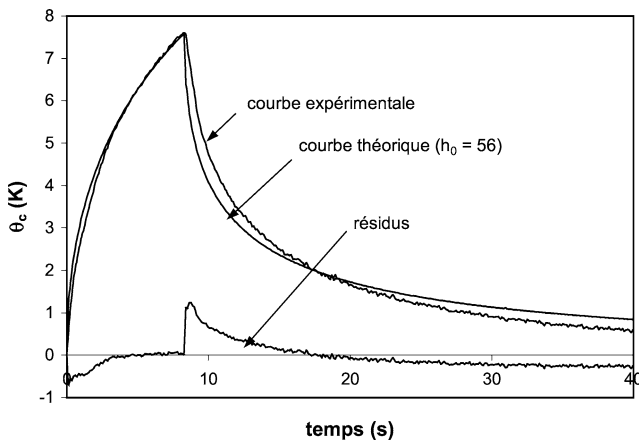
CF 1 : Convection forcée avec une vitesse de $1,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 1: Forced convection with $1.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.CF 2 : Convection forcée avec une vitesse de $1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 2: Forced convection with $1.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.CF 3 : Convection forcée avec une vitesse de $1,9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 3: Forced convection with $1.9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.CF 4 : Convection forcée avec une vitesse de $2,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.CF 4: Forced convection with $2.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ flow velocity.

Fig. 9. Exemple d'identification avec le modèle 1.1 pour une excitation créneau de 8,4 s.

Fig. 9. Example of identification using model 1.1 for a 8.4 s excitation.

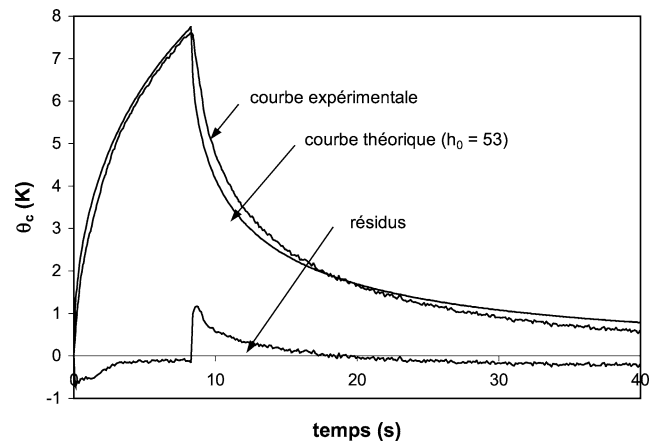


Fig. 10. Exemple d'identification avec le modèle 1.2 pour une excitation créneau de 8,4 s.

Fig. 10. Example of identification using model 1.2 for a 8.4 s excitation.

cette variation et donne les écarts les plus faibles entre les courbes expérimentale et théorique (Fig. 11).

Nous signalons que les vitesses de l'écoulement d'air données ici ne sont que des repères indicatifs et qu'une erreur allant jusqu'à 10 % sur ces vitesses affecte peu les valeurs asymptotiques de h_{c0} obtenues par le modèle à h variable. Cependant, cette erreur induit une variation importante des résultats du modèle à h constant si nous considérons de faibles durées d'expérience t_f . Par ailleurs, nous tentons à travers cette étude de dégager des tendances qualitatives des résultats du modèle à coefficient d'échange variable (modèle 2) par rapport aux résultats de la modélisation à h constant (modèles 1.1 et 1.2), puisque les conditions expé-

riméntales ne correspondent pas aux hypothèses de l'étude théorique de la couche limite [18–20] à partir de laquelle nous obtenons les lois d'évolution temporelle (10a) et (10b). En effet, cette étude est basée sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices : écoulement de type couche limite laminaire avec une vitesse parfaitement parallèle à la paroi, couche limite dynamique établie, . . . De plus, ce modèle ne tient pas compte du couplage thermique fluide-paroi. Nous pensons que la constante de temps du système avec couplage (si la température à l'interface fluide-paroi peut toujours être décrite par une exponentielle) sera plus importante que la constante de temps actuelle $\tau = x/U_\infty$ (puisque la paroi a tendance à ralentir le processus de la relaxation via sa ca-

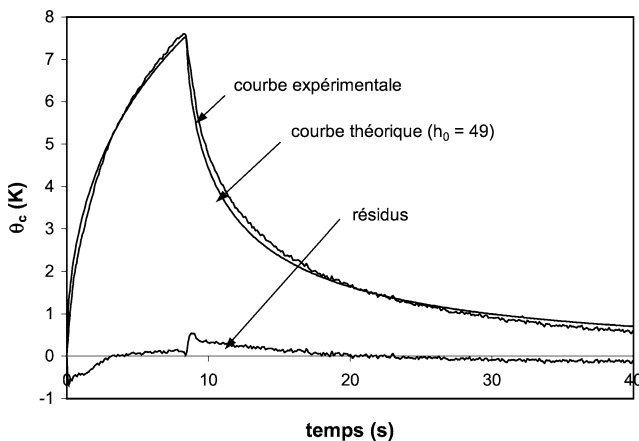


Fig. 11. Exemple d'identification avec le modèle 2 pour une excitation créneau de 8,4 s.

Fig. 11. Example of identification using model 2 for a 8.4 s excitation.

pacité à emmagasiner l'énergie envoyée). Par conséquent, la réponse du système sera moins rapide et les coefficients du régime permanent seront mieux approchés avec le modèle à h variable et avec couplage.

6. Conclusion

Nous avons présenté deux modèles pour la détermination du coefficient d'échange par méthode impulsionnelle entre un mur semi-infini et un écoulement d'air. Le premier est basé sur l'hypothèse que h demeure constant pendant l'expérience impulsionnelle et le deuxième le suppose variable dans le temps. La forte dispersion des résultats en convection naturelle prouve que les méthodes élaborées ne sont pas adaptées à ce régime. Nous pensons que l'envoi d'énergie par les lampes déclenche des phénomènes d'instabilité qui perturbent la couche limite mise en place. Ceci est confirmé par l'écart relativement important entre la mesure fluxmétrique et les résultats des différentes méthodes de dépouillement quand la vitesse de l'air est faible. Cet écart est d'autant plus réduit que la vitesse de l'air soufflé est grande. Nous montrons cependant que le coefficient radiatif reste pratiquement constant et que c'est le problème du coefficient d'échange convectif qu'il convient d'étudier.

Pour une excitation Dirac, les écarts obtenus entre la mesure fluxmétrique et le modèle à h variable sont du même ordre que ceux de la modélisation à coefficient d'échange constant. Par conséquent, pour ce type d'excitation, les méthodes d'identification du coefficient d'échange basées sur le modèle à h constant peuvent bien caractériser le transfert entre une paroi et l'air en circulation. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire de compliquer les calculs en considérant h variable. En revanche, pour des excitations créneau, la modélisation à h variable donne des écarts moins importants que les méthodes de dépouillement établies avec h constant.

Enfin, cette étude nous a permis de mettre en évidence l'avantage d'une modélisation qui tient compte de la variation temporelle du coefficient de convection pendant l'expérience impulsionnelle pour des excitations créneaux de longues durées. Même si l'étude théorique du développement de la couche limite laminaire en régime instationnaire a été élaborée sans tenir compte de la paroi, la loi d'évolution du coefficient de convection qui en découle semble donner de bons résultats.

Pour mieux approcher les valeurs exactes du coefficient d'échange, il paraît souhaitable d'approfondir l'étude théorique de la couche limite variable en tenant compte du couplage thermique fluide-paroi. L'étude de l'influence de la thermodépendance est également envisageable pour pouvoir appliquer les méthodes de mesure développées ici à des fluides thermodépendants.

Remerciements

Nous tenons à remercier le Professeur A. Degiovanni pour ses conseils et son aide dans l'étude de sensibilité aux paramètres.

Abridged English version

Measurement of the convective heat coefficients by the pulsed method—Influence of the boundary-layer perturbation

The evaluation of the heat transfer coefficients between a wall and a flow is necessary for the control and dimensioning of thermal systems used in the energy processes. The installation of the flux and temperature sensors on the surface of the wall generates, often, considerable disturbances on the heat exchange. This is why the use of a measurement technique without contact has undeniable advantages. For that, we use a pulsed photothermal method. Being able to be employed in-site, this technique consists in depositing energy on the front face of the wall, and recording the temporal evolution of the surface. This method was introduced in [1–4] to determine the thermophysical characteristics of materials, in particular, the thermal diffusivity. It was then extended to evaluate the heat transfer coefficients [4–15].

To measure by means of a transient method the steady state heat transfer coefficients, it was supposed in above-mentioned works that the heat transfer coefficient remains constant during the pulsed experiment. This assumption is debatable if the quantity of energy sent over the wall during the pulse affects considerably the boundary layer. In order to specify the limits of validity of this assumption and the effects of the pulse duration on the results of measurement, we present here a comparative study between the results of three identification methods. The first two methods are based on the assumption that the heat transfer coefficient remains constant in time (models 1.1 and 1.2). The last one

is based on the time variation of the heat transfer coefficient (model 2).

We realised an experimental set-up (Fig. 1) for the measurement, by an infrared detector, of the temporal evolution of the temperature on the front surface of a vertical plate, after a deposit of luminous energy. The experimental device consists of two independent tables. On the first, are assembled the sample and the system of generation of the air flow, and the second comprises the data acquisition and the excitation generator (lamps).

The sample is a 5 mm thick plastic plate, 30 cm high and 20 cm wide. Its thermal diffusivity, measured by the partial time method, is $a = 1.5 \pm 0.1 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. A ventilator creates the flow of an ambient air parallel to the surface of the sample. A diffuser of air allows having a flow covering the totality of the width of the plate. We carried out the acquisition of the transient temperature of the plate for a brief excitation (Dirac) and for three finite duration excitations of the lamps (3.5 and 8.4 s). These measurements are made with four air flows, measured at the outlet side of the air diffuser by a propeller anemometer. A wood sheet, at the ambient temperature T_{amb} , is placed in front of the lamps after their extinction in order to eliminate the radiation from the lamps (still hot) on the sample during its cooling.

Constant heat transfer coefficient model

The rise in temperature of the plate (assumed as a semi-infinite medium) due to a brief thermal perturbation (Dirac) on its front face, verifies at each coordinate x the expression (4a), where W_f is the energy density delivered by the flash lamp, h is the global heat transfer coefficient and $\delta(t)$ is the Dirac impulsion. The use of the one-dimensional conduction model at any coordinate x on the plate is justified by the low thermal conductivity of the plate and the uniformity of the energy density distribution. It was shown that for a constant flux density excitation, φ_f , during a finite time t_c the solution is given by (4b). Two examples of the temporal evolutions of the plate temperature, for different flow velocities, are given in Figs. 2 and 3.

The first method (model 1.1) of the determination of the heat transfer coefficients is based on the identification of the theoretical and the experimental responses. A study of the temperature sensitivity to the parameters (Figs. 4 and 5) shows that the optimum time for the identification in the case of the Dirac excitation is from the beginning until 8 s. In the finite duration excitation, the maximum of the sensitivity occurs between the beginning of the recording and $2t_c$ (Figs. 6 and 7).

The second method (model 1.2) consists of researching, by dichotomy, the heat transfer coefficient which gives the equality between the theoretical partial temporal moment and the experimental one. The analytical expressions of the partial zero-order temporal moment (m_0) of the surface temperature for a Dirac excitation and a t_c excitation

are given, respectively by (7a) and (7b). We had also shown that the method which consists to a comparison between the theoretical (m_0) and the experimental one of the temperature normalised by its maximum is not accurate, because of the inaccuracy in the precise determination of the maximum.

Variable heat transfer coefficient model

We suppose in model 2 that the global heat coefficient h is the sum of an h_c coefficient (convection losses) and an h_r coefficient (radiation losses). We assume that both heat transfer coefficients are variable in time. The radiation coefficient is calculated by the Stephan–Boltzman law. Whereas, the theoretical expression of the evolution in time of the convective heat coefficient h_c (10a), (10b) is obtained by extension of the differential method to the unsteady laminar boundary layer due to a finite duration excitation [18–20]. This expression constitutes the thermal boundary condition for the transient energy equation which had been resolved by a numerical method.

Results

Fig. 8 shows that the h_r coefficient is practically constant in time and space. In Tables 1–4, the values of the convective heat transfer coefficients calculated by three models are presented. We also present in these tables the relative errors between these values and the measurement results given by an industrial heat flux sensor calibrated in our laboratory. A comparison with the results of literature is impossible here since those were established under conditions different from ours and for well defined flows. What is not the case here, where we seek to evaluate the heat transfer coefficient between a wall and an air flow of unknown nature (laminar, turbulent ...).

We note from these tables that the relative error, from the three models, increases with increasing the pulse duration, and more particularly when the air velocity decreases. However, it's the variable- h model (model 2) which gives the results closest to those obtained by the heat flux sensor, whatever the excitation duration and the rate of the air flow. The residues between the experimental thermograms and the theoretical ones, given by each model in Figs. 9–11, confirm this results. Since the absolute relative errors increase by increasing the excitation duration, it seems that the constant convective coefficient hypothesis is not valid for the great excitation duration values. On the other hand, the deposit of an energy during a long time disturbs considerably the boundary-layer and creates a time variation of the convective heat coefficient.

Références

- [1] W.J. Parker, R.J. Jenkins, C.P. Butler, G.L. Abbott, Flash method in determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity, *J. Appl. Phys.* 32 (1961) 1679–1684.
- [2] A. Degiovanni, Identification de la diffusivité thermique par l'utilisation des moments temporels partiels, *High Temperatures-High Pressures* 17 (1985) 683–689.
- [3] D. Balageas, J.C. Krapez, P. Cielo, Pulsed photothermal modeling of layered materials, *J. Appl. Phys.* 59 (1986) 348–357.
- [4] D. Balageas, Mesure de la diffusivité thermique par la méthode Flash, *Techniques de l'Ingénieur*, R 2 955, 1996.
- [5] D. Balageas, D. Ory, Quelques améliorations dans la détermination des transferts convectifs à partir de la thermographie infrarouge, *La Recherche Aérospatiale* 3 (1980) 213–219.
- [6] A. Déom, D. Boscher, D. Balageas, La mesure thermographique quantitative en soufflerie : Mesure de températures et des coefficients de transfert, *Journée d'Etudes de la Société Française des Thermiciens* 25 (avr. 1990).
- [7] D. Balageas, D. Boscher, L'évaluation des pertes dans les expériences photothermiques impulsives. Application à la détermination des coefficients de transfert convectif sur des maquettes en soufflerie, *CRAS Série II* 305 (1987) 13–16.
- [8] D. Balageas, D. Boscher, A. Deom, J. Fournier, R. Henry, La thermographie infrarouge : Un outil quantitatif à la disposition du thermicien, *Rev. Gén. Therm.* 322 (1988) 501–510.
- [9] D. Balageas, D. Boscher, P. Delpech, A. Deom, Détermination des coefficients de transfert convectifs sur une maquette en soufflerie par thermographie infrarouge stimulée, *Journée d'Etudes de la Société Française des Thermiciens* 29 (nov. 1988).
- [10] D.J. Crowther, Etude, développement d'une méthode optique pour la mesure du coefficient de convection, Thèse de Doctorat de l'Université de Reims, France, mars 1990.
- [11] D.J. Crowther, J. Padet, Measurement of the local convection coefficient by pulsed photothermal radiometry, *Internat. J. Heat Mass Trans.* 34 (1991) 3075–3081.
- [12] A. Hadi, A. Degiovanni, Mesure par une méthode transitoire du coefficient d'échange le long d'une ailette en milieu confiné, *Rev. Gén. Therm.* 304 (1987) 251–262.
- [13] D. Petit, J. Dard, A. Degiovanni, Détermination du coefficient d'échange entre un fluide et une paroi, *Rev. Gén. Therm.* 238 (1981) 719–732.
- [14] A. Massaad, J. Dard, P. Gervais, M. Laurent, Coefficient d'échange dans une conduite cylindrique. Evaluation expérimentale, *Rev. Gén. Therm.* 286 (1985) 731–737.
- [15] M. Remy, A. Degiovanni, D. Maillat, Mesure de coefficient d'échange pour des écoulements à faible vitesse, *Rev. Gén. Therm.* 397 (1995) 28–42.
- [16] A. Degiovanni, La bonne représentation pour une interface en régime variable en espace ou en temps, *Rev. Gén. Therm.* 406 (1995) 621–622.
- [17] M. Lachi, A. Degiovanni, Détermination des diffusivités thermiques des matériaux anisotropes par méthode flash bidirectionnelle, *J. Phys.* 3 (1991) 2027–2046.
- [18] M. Rebay, M. Lachi, J. Padet, Extension de la méthode des solutions affines à un problème de couche limite laminaire en régime transitoire, in: *Actes du Congrès SFT '97*, Elsevier, Paris, 1998, pp. 489–494.
- [19] M. Rebay, Contribution à l'étude de la convection forcée en régime variable—Application à la mesure de coefficients d'échange par méthode impulsionnelle, Thèse de Doctorat de l'Université de Reims, France, juillet 1998.
- [20] M. Rebay, J. Padet, Laminar boundary-layer flow over a semi-infinite plate impulsively heated or cooled, *Eur. Phys. J.: Appl. Phys.* 7 (1999) 263–269.
- [21] D.E. Boylan, D.B. Carver, D.W. Stallings, L.L. Trimmer, Measurement and mapping of aerodynamic heating using a remote infrared scanning camera in continuous flow wind tunnels, *AIAA J.* (1978) 789–799.