

Mesures des résistances thermiques superficielle et de contact au moyen de la constante de temps fondamentale

B. BOUROUGA

Département de Thermique, Inst. de Mécanique, Université d'Annaba, 23200 Annaba, Algérie

et

J. P. BARDON

Laboratoire de Thermocinétique, ISITEM, La Chantrerie, 44087 Nantes Cédex 03, France

(Reçu le 7 Novembre 1990 et sous forme finale le 18 Mars 1991)

Résumé—On présente une méthode de mesure en régime transitoire de la résistance de contact entre tubes concentriques minces (double-tube) et du coefficient de convection à l'intérieur d'un simple tube mince parcouru par un fluide. Le principe de la méthode consiste à analyser l'évolution de la température superficielle externe du tube (simple ou double) lorsque le fluide qui circule à l'intérieur subit un échelon de température de faible amplitude (1 à 2 K). La loi d'évolution étant, dans un large domaine de temps, exponentielle, le coefficient de convection et la résistance de contact sont déduits de l'expression théorique et de la mesure de la constante de temps. Une expression analytique approchée de la constante de temps a pu être établie. La sensibilité de la mesure de la résistance superficielle s'identifie à la capacité globale du tube simple. Celle de la résistance de contact tend vers la capacité de la paroi extérieure du double tube. Le seuil de détection est d'autant plus bas que l'on a affaire à des tubes plus conducteurs. La fiabilité du dispositif a été testée par une confrontation des mesures du coefficient de convection aux lois d'échange classiques. Certains comportements de la résistance de contact observés sur la configuration plane ont pu être vérifiés.

1. INTRODUCTION

LA MESURE des résistances de contact entre tubes minces concentriques très utilisés dans certaines technologies d'échangeurs (notamment dans le nucléaire), est particulièrement difficile en raison, d'abord, de la topologie fermée de ce type de contact. Celle-ci implique un couplage entre la pression de contact dont dépend la résistance thermique de contact et les champs de température à droite et à gauche de l'interface. A cette difficulté s'ajoute la minceur des parois (1 à 2 mm) qui exclut la possibilité d'implantation précise de capteurs en nombre suffisant. Il en résulte que les méthodes classiques de mesure en régime permanent se révèlent imprécises et inadaptées. Des méthodes indirectes, de mesure en régime transitoire, fondées sur l'analyse de la réponse de l'échantillon à une sollicitation type échelon de flux ou échelon de température, de faible amplitude, paraissent plus prometteuses. Ainsi a-t-il été possible de mesurer dans le cas de tubes relativement épais l'épaisseur d'encrassement d'éléments d'échangeurs travaillant en mer [1, 2] ou dans le cas de tubes minces (simple ou double) le coefficient de convection à l'intérieur des tubes et la résistance de contact entre double paroi [3, 4]. On se propose de présenter, pour ces derniers types de mesure sur tubes minces, les possibilités de la méthode de l'échelon de température

que nous avons développée. Il convient de préciser que les tubes concernés sont de qualité industrielle (diamètre 12 à 13 mm, épaisseur 1 à 2 mm) que les deux éléments concentriques qui constituent les double tubes ont été assemblés dans l'air par pression hydraulique (opération dite de manchonnage) et que du fait de la déformation permanente subie par la paroi intérieure, une pression de serrage subsiste après cette opération. Nous présenterons d'abord le principe de la mesure, ensuite l'étude de la sensibilité, le calcul d'incertitude et le seuil de détection ; enfin, nous donnerons une description de la mise en oeuvre expérimentale suivie d'un certain nombre de résultats.

2. PRINCIPE DE LA MESURE

2.1. Le principe

Considérons (Fig. 1) un tube échantillon (tube simple ou double tube) siège d'un écoulement d'eau à température ambiante $T_a = 0$. Brusquement, par un système de vannes approprié, on le fait traverser par un courant d'eau portée à une température légèrement plus élevée T_0 . Sur sa face extérieure, supposée isolée, on enregistre l'évolution de la température de surface. Les transferts par convection sur sa face interne sont caractérisés par un coefficient de transfert α (condition de type Fourier). Théoriquement, dans les cas qui

NOMENCLATURE

$A_{j,k}, A'_k$	coefficients
a, a'	diffusivités thermiques, $\lambda/\rho c$
a^*	a_2/a_1
Bi	nombre de Biot, $\alpha e/\lambda_1$
b, b'	effusivité thermique, $f\sqrt{(\lambda c \rho)}$
b^*	b_2/b_1
c	chaleur massique
e	épaisseur
J_ν	fonction de Bessel de 1ère espèce d'ordre ν (0, 1)
\dot{m}	débit massique
Q_k	fonction
R_c	résistance de contact
r	rayon
r^*	rayon adimensionné, $r/(r_0 - r_1)$
T_0	échelon de température
t	temps
t^*	nombre de Fourier, at/e^2
U_i	fonction ($i = 1, 2$)
x	abscisse de mesure
Y_ν	fonction de Bessel de 2d espèce d'ordre ν (0, 1).

Alphabet grec	
α	coefficient de convection
$\beta_{j,k}$	racine d'une équation transcendante
ζ	nombre d'unité de transfert, $\alpha S/m C_p$
$\theta(r, t)$	écart de température, $T_0 - T(t)$
θ^*	température, $T_0 - T(t)$
λ, λ'	conductivité thermique
μ	viscosité
ρ	masse volumique
τ	constante de temps
τ^*	constante de temps adimensionnelle, $a\tau/e^2$.

Indices

0	interface
1	paroi intérieure
2	paroi extérieure
'	tube simple
a	approché
c	couplage.

nous intéressent, en dehors du tout début de l'évolution, le champ de température s'est révélé quasi-exponentiel si bien que l'on peut légitimement poser :

$$T_0 - \theta = A \cdot \exp(-t/\tau)$$

où θ est la température de paroi, t est la variable temporelle, τ est la constante de temps fondamentale, et A est une constante.

Un bon enregistrement de la température de surface de la paroi externe permet donc la mesure de τ . La valeur de cette dernière, introduite dans l'équation transcendante donnée par le modèle théorique, permet le calcul de la résistance recherchée.

2.2. Hypothèse de calcul

(a) Les caractéristiques thermophysiques des matériaux constituant les parois sont prises constantes et uniformes. Cela suppose des matériaux homogènes.

(b) Pendant la durée de l'expérience, on suppose que les transferts de chaleur de la paroi externe, vers

le milieu extérieur, sont négligeables devant la chaleur pénétrant par la face interne. Cette hypothèse se justifie par la valeur des nombres de Biot externe $Bi = 10^{-3}$ et interne $Bi = 1$.

(c) Dans un premier temps, on admet que l'effet de couplage, conduction dans le solide, convection dans le fluide, est négligeable. Cela suppose que la température du fluide ne subit aucun amortissement. En fait nous tiendrons compte du couplage par un calcul annexe que nous expliquerons plus loin.

(d) Dans la section de mesure, le coefficient de transfert par convection sur la paroi interne est supposé uniforme et constant. Cela nécessite à la fois un champ de vitesse et un profil de température établis. Cette condition sera parfaitement respectée pour le régime hydrodynamique puisque le dispositif expérimental utilisé sera pourvu, en amont de l'échantillon d'un tube de mise en vitesse. Par contre, le régime thermique, qui dépend à la fois du nombre de Reynolds et de Prandtl, risque de ne pas être totalement établi et dépendra de la cote x . Pour cette raison le coefficient de convection sera déterminé par une mesure annexe dans les mêmes conditions et à la même cote x .

(e) On suppose le problème strictement à symétrie de révolution avec conduction axiale négligeable, aussi bien dans le solide que dans le fluide. Dans le fluide, la conduction axiale n'est significative que si le nombre de Péclet est inférieur à cent ($Pe < 100$), ce qui ne sera pas le cas pour l'écoulement d'eau en régime turbulent utilisé. Par contre, l'absence de conduction axiale dans le solide est plus difficile à justifier

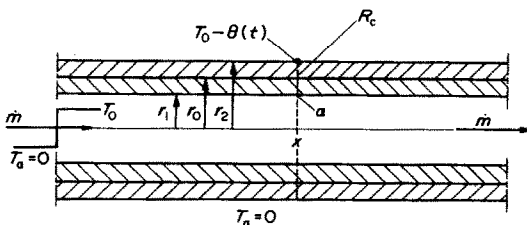


FIG. 1. Schéma de principe de la mesure.

et implique des précautions minimales (système de garde en amont et en aval de l'échantillon).

(f) On admet que le modèle de résistance thermique de contact en régime permanent reste valable en régime transitoire. Des mesures effectuées sur deux dispositifs, l'un fonctionnant en régime permanent l'autre en régime transitoire, donnèrent lieu à des valeurs voisines (quelques pourcents) [5].

(g) On suppose également que sous l'influence de l'échelon de température, la contrainte générée à l'interface des deux parois n'affecte pas la valeur initiale de la résistance de contact. Autrement dit, on la suppose négligeable devant celle due au serrage. Cette contrainte a pour origine deux phénomènes qui se conjugent : d'abord, celui du saut de température à l'interface qui fait que la paroi interne est plus chaude et par conséquent, à même coefficient de dilatation, se dilate plus et celui lié à la différence des coefficients des coefficients de dilatation des deux parois qui joue avec le niveau de température. Cette hypothèse a été particulièrement étudiée en réf. [4].

La température initiale du système tube-eau est uniforme et égale à la température ambiante. Cette dernière sera considérée comme origine des températures de telle sorte que, dans ce qui va suivre, les températures représenteront les écarts avec celle-ci.

2.3. Système d'équations

En retenant les hypothèses précédentes, le système d'équations traduisant l'échauffement du double tube est le suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta_1^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \cdot \frac{\partial \theta_1^*}{\partial r^*} &= \frac{\partial \theta_1^*}{\partial t^*} \quad \text{pour } r_1^* \leq r^* \leq r_0^* \\ \frac{\partial^2 \theta_2^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \cdot \frac{\partial \theta_2^*}{\partial r^*} &= \frac{1}{a^*} \cdot \frac{\partial \theta_2^*}{\partial t^*} \quad \text{pour } r_0^* \leq r^* \leq r_2^* \\ \frac{\partial \theta_1^*}{\partial r^*} &= Bi \cdot \theta_1^* \quad \text{en } r^* = r_1^* = \frac{r_1}{r_0 - r_1} \\ \frac{\partial \theta_1^*}{\partial r^*} &= \lambda^* \cdot \frac{\partial \theta_2^*}{\partial r^*} \quad \text{en } r^* = r_0^* = \frac{r_0}{r_0 - r_1} \\ \frac{\partial \theta_1^*}{\partial r^*} &= \frac{\theta_2^* - \theta_1^*}{R_c^*} \quad \text{en } r^* = r_0^* = \frac{r_0}{r_0 - r_1} \\ \frac{\partial \theta_2^*}{\partial r^*} &= 0 \quad \text{en } r^* = r_2^* = \frac{r_2}{r_0 - r_1} \\ \theta_1^*(r^*, 0) &= \theta_2^*(r^*, 0) = 1 \quad \text{à } t^* = 0. \end{aligned}$$

2.4. Solution du système

La méthode de séparation de variables donne :

$$\theta_j(r^*, t^*) = \sum_k A_{j,k} [J_0(\beta_{j,k} \cdot r^*) + U_{j,k} \cdot Y_0(\beta_{j,k} \cdot r^*)] e^{-\beta_{j,k}^2 t^*}$$

$j = 1, 2$ (paroi intérieure ou extérieure), $k = 1, 2, \dots, n, \dots, A_{j,k}$ est une constante.

Les valeurs des $\beta_{j,k}$ sont obtenues après résolution

de l'équation transcendante (1) :

$$R_c^* = \frac{1}{\beta_1} \left[\frac{J_1(\beta_1 \cdot r_0^*) + U_1 \cdot Y_0(\beta_1 \cdot r_0^*)}{J_1(\beta_1 \cdot r_0^*) + U_1 \cdot Y_1(\beta_1 \cdot r_0^*)} - \frac{1}{b^*} \cdot \frac{J_0(\beta_2 \cdot r_0^*) + U_2 \cdot Y_0(\beta_2 \cdot r_0^*)}{J_1(\beta_2 \cdot r_0^*) + U_2 \cdot Y_1(\beta_2 \cdot r_0^*)} \right] \quad (1)$$

ou :

$$\begin{aligned} U_1 &= - \left[\frac{\beta_1 \cdot J_1(\beta_1 \cdot r_1^*) + Bi \cdot J_0(\beta_1 \cdot r_1^*)}{\beta_1 \cdot Y_1(\beta_1 \cdot r_1^*) + Bi \cdot Y_0(\beta_1 \cdot r_1^*)} \right]; \\ U_2 &= - \left[\frac{J_1(\beta_2 \cdot r_2^*)}{Y_1(\beta_2 \cdot r_2^*)} \right]. \end{aligned}$$

J_0, Y_0, J_1 et Y_1 sont des fonctions de Bessel de première et de seconde espèce, d'ordre zéro et un. Cette équation en β_j admet une infinité de racines positives que l'on classe par valeurs croissantes $\beta_{j,1}, \beta_{j,2}, \dots, \beta_{j,n}, \dots$; R_c dépend notamment de $\beta_{1,1}$ et $\beta_{2,1}$ qui sont liées à la constante de temps fondamentale par :

$$\tau = e_1^2 / (a_1 \beta_{1,1}^2) = e_2^2 / (a_2 \beta_{2,1}^2). \quad (2)$$

τ sera mesurée à partir d'un enregistrement du champ de température en un point quelconque de l'échantillon, en particulier sur sa face extérieure accessible pour la pose de capteurs. Sa valeur introduite dans (2) détermine celle de $\beta_{2,1}$ qui, à son tour, introduite dans (1), donne la valeur de R_c .

τ dépend également du nombre de Biot, donc la détermination de R_c passe nécessairement par la connaissance du coefficient de convection α . Ce dernier fera l'objet d'une mesure annexe.

Remarque. Plusieurs situations permettent de considérer la paroi extérieure isotherme (cas où R_c est relativement grande et cas où λ_2 est très grande : en cuivre par exemple), mais cela ne simplifie pas pour autant l'expression de l'équation transcendante puisque seul le second terme du membre de droite laisse place à un produit de la forme capacité par résistance.

Par ailleurs, il a été vérifié théoriquement que, pour des double tubes métalliques minces, le régime exponentiel est vite atteint. De ce fait, la zone de dépouillement est large [4].

2.5. Mesure du coefficient de convection α

On soumet un tube simple (tube témoin) identique à celui qui constitue la paroi intérieure du double tube, à un échelon de température dans des conditions expérimentales aussi proches que possible de celles relatives à la mesure sur le double tube. L'enregistrement de la température de surface permet d'accéder à sa constante de temps τ' qui est fonction du coefficient de convection recherché.

L'échauffement du tube témoin est décrit par les équations réduites suivantes où $\theta^* = (\theta - T_0)/T_0$ est la température réduite de la paroi du tube. Les autres paramètres restent définis comme précédemment :

$$\frac{\partial^2 \theta^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \cdot \frac{\partial \theta^*}{\partial r^*} = \frac{\partial \theta^*}{\partial t^*} \quad \text{pour } r_1^* \leq r^* \leq r_0^*$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial r^*} = Bi \cdot \theta^* \quad \text{en } r^* = r_1^* = \frac{r_1}{r_0 - r_1}$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial r^*} = 0 \quad \text{en } r^* = r_0^* = \frac{r_0}{r_0 - r_1}$$

$$\theta(r^*, 0) = 1 \quad \text{à } t^* = 0.$$

La solution de ce système est :

$$\theta^*(r^*, t^*) = \sum_k A_k [J_0(\beta'_k r^*) + Q_k \cdot Y_0(\beta'_k r^*)]^2 e^{-\beta_k^2 t^*} \quad (3)$$

$$Q_k = -J_1(\beta'_k r_0^*) / Y_0(\beta'_k r_0^*);$$

$$k = 1, 2, \dots, n, \dots$$

Les B_k sont obtenues après résolution de l'équation transcendante :

$$Bi = -\beta'_k \left[\frac{J_1(\beta'_k r_1^*) + Q_k \cdot Y_1(\beta'_k r_1^*)}{J_0(\beta'_k r_1^*) + Q_k \cdot Y_0(\beta'_k r_1^*)} \right] \quad (4)$$

qui compte une infinité de racines positives $\beta'_1, \beta'_2, \dots, \beta'_n, \dots$ classées dans l'ordre croissant; la constante de temps fondamentale du tube témoin τ' est alors :

$$\tau' = e_1^2 / a_1 \cdot \beta_1'^2 \quad (\text{en sec.}) \quad (5)$$

et on a également :

$$Bi = f'(\beta'_1) = g'(\tau'). \quad (6)$$

Là aussi, la mesure de τ' permet l'accès à β'_1 au moyen de (5). Cette valeur de β'_1 introduite dans (4) donne Bi donc α .

2.6. Problème de la viscosité à la paroi

En fait, bien que le problème soit en régime transitoire, pour que les transferts par convection entre la paroi et l'eau soient identiques, dans les cas, du tube témoin et du double tube, il faut veiller à ce que les conditions de viscosité à la paroi soient les mêmes dans les deux situations. Nous avons abordé cette question au moyen de la démarche qui consiste à considérer les évolutions des températures de surface intérieure du tube témoin et du double tube sous l'influence d'échelons de température identiques. Nous ne nous sommes intéressés qu'aux parties des courbes correspondant respectivement aux zones de dépouillement dont on a retenu les ordonnées moyennes respectives. Enfin, nous avons logiquement convenu que, plus l'écart entre ces deux ordonnées moyennes est faible et plus les conditions de viscosité tendent à être les mêmes. Sur des échantillons présentant les cas plus défavorables, nous avons évalué cet écart à $0.18 T_0$, où T_0 est l'amplitude de l'échelon de température mis en oeuvre. La viscosité de l'eau variant de 2.5% par degré au voisinage de 20°C , la variation relative de viscosité correspondant à un écart de $0.18 T_0$ est :

$$\Delta\mu/\mu(\%) = 2.5 * 0.18 T_0 = 0.45 T_0.$$

Le coefficient de convection est lié au rapport des

viscosités à la paroi et au loin. Seider et Tate proposent une loi en puissance 0.14 [6]. Un écart relatif de viscosité entraîne un écart relatif de coefficient de convection tels que :

$$\Delta\alpha/\alpha(\%) = 0.14 * \Delta\mu/\mu = 0.14 * 0.45 T_0 = 0.063 T_0$$

soit :

$$T_0(\text{K}) = 15.9 * \Delta\alpha/\alpha \quad \text{en } (\%).$$

Ainsi donc, c'est le niveau de reproductibilité du coefficient de convection entre le tube témoin et le double tube qui fixe l'amplitude de l'échelon de température à mettre en oeuvre. Par exemple une reproductibilité de l'ordre de 0.2% nécessite une amplitude d'échelon de trois degrés environ. Une pareille condition est aisément réalisable sur le plan expérimental.

2.7. Problème du couplage conduction-convection

L'hypothèse (c) a fait l'objet d'une étude détaillée [4] dont le contenu et les conclusions sont résumés ci-après.

Au système d'équations relatif au tube témoin, il a été ajouté l'équation de couplage et la condition à l'entrée. La température de mélange du fluide y a été considérée. La résolution de ce nouveau système montre que, quelle que soit la valeur du nombre de Biot, la montée en température suit une loi quasi-exponentielle dès le début du phénomène, exactement comme dans le cas où le couplage conduction-convection est négligé. Le dépouillement logarithmique d'une telle loi donne lieu à une 'pseudo-constante de temps' τ'_c différente de τ' . En fait, les deux solutions (avec et sans couplage) présentent une différence sensible, fonction du nombre d'unités de transfert (N.T.U.) et du nombre de Biot. Nous avons établi que, quelle que soit la valeur de Bi , l'écart entre la constante de temps et la pseudo-constante de temps introduit une erreur systématique dans la détermination du coefficient de convection vérifiant :

$$\Delta\alpha/\alpha = \zeta / (1 + \zeta)$$

où $\zeta = (\alpha \cdot S) / (\dot{m} C_p)$ est le nombre d'unités de transfert (N.T.U.), $S = 2\pi r_1 x$ la surface d'échange depuis l'entrée jusqu'à la cote x , et \dot{m} et C_p respectivement, le débit massique, et la chaleur spécifique du fluide.

Théoriquement, une vitesse d'écoulement maximale réduisant la valeur du N.T.U., va dans le sens d'un meilleur seuil de détection et d'une atténuation plus forte du caractère indirect de la mesure de R_c . Cependant, dans la pratique, il est difficile de réduire le N.T.U. jusqu'à le rendre négligeable, aussi avons-nous opté pour la solution qui consiste à se ramener de τ' en faisant un calcul itératif sur ce dernier. L'équation (4) servira toujours aux dépouillements des enregistrements.

En procédant de manière similaire dans le cas du double tube, on trouve également qu'il y a un écart entre la constante de temps τ et la pseudo-constante de temps τ_c qui dépend du N.T.U. et de R_c (α étant connu). On se ramène, là aussi, de τ_c à τ par un

calcul itératif sur le N.T.U. et l'équation (1) sert aux dépouillements.

3. SENSIBILITE, INCERTITUDE DE MESURE ET SEUIL DE DETECTION DE LA METHODE

3.1. Position du problème

En raison de la complexité des équations transcendantes (1) et (4) et du grand nombre de paramètres impliqués, l'étude rigoureuse de la sensibilité et de l'incertitude de mesure ne nous a pas paru envisageable par voie analytique; de même, une approche par voie numérique, compte-tenu de la diversité et du grand nombre de cas ne nous a pas paru intéressante. Pour effectuer cette étude de sensibilité, nous avons préféré utiliser des modèles approchés conduisant à des équations transcendantes plus simples et dont la première racine s'identifie avec une bonne précision à celle des équations (1) et (4).

Sachant que R_c et α sont définis indépendamment de la géométrie, notre démarche consiste à remplacer les parois cylindriques par des parois planes quasi-équivalentes en conservant les mêmes résistances et les mêmes capacités globales qui caractérisent l'inertie thermique dans chaque cas: ce qui empêche toute altération de la valeur de la constante de temps fondamentale qui s'y rapporte. Les parois planes équivalentes présentent l'avantage de donner lieu à des équations transcendantes plus maniables, composées de fonctions trigonométriques autorisant des développements limités convergents de manière rapide. Alors des expressions analytiques approchées des constantes de temps τ et τ' peuvent être dégagées. Ces dernières serviront à faire une analyse faisant ressortir l'importance relative de chaque paramètre: l'étude de la sensibilité et de la qualité de la mesure sera ainsi mieux cernée.

3.2. Expression approchée de la constante de temps fondamentale du tube témoin

On remplace le tube mince (tube témoin) par une paroi plane équivalente de même épaisseur $e_1 = r_0 - r_1$ et de largeur $2\pi r_1$. La conductivité λ et le coefficient de convection α restent identiques à ceux du tube, seule, la capacité calorifique volumique est choisie égale à $C_1 \rho_1 (1 + e_1/2r_1)$ ce qui permet d'avoir une capacité globale de la paroi identique à celle du tube. Du système d'équations qui décrit l'échauffement de la paroi découle l'équation transcendante: $u = Bi \cdot \cot u$.

Le développement limité aux trois premiers termes de $\cot u$ donne lieu à un trinôme en u^2 dont la racine positive n'est autre que le carré de la valeur approchée de la première racine de l'équation (4). En vertu de la relation (6) son inverse sera donc l'expression approchée de la constante de temps réduite puisque:

$$\tau_a'^* = 1/\beta'^2 \approx 1/u_1^2 = \tau_a'^*$$

$\tau_a'^*$ est la constante de temps fondamentale approchée du tube témoin. En remplaçant u^2 par sa valeur, on obtient son expression analytique:

$$\tau_a'^* = \frac{(1/Bi_a + 1/3)(1 + e_1/2r_1)}{1 + \sum_n [-4/45(1/Bi_a + 1/3)^2]^n \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2n-1)}{4 \cdot 6 \cdot 8 \dots 2(n+1)}} \quad (7)$$

Bi_a est le nombre de Biot approché correspondant à $\tau_a'^*$. On vérifie la qualité de cette approximation sur le Tableau 1.

Pour différentes valeurs de $\tau'^* = \tau_a'^*$, on compare les valeurs de Bi calculées au moyen de l'équation (4) à celles de Bi_a données par (7). Les écarts absolus et relatifs entre Bi et Bi_a montrent l'excellence de cette approximation. Même au-delà de la restriction imposée par la précision au pourcent du développement limité de $\cot u$ ($u < 1.11$ c'est-à-dire $\tau'^* = 1/u^2 > 0.83$), l'approximation demeure très précise et ce jusqu'à $Bi = 5$ où elle n'a guère dépassé le pourcent.

Pour les valeurs $Bi < 2.5$ (cas des parois métalliques minces), seul, le premier terme de la série au dénominateur de $\tau_a'^*$ est significatif devant l'unité; dans ce domaine, la relation (7) se trouve simplifiée puisque, après multiplication par le temps caractéristique, elle devient:

$$\tau_a' = C_1 \rho_1 e_1 (1 + e_1/2r_1) \left[\frac{1}{a} + \frac{e_1}{3\lambda_1} \left[1 + \frac{Bi}{15 + Bi} \right] \right] \quad (8)$$

3.3. Expression approchée de la constante de temps fondamentale du double tube

Dans cette approximation, on remplace le double tube par une double paroi plane équivalente de mêmes épaisseurs $e_1 = r_0 - r_1$; $e_2 = r_2 - r_0$, de largeur $2\pi r_0$ (circonférence de contact) et de même résistance de contact R_c . Pour conserver les mêmes résistances thermiques globales, superficielles, ou de la paroi intérieure, on choisit un coefficient de convection $\alpha' = \alpha r_1/r_0$ et une conductivité de la paroi 1: $\lambda'_1 = \lambda_1 e_1/r_0 \log(r_0/r_1)$. La paroi extérieure étant isolée on conserve la même conductivité λ_2 .

L'échauffement de la double paroi plane équivalente au double tube est régi par un système d'équations aux dérivées partielles qui donne lieu à l'équation transcendante suivante:

$$R_c'^* \frac{e_2}{\lambda_2} \cdot \frac{\lambda'_1}{e_1} = \frac{\cot(u_2)}{u_2} + \frac{b'^*}{u_2} \cdot \frac{u_1 \cdot \cot(u_1) + Bi'}{u_1 - Bi' \cdot \cot(u_1)} \quad (9)$$

avec

$$R_c'^* = R_c'^* \lambda'_1 / (r_0 - r_1); b' = (\sqrt{\lambda_2 C_2 \rho_2}) / \sqrt{\lambda'_1 C_1 \rho_1};$$

$$Bi' = \alpha(r_0 - r_1) / \lambda'_1.$$

Les développements limités des fonctions cotangentes dans (9) donnent lieu à un trinôme en u_1^2 dont la racine positive est l'inverse de l'expression approchée de la constante de temps sans dimension du double tube; u_1 étant la valeur approchée de $\beta_{1,1}$ première racine de l'équation (1). En la multipliant par le temps caractéristique on obtient:

Tableau 1. Comparaison des valeurs de Bi et de Bi_a obtenues respectivement au moyen des relations (4) et (7)

$\tau'^* = \tau_a'^*$	11.26	02.56	01.47	00.83	00.62	00.52
Bi	0.100	0.500	1.000	2.500	5.000	10.00
Bi_a	0.100	0.500	1.001	2.501	4.957	9.673
$(Bi - Bi_a)$	0.000	0.000	0.001	0.001	0.043	0.327
$(Bi - Bi_a)/Bi$ (%)	0	0	0.1	0	0.9	3.3

$$\tau_a = \frac{Cg_1 \left[\frac{1}{\alpha'} + \frac{e_1}{3\lambda_1'} \right] + Cg_2 \left[\frac{1}{\alpha'} + \frac{e_1}{\lambda_1'} + R_c + \frac{e_2}{3\lambda_2} \right]}{1 + \sum_k X^k \cdot \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2k-1)}{4 \cdot 6 \cdot 8 \dots 2(k+1)}} \quad k = 1, 2, \dots, n, \dots \quad (10)$$

avec: $Cg_1 = C_1 \rho_1 e_1 (1 - e_1/2r_0)$; $Cg_2 = C_2 \rho_2 e_2 \times (1 + e_2/2r_0)$; et

$$X = \frac{Cg_1 \left[\frac{1}{\alpha'} + \frac{e_1}{3\lambda_1'} \right] Cg_2 \left[R_c + \frac{e_2}{3\lambda_2} \right] + Cg_1 Cg_2 \frac{e_1}{3\lambda_1' \alpha'} + \frac{Cg_1}{45} \left[\frac{e_1}{\lambda_1'} \right]^2 + \frac{Cg_2}{45} \left[\frac{e_2}{\lambda_2} \right]^2}{\left[Cg_1 \left[\frac{1}{\alpha'} + \frac{e_1}{3\lambda_1'} \right] + Cg_2 \left[\frac{1}{\alpha'} + \frac{e_1}{\lambda_2'} + R_c + \frac{e_2}{3\lambda_2} \right] \right]^2}$$

Une comparaison détaillée entre l'équation rigoureuse (1) et l'équation approchée (10), pour des échantillons de nature et de dimensions différentes et pour différentes valeurs de α serait trop longue dans le cadre de cet article. Nous nous limiterons ici à la présentation d'un exemple correspondant à un type de double tube donné (géométrie et caractéristiques thermophysiques fixées). La Fig. 2 donne pour trois valeurs de α les courbes $R_c = f(\tau)$ obtenues au moyen

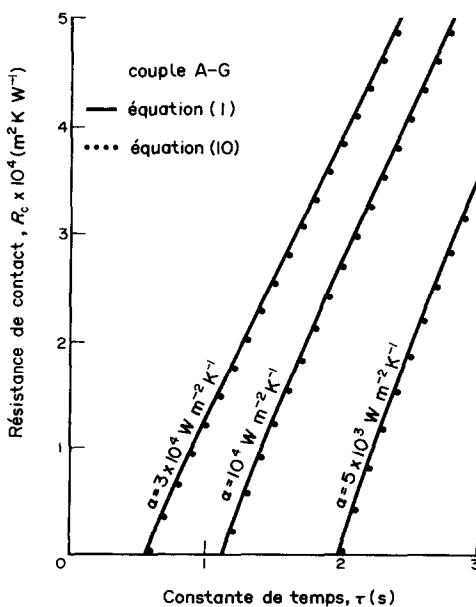


FIG. 2. Détermination de R_c . Comparaison entre modèle rigoureux (équation (1)) et modèle approché (équation (10)).

des deux équations (1) et (10). L'excellente superposition de ces deux familles de courbes illustre la validité de cette approximation, étudiée plus en détail en réf. [4].

Remarque. Dans l'expression approchée de la constante de temps, la série qui figure au dénominateur reste très inférieure à a de sorte que les termes figurant au numérateur jouent un rôle prépondérant sur la valeur de τ_a . On peut également souligner que τ_a apparaît comme un produit capacité par résistance. En effet, il apparaît dans la relation (10) au numérateur, que la capacité de la paroi extérieure joue un rôle plus important que celle de la paroi intérieure, en ce sens qu'elle a un multiplicateur plus grand. D'un autre côté, si l'on classe par ordre d'importance les différentes résistances du fait de leurs multiplicateurs, on aura la résistance superficielle, la résistance de paroi intérieure, la résistance de contact et la résistance de paroi extérieure, leurs multiplicateurs respectifs étant dans l'ordre $(Cg_1 + Cg_2)$, $(Cg_1 + Cg_2/3)$, (Cg_2) et $(Cg_2/3)$. On retiendra donc que le rôle de la capacité de paroi est de plus en plus important au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la face sur laquelle est appliqué le signal thermique, alors qu'inversement celui de la résistance l'est de moins en moins dans ce même sens.

L'intérêt pratique des formules (7) et (10) ne se limite pas à cette analyse paramétrique qui cerne le caractère indirect des mesures de α et R_c , incitant par là l'expérimentateur à prendre les précautions nécessaires; on usera également de ces formules pour l'étude de la sensibilité de la mesure, du calcul d'incertitude et du seuil de détection de la méthode.

3.4. Sensibilité de la méthode de mesure

La sensibilité de la mesure est traduite par la dérivée de la constante de temps fondamentale (paramètre mesuré) par rapport à la résistance recherchée. Pour alléger l'écriture on posera $\tau'_a = \tau'$ et $\tau_a = \tau$.

3.4.1. Sensibilité de la mesure de $1/\alpha$. La dérivée de (8) par rapport à $1/\alpha$ donne:

$$\frac{d\tau'}{d(1/\alpha)} = Cg \left[1 - \frac{1}{45} \left[\frac{Bi}{1 + Bi/3} \right]^2 \right] \quad (11)$$

où $Cg = C_1 \rho_1 e_1 (1 + e_1/2r_1)$.

Pour des valeurs de $Bi < 2.5$, le terme entre crochets reste très voisin de l'unité. La sensibilité de la mesure de $1/\alpha$ est donc pratiquement proportionnelle à la capacité globale de la paroi Cg .

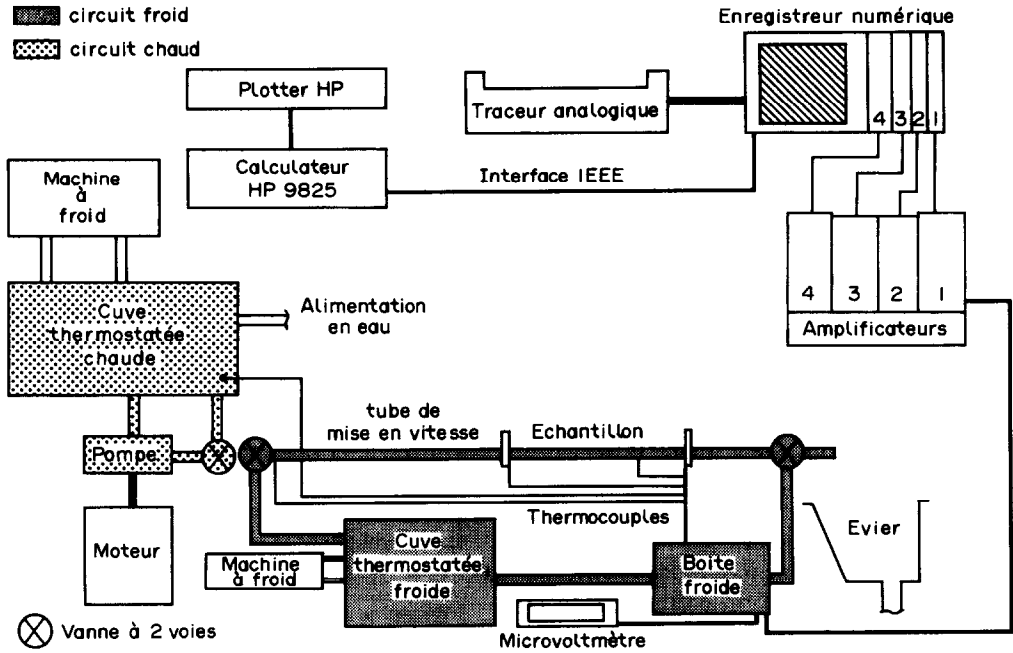


FIG. 3. Schéma du dispositif de mesure.

3.4.2. Sensibilité de la mesure de R_c . Par dérivations de la relation (10) :

$$\frac{d\tau}{dR_c} = \frac{Cg_2 - \tau \cdot X \cdot \sum_k k \cdot X^{k-1} \cdot \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2k-1)}{4 \cdot 6 \cdot 8 \dots 2(k+1)}}{1 + \sum_k k X^k \cdot \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2k-1)}{4 \cdot 6 \cdot 8 \dots 2(k+1)}} \quad (12)$$

Les valeurs des séries au numérateur et au dénominateur n'étant pas insignifiantes, l'étude de la sensibilité a été faite pour plusieurs types d'échantillons. Nous présentons (Tableaux 2 et 3) les valeurs de $d\tau/dR_c$ pour deux exemples d'échantillons différents surtout par leurs capacités.

Sur ces deux tableaux, on remarque que la sensibilité admet un minimum suivant R_c et un autre suivant $1/\alpha$. Cela provient des variations du dénominateur qui passe par un maximum avant de tendre vers l'unité. On voit bien qu'après ce minimum $d\tau/dR_c$ prend des valeurs

tendant vers celles de la capacité globale de la paroi extérieure Cg_2 dont la présence est remarquable dans l'expression de la sensibilité (12). On en conclut que c'est la capacité globale de la paroi extérieure qui détermine la sensibilité de la mesure de R_c . Une bonne sensibilité peut être obtenue sur des double tubes présentant une paroi extérieure relativement épaisse ayant une chaleur volumique élevée. Une conductivité forte est également souhaitée en raison de la présence de e_2/λ_2 dans (10).

3.5. Incertitude de mesure

Le calcul d'incertitude au moyen des relations (7) et (10) permet une analyse comparative des sources d'erreurs.

3.5.1. Calcul de l'incertitude relative sur α . La relation (7) permet d'établir :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = Er(\Delta\tau') + Er(\Delta C_1 \rho_1) + Er(\lambda_1) + Er(e_1). \quad (13)$$

Tableau 2. Variations de $d\tau/dR_c^* \times 10^{-4}$ pour différentes valeurs de R_c et de $1/\alpha$ pour un échantillon CuNiFe-Inconel ayant pour caractéristiques $Cg_2 = 0.396 \times 10^4$ J, $e_s = 1$ mm et $2r_0 = 15$ mm

	$R_c \cdot 10^4$ [m ² K W ⁻¹]						
	0	0.1	0.5	1	2	5	10
2	0.346	0.345	0.342	0.340	0.340	0.348	0.360
10 ⁴ /α 1	0.345	0.344	0.342	0.342	0.347	0.360	0.372
1/3	0.350	0.349	0.351	0.356	0.364	0.377	0.385

Tableau 3. Variations de $d\tau/dR_c^* \times 10^{-4}$ pour différentes valeurs de R_c et de $1/\alpha$ sur échantillon Titane-Titane ayant pour caractéristiques $Cg_2 = 0.242 \times 10^4$ J, $e^2 = 1$ mm et $2r_0 = 15$ mm

	$R_c \cdot 10^4$ [m ² K W ⁻¹]						
	0	0.1	0.5	1	2	5	10
2	0.213	0.212	0.210	0.209	0.208	0.212	0.220
10 ⁴ /α 1	0.212	0.212	0.210	0.210	0.212	0.220	0.227
1/3	0.215	0.215	0.215	0.217	0.222	0.230	0.235

Les fonctions Er représentent ici les contributions respectives des incertitudes sur τ' , $C_1\rho_1$, λ_1 et e_1 .

Une application numérique simple de la relation (13) donne une idée sur les performances de cette méthode de mesure. Pour le cas d'un tube de cuivre ($\lambda \simeq 400 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) de 11 mm de diamètre intérieur et de 1 mm d'épaisseur, la relation (12) s'écrit :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\Delta\tau'}{\tau'} + \frac{\Delta(C_1\rho_1)}{C_1\rho_1} + 2 \left[1 - \frac{e_1}{r_0+r_1} \right] \frac{\Delta r}{e}. \quad (14)$$

L'application numérique suivante: $\Delta(C_1\rho_1)/C_1\rho_1 = 2\%$ et $2\Delta r/e_1 = 1\%$ donne :

$$\Delta\alpha/\alpha = \Delta\tau'/\tau' + 3.1\%.$$

Ce sont ces 3.1% qui caractérisent le caractère indirect de la mesure puisqu'ils viennent s'ajouter à l'incertitude sur le paramètre τ' mesuré. Une bonne reproductibilité de la mesure de τ' , de l'ordre de un à trois pourcents, donnera une incertitude relative sur α de l'ordre de 4 à 6%. C'est là l'ordre de grandeur de l'incertitude qui caractérise la loi d'échange par convection forcée de Pétukhov; celle de Dittus et Boelter, plus ancienne, est annoncée à 15% [7].

3.5.2. *Incertitude relative sur R_c* . La relation (10) permet d'établir :

$$\Delta R_c/R_c = Er'(\Delta\tau) + Er'(\Delta\alpha) + Er(\Delta\lambda, \Delta(C\rho)) + Er'(\Delta r). \quad (15)$$

Les sources d'erreurs sont ici les incertitudes sur les valeurs respectives de la constante de temps, du coefficient de convection, des caractéristiques thermiques et des dimensions. L'étude d'un cas défavorable correspondant à un double tube présentant des résistances de paroi relativement élevées, va nous éclairer sur ces sources d'erreurs. Ses caractéristiques thermiques figurent au Tableau 5 (no. 2 tube A-C) et ses dimensions sont : $2r_1 = 11 \text{ mm}$; $2r_0 = 13 \text{ mm}$; $2r_2 = 15 \text{ mm}$. Les incertitudes sur les grandeurs intervenant dans le calcul ont été fixées comme suit : $\Delta\tau/\tau = 2\%$; $\Delta(C_1\rho_1) = 2\%$; $\Delta\lambda_i/\lambda_i = 3\%$ et $\Delta r_1 = \Delta r_2 = 5 \times 10^{-6} \text{ m}$ (précision du palmer). Le Tableau 4 regroupe les résultats.

Ce tableau fait ressortir le rôle important du coefficient de convection dont la valeur doit être la plus élevée possible. En passant de la valeur $\alpha = 10^4 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ à celle $\alpha = 3 \times 10^4 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, les valeurs de ΔR_c (deuxième colonne) sont pratiquement divisées par deux pour $R_c < 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ K W}^{-1}$, ce qui réduit de beaucoup l'incertitude relative (troisième colonne) et améliore le seuil de détection.

3.6. *Seuil de détection*

Dans les méthodes classiques, en régime permanent, la résistance de contact est déterminée à partir du saut de température à l'interface et de la densité de flux mise en oeuvre, et le seuil de détection est atteint lorsque la somme des erreurs qui entachent les températures de paroi à l'interface devient égale au saut

de température. Le seuil de détection de la méthode transitoire développée ici sera défini dans ce même esprit.

On considère pour cela le cas limite d'un double tube avec une résistance de contact nulle et soit τ_0 la constante de temps correspondantes. La mesure de τ_0 étant entachée d'une erreur différente de zéro, il en résulte que la valeur $R_c = 0$ sera déterminée avec une incertitude exprimée par (16) :

$$\Delta R_{c_0} = Er_0(\Delta\tau_0) + Er_0(\Delta\alpha) + Er_0(\Delta C_1\rho_1, \Delta\lambda_i) + Er_0(\Delta r_i). \quad (16)$$

ΔR_{c_0} fixe le seuil de détection de la méthode. Il dépend des incertitudes sur les caractéristiques thermophysiques, de la valeur de α et de la nature des parois. On illustre les influences de ces dernières par quelques applications numériques de la relation (16) au Tableau 5. A cet effet, on a retenu deux valeurs de α (10^4 et $3 \times 10^4 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) et les incertitudes suivantes :

$$\Delta\tau_0/\tau_0 = 2\%; \quad \Delta\alpha/\alpha = 5\%; \quad \Delta\lambda_i/\lambda_i = 3\%;$$

$$\Delta C_1\rho_i/C_1\rho_i = 2\%$$

$$\Delta r = 10^{-5} \text{ mm}; \quad 2r_1 = 11 \text{ mm}; \quad 2r_0 = 13 \text{ mm};$$

$$2r_2 = 15 \text{ mm}.$$

α a une grande influence sur le seuil de détection. On s'en rend compte en comparant les valeurs des deux dernières colonnes. Ce résultat rappelle encore le caractère indirect de la mesure.

L'influence de la conductivité de la paroi extérieure est mise en évidence en comparant le cas 4 aux cas 5 et 6. Les propriétés des parois intérieure et extérieure des échantillons correspondant aux cas 4 et 5 et aux cas 6 et 7 ont été permuetées. Cela démontre qu'un seuil de détection petit nécessite une faible capacité et une grande conductivité de la paroi intérieur et une forte capacité de la paroi extérieure; cela va dans le sens d'une sensibilité de plus en plus grande.

Enfin, les valeurs de ΔR_{c_0} en dernière colonne atteste de la performance de cette méthode transitoire.

4. MISE EN OEUVRE EXPERIMENTALE

4.1. *Dispositif de mesure*

Il est schématisé sur la Fig. 3 et se compose de deux circuits d'eau, l'un chaud, l'autre froid.

Le circuit chaud se compose d'un groupe moto-pompe, d'un réservoir d'eau chaude thermiquement isolé, d'une machine à froid et d'un robinet à deux voies. Le circuit froid se compose d'une cuve thermostatée disposant d'une source froide, de la boîte pour jonctions froides des thermocouples, d'une tube échantillon, d'un tube de mise en vitesse en PVC de même diamètre intérieur que l'échantillon et de faible épaisseur (pour le calcul de la longueur cf. ref. [4] annexe III) et de deux robinets à deux voies.

Lors de la mise en oeuvre de l'échelon, l'eau chaude traversant l'échantillon est rejetée à l'évier.

Tableau 4. Incertitude relative sur la mesure de R_c

$R_c \cdot 10^4$ [m ² K W ⁻¹]	$\Delta R_c \cdot 10^4$ [m ² K W ⁻¹]	$\Delta R_c/R_c$ [%]	$Er'(\tau)$ [%]	$Er'(\alpha)$ [%]	$Er(\lambda, C\rho)$ [%]	$Er'(\Delta r)$ [%]
$\alpha = 10^4 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$						
0.00	0.31	—	21.6	39.7	30.3	8.3
0.10	0.31	308.7	21.9	39.0	30.4	8.7
0.25	0.31	125.3	22.3	38.0	30.7	9.1
0.50	0.32	64.3	23.0	36.3	31.1	9.6
1.00	0.34	34.0	24.2	33.4	31.8	10.6
2.00	0.38	19.1	26.3	28.6	32.9	12.2
5.00	0.52	10.4	30.2	19.8	35.0	15.0
10.00	0.77	7.7	33.3	12.9	36.5	17.2
$\alpha = 3 \times 10^4 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$						
0.00	0.15	*	22.4	26.4	40.3	10.9
0.10	0.15	150	23.0	26.4	40.3	11.3
0.25	0.16	62.5	23.8	24.1	40.3	11.8
0.50	0.17	33.0	25.0	22.0	40.3	12.6
1.00	0.19	18.9	26.9	18.8	40.3	13.9
2.00	0.24	11.8	29.7	14.5	40.2	15.6
5.00	0.38	7.7	33.6	8.5	39.7	18.0
10.00	0.64	6.4	35.9	5.0	39.7	19.3

 Tableau 5. Seuil de détection de la mesure de R_c pour différents types de double-tube

No.: Ech.	λ_1 [W m ⁻² K ⁻¹]	λ_2 [W m ⁻² K ⁻¹]	$C_1\rho_1$ 10 ⁶ [J m ⁻³ K ⁻¹]	$C_2\rho_2$ [J m ⁻³ K ⁻¹]	τ_0 (s)		$\Delta R_{c_0} \cdot 10^4 \text{ m}^2 \text{ K}^{-1} \text{ W}^{-1}$	
					$\alpha = 10^4$	$\alpha = 3 \times 10^4$	$\alpha = 10^4$	$\alpha = 3 \times 10^4$
1: A-B	26.6	395	3.61	3.43	1.015	0.467	0.30	0.13
2: A-C	26.6	10.8	3.61	3.67	1.131	0.574	0.31	0.15
3: B-B	395	395	3.43	3.43	0.826	0.284	0.25	0.09
4: A-D	26.6	19.0	3.61	2.25	0.835	0.389	0.39	0.17
5: D-A	19.0	26.6	2.25	3.61	0.988	0.528	0.26	0.13
6: E-F	218	17.0	2.40	3.62	0.893	0.351	0.22	0.09
7: F-E	17.0	218	3.62	2.40	1.088	0.557	0.40	0.19
8: A-G	26.6	14	3.61	3.64	1.106	0.548	0.30	0.14

Quatre capteurs sont utilisés: le premier dans la cuve d'eau chaude contrôle l'amplitude de l'échelon; le second et le troisième, à l'entrée et à la sortie du tube à mesurer, servent à contrôler la vitesse et déterminent l'instant de passage du front chaud devant la cote de mesure; le quatrième, sur la face extérieure de l'échantillon, enregistre l'échauffement de ce dernier. Toutes les jonctions froides de ces thermocouples se trouvent dans une même boîte froide, dont la température est maintenue constante par l'écoulement régulier du circuit froid. Les thermocouples sont reliés à des amplificateurs dont les sorties se trouvent branchées chacune à l'une des quatre voies d'un enregistreur numérique à mémoire programmable. La sortie des données de ce dernier se fait au moyen d'une sortie analogique sur une table traçante X-Y. Elle peut également se faire au moyen d'une interface IEEE 488, sur un microordinateur. Enfin, un microvoltmètre sur lequel est branché le thermocouple plongé dans la cuve chaude permet le contrôle de l'établissement du régime dans les deux circuits et celui de l'amplitude de l'échelon.

4.2. Mesure de la température de surface

Les parois des échantillons étant très minces, la mesure de température ne peut se faire que sur la

surface extérieure. Cependant, la mesure par contact est une opération souvent difficile, parce que sujette à de nombreuses erreurs liées aux transferts de chaleur parasites entre le milieu à mesurer, le capteur et leur environnement. Ces erreurs peuvent être importantes [6, 8].

En fait, l'erreur de mesure d'une température de surface liée à ces transferts parasites est la conséquence de quatre phénomènes: l'effet de macrostriction dans le milieu à mesurer, l'effet de contact milieu-capteur (résistance de contact), l'effet d'ailette capteur-environnement et l'effet de décentrement de l'élément sensible du capteur. Dans notre cas, l'enregistrement de la température de surface étant crucial, nous avons eu le souci de minimiser ces perturbations. En particulier, pour réduire les effets de contact et de décentrement, nous avons utilisé la technique des conducteurs séparés [9], les deux fils du thermocouple étant soudé électriquement au moyen d'une capacité, sans métal d'apport en deux points diamétralement opposés sur la surface. Cette technique a aussi l'avantage de réduire très sensiblement le temps de réponse du thermocouple. De plus, pour éliminer l'effet d'ailette, les fils ont été disposés parallèlement à la surface et logés dans une rainure de 1/10 mm suivant l'isotherme; pour ce qui est de l'effet

de macrostriction, il demeure très faible dans les matériaux conducteurs et par conséquent peut être ignoré.

Par ailleurs, afin d'éviter la zone d'entrée thermique, les mesures ont été faites à la cote $x^* = x/2r_1 = 26$, le régime dynamique étant établi dans le tube de mise en vitesse. L'échelon de température utilisé correspond à un saut de 19 à 21 degrés Celcius de la température de l'eau.

5. RESULTATS EXPERIMENTAUX

5.1. Mesure du coefficient de convection

La mesure du coefficient de convection et son évolution en fonction de la vitesse de l'écoulement, en deux points diamétralement opposés sur la surface, va permettre de tester cette méthode sur les corrélations classiques existantes. Mais auparavant, nous voudrions préciser la reproductibilité de la mesure.

Des essais de reproductibilité effectués, une demi-douzaine de fois, dans des conditions identiques ont montré que la mesure de la constante de temps fondamentale est reproductible à 1.4% près, ce qui est assez remarquable et témoigne de la qualité du dispositif expérimental. Cette reproductibilité de τ' , à elle seule, entraîne une incertitude relative de 2.2% sur le coefficient de convection α .

Le coefficient de convection étant le plus souvent défini en régime permanent et notre dispositif fonctionnant en régime transitoire, il nous a paru important de tester sa fiabilité en confrontant certains résultats aux lois d'échange par convection forcée les plus en vue. Six ont été retenues: la loi de Nusselt (1930), la loi de Dittus et Boelter (1930), la loi de Colburn (1933), la loi de Seider et Tate (1936), la loi de Petukhov (1970) et celle de Notter et Sleicher (1972) [7]. Sur la Fig. 4, on compare une série de résultats obtenus sur notre dispositif de mesure, aux valeurs correspondantes données par ces lois.

On observe que nos points de mesure se situent au bon milieu du réseau de courbes obtenues par les lois citées. Au-delà de $R_c = 55\,000$, ils ont tendance à suivre une loi à mi-chemin entre la loi de Seider et Tate et celle de Petukhov.

La confrontation heureuse de ces résultats à des lois d'échange établies en régime permanent, prouve la fiabilité de cette méthode transitoire, qui va servir surtout à étudier les résistance de contact dans des double tubes métalliques minces.

5.2. Mesure de résistances thermiques de contact

Les échantillons sont des double tubes emmanchés par pression hydraulique. Cette dernière déforme la paroi interne entraînant le contact avec la paroi externe. Notons que les tubes utilisés sont de qualité industrielle, en particulier leur état de surface. Le contact reste sec et le gaz interstitiel reste à la pression atmosphérique. Tous les échantillons présentent les mêmes dimensions: $2r_1 = 11$ mm (diamètre intérieur), $2r_2 = 15$ mm (diamètre extérieur); $2r_0 = 13$ mm

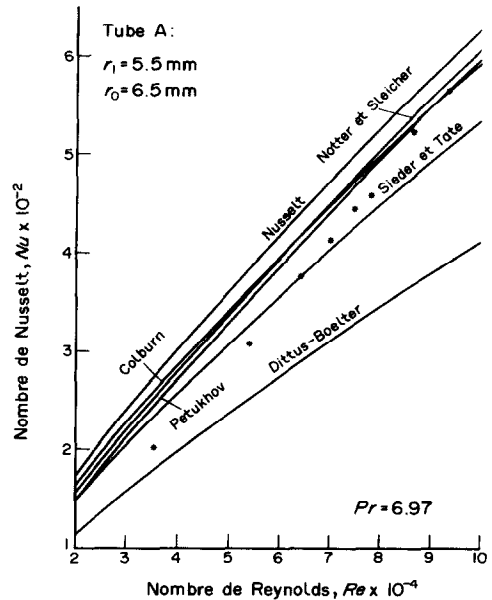


FIG. 4. Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds. (+) Résultats expérimentaux. (-) Corrélations classiques.

(diamètre à l'interface) et $L = 350$ mm (longueur). La mesure se fait localement à la cote $x/2r_1 = 26$. Leurs caractéristiques thermophysiques sont données au Tableau 5. Le coefficient de convection mis en oeuvre est $\alpha = 31\,500$ W m⁻² K⁻¹ ($\pm 7.5\%$).

Nous donnons ici les résultats d'une série de mesures effectuées sur trois couples de matériaux différents. Pour chaque couple, on a retenu trois niveaux de pression de manchonnage. La mesure étant locale, elle a été effectuée sur trois spécimens de chaque type d'échantillon afin d'avoir une moyenne. Les résultats sont regroupés sur le Tableau 6.

Les valeurs de τ pour le couple A-D sont nettement inférieures à celles prises pour les couples A-C et A-G. Ceci est conforme à ce que permet de prévoir la formule (10) qui fait ressortir l'importance de la capacité volumique de la paroi extérieure. Sur le double tube A-D, ($C_2\rho_2$) prend une valeur beaucoup plus faible que celles prises sur A-C ou A-G.

Par ailleurs, on remarque que vers les faibles valeurs de R_c , la dispersion des résultats δR_c (dernière colonne) décroît rapidement, du moins pour les cas A-C et A-D où δR_c devient petit devant l'incertitude de mesure ΔR_c . Ceci s'explique par le fait que des pressions de plus en plus fortes ont tendance à uniformiser le contact. Sur le couple A-G la dispersion ne décroît pas aussi vite qui sur les deux échantillons précédents; l'explication réside sans doute dans les caractéristiques mécaniques et notamment la dureté qui joue un rôle important quant à la qualité du contact thermique.

Toujours sur le Tableau 6, on note que la valeur moyenne de la résistance de contact $R_{c, moy}$ diminue suivant une pression de manchonnage croissante. Ceci

Tableau 6. Mesures de résistance de contact pour trois types de double-tube

Pression manchon.	Ech. No.	τ [s]	$R_c \cdot 10^4$ [$\text{m}^2 \text{K}^{-1} \text{W}^{-1}$]	$\Delta R_c \cdot 10^4$ [$\text{m}^2 \text{K} \text{W}^{-1}$]	$R_{c_{\text{moy}}} \cdot 10^4$ [$\text{m}^2 \text{K} \text{W}^{-1}$]	$\delta R_c \cdot 10^4$ [$\text{m}^2 \text{K} \text{W}^{-1}$]
Couple A-C: $\lambda_1 = 26.6 \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-1}$; $C_1 \rho_1 = 3.61 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$ $\lambda_2 = 10.8 \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-1}$; $C_2 \rho_2 = 3.67 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$						
700	1	1.438	1.24	0.16	1.70	0.51
	2	1.580	1.65	0.18		
	3	1.784	2.21	0.21		
900	1	1.216	0.55	0.14	0.50	0.24
	2	1.128	0.26	0.12		
	3	1.260	0.70	0.14		
1100	1	1.072	0.09	0.12	0.06	0.03
	2	1.056	0.03	0.12		
	3	1.061	0.05	0.12		
Couple A-C: $\lambda_1 = 26.6 \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-1}$; $C_1 \rho_1 = 3.61 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$ $\lambda_2 = 19.0 \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-1}$; $C_2 \rho_2 = 2.25 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$						
500	1	0.920	2.67	0.24	2.98	0.52
	2	0.942	2.76	0.24		
	3	1.114	3.50	0.27		
700	1	0.512	0.78	0.16	0.69	0.09
	2	0.492	0.68	0.16		
	3	0.477	0.60	0.15		
900	1	0.444	0.41	0.15	0.44	0.03
	2	0.449	0.44	0.15		
	3	0.454	0.47	0.15		
Couple A-C: $\lambda_1 = 26.6 \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-1}$; $C_1 \rho_1 = 3.61 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$ $\lambda_2 = 14.0 \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-1}$; $C_2 \rho_2 = 3.64 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$						
700	1	1.365	1.21	0.16	0.82	0.39
	2	1.201	0.68	0.14		
	3	1.171	0.58	0.13		
800	1	1.127	0.38	0.12	0.28	0.18
	2	1.051	0.10	0.11		
	3	1.119	0.35	0.12		
900	1	1.026	0.06	0.11	0.27	0.23
	2	1.108	0.37	0.12		
	3	1.108	0.37	0.12		

est tout à fait légitime puisque le serrage à l'interface (ou pression de contact) va croissant avec la pression de manchonnage sous réserve, bien sûr, que la paroi extérieure n'ait pas atteint ou dépassé sa limite d'élasticité. Nous retrouvons là, un résultat classique dans le cas de l'interface plan où la résistance décroît avec la pression de contact. Il est entendu que cela ne concerne que la gamme de pression étudiée, car il est évident que si l'on augmente encore plus la pression de manchonnage, le contact thermique va se détériorer à la suite des grandes déformations plastiques subies par les deux parois. Un autre résultat important pour la configuration plane est que, pour une pression de contact donnée, la résistance de contact décroît quand la conductivité moyenne des parois augmente. Si on considère les valeurs de $R_{c_{\text{moy}}}$ correspondant à la pression de manchonnage égale à 700 bars reportés dans le Tableau 7 ainsi que les valeurs de la conductivité moyenne définie par: $(2/\lambda_m = 1/\lambda_1 + 1/\lambda_2)$, on retrouve sur la configuration étudiée, ce même comportement de R_c en fonction de λ_m . Il faut souligner

Tableau 7. Influence de la conductivité moyenne pour une même pression de manchonnage

	A-C	A-G	A-D
λ_m	15.36	18.35	23.17
R_c	1.70	0.82	0.69

ici que la pression de contact est inconnue et que ces résultats sont relatifs à une même pression de manchonnage. L'explication de cette bonne similitude des résultats réside probablement dans des valeurs voisines des modules d'Young des parois extérieures (C, D et G).

6. CONCLUSION

La méthode en régime instationnaire développée a permis la mesure de coefficient de convection sur des tubes simples et celle de résistance de contact sur des

double tubes métalliques minces. Sur le plan technique, la mise en oeuvre expérimentale est relativement aisée. La durée très courte de la mesure (quelques secondes) constitue un avantage considérable.

Sur le plan théorique, les solutions des équations transcendantes approchées quant à leurs premières racines, ont permis d'établir des expressions analytiques des constantes fondamentales des tubes simple ou double. Les rôles des différents paramètres intervenant dans le phénomène ont pu être ainsi mieux cernés. La sensibilité de la mesure a été identifiée et le calcul d'incertitude s'en est trouvé simplifié. Les limites de la méthode sont fixées par le seuil de détection qui est fonction des caractéristiques thermophysiques des échantillons à tester et de la valeur maximale du coefficient de convection pouvant être mis en oeuvre. La prise en compte de l'effet de couplage conduction-convection se fait lors du dépouillement.

Au plan expérimental, la fiabilité du dispositif a été vérifiée en confrontant des valeurs mesurées de coefficient de convection à celles obtenus par des lois d'échanges par convection forcée bien connus. Certains résultats, concernant les résistances de contact, obtenus sur la configuration plane se confirment également sur la configuration cylindrique dans des domaines de pressions de manchonnage n'occasionnant pas une déformation plastique de la paroi extérieure [4]. R_c diminue pour des valeurs croissantes de la pression de manchonnage ainsi que pour des

valeurs croissantes de la conductivité moyenne des parois en contact.

BIBLIOGRAPHIE

1. J. G. Fetkovitch *et al.*, A system for measuring the effect of fouling and corrosion on heat transfer under simulated OTEC conditions. Rapport, Carnegie Mellon University, Pittsburgh (1976).
2. B. Cassagne et B. Fourcher, Etude du système de contrôle de l'encrassement biologique des tubes d'échangeurs d'une centrale E.T.M. Rapport final du contrat CNEXO COB 83/7280 (Décembre 1984).
3. J. P. Bardon et B. Bourouga, Etude et mise au point de dispositifs expérimentaux pour la mesure de résistances de contact dans certaines technologies d'échangeurs, Colloque Pirsem/CNRS 'Génie des Procédés Industriels', Nancy (24-25 Mai 1984).
4. B. Bourouga, Etude d'une méthode de mesure instantanée de résistances thermiques de contact entre parois cylindriques concentriques minces. Thèse de Doctorat, ENSM/Université de Nantes (1986).
5. M. Laurent, Contribution à l'étude des échanges de chaleur au contact de deux matériaux. Thèse de Doctorat ès Sciences, Université de Lyon (1969).
6. J. P. Bardon et B. Cassagne, Température de surface. Mesure par contact, *Tech. Ing.* **R2732**, 1-22 (1981).
7. M. N. Ozisik, *Heat Transfer, A Basic Approach*, pp. 314-317. McGraw-Hill, New York (1985).
8. N. R. Keltner and J. V. Beck, Surface temperature measurement errors, *J. Heat Transfer* **105**, 312-318 (1983).
9. A. Gery, A. Degiovanni, D. Petit et J. Dard, Mesure de température de surface par contacts séparés, *Rev. Phys. Applic.* **17**, 163-175 (1982).

MEASUREMENT OF SUPERFICIAL AND CONTACT THERMAL RESISTANCES FROM FUNDAMENTAL TIME CONSTANT

Abstract—A method is developed to measure the thermal contact resistance at the interface of a thin double metallic tube (thickness = 1-2 mm, interface diameter = 12-13 mm) and also the thermal superficial resistance (convection coefficient) in a simple tube. The method is based on measurement of the transient time response of the sample to a temperature step produced by the flow of water. The exponential temperature rise on the wall allows the measurement of the fundamental time constant which is a function of the thermal resistance. We have also established an approximate analytical expression for the time constant. The sensitivity of the measurement of the superficial resistance coincides with the global capacity of the simple tube. The sensitivity of the thermal contact resistance tends to the capacity of the exterior wall of the double tube. The conducting materials improve the threshold of detection. The reliability of the experimental facility has been tested by comparing the measured coefficients of convection with classic heat transfer correlations. Some behaviors of the thermal contact resistance on a flat wall can also be recovered.

MESSUNG DES THERMISCHEN OBERFLÄCHEN- UND KONTAKTWIDERSTANDS DURCH BESTIMMUNG DER ZEITKONSTANTE

Zusammenfassung—Es wird eine Methode zur Messung des thermischen Kontaktwiderstands an der Grenzfläche eines dünnen, aus zwei Metallen bestehenden Rohres (Dicke: 1-2 mm, Kontaktflächen-durchmesser: 12-13 mm) entwickelt. Diese Methode eignet sich auch zur Messung des thermischen Oberflächenwiderstands (konvektiver Wärmeübergangskoeffizient) in einem Rohr. Das Verfahren beruht auf der Messung des instationären Temperaturverhaltens der Probe auf einen Temperatursprung, der durch einen Wasserstrom aufgebracht wird. Über den exponentiellen Temperaturanstieg der Rohrwand wird die Zeitkonstante bestimmt, die wiederum eine Funktion des thermischen Widerstands ist. Es wird auch eine analytische Näherungslösung für die Zeitkonstante ermittelt. Die Meßempfindlichkeit für den Oberflächenwiderstand wird von der Kapazität des Einzelrohrs bestimmt. Die Meßempfindlichkeit für den Kontaktwiderstand hängt von der Kapazität der äußeren Wand des Doppelrohrs ab. Die wärmeleitenden Materialien erhöhen den Schwellwert für die Messung. Die Zuverlässigkeit der Meßanlage wird anhand eines Vergleichs von gemessenen konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten mit nach bekannten Korrelationsgleichungen berechneten Werten überprüft.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО И КОНТАКТНОГО ТЕПЛОВЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ПОСТОЯННОЙ ВРЕМЕНИ

Аннотация—Разработан метод определения контактного теплового сопротивления на границе раздела тонкой двояной металлической трубы (толщина = 1–2 мм, диаметр границы раздела = 12–13 мм), а также поверхностного теплового сопротивления в обычной трубе. Метод основан на измерении нестационарного временного отклика образца на температурный скачок, вызванный течением воды. Экспоненциальный рост температуры на стенке позволяет определить фундаментальную постоянную времени, зависящую от теплового сопротивления. Получено также приближенное аналитическое выражение для постоянной времени. Чувствительность измерения поверхностного сопротивления совпадает с данными, полученными для обычной трубы. Чувствительность контактного теплового сопротивления стремится к величине для внешней стенки двойной трубы. Использование проводящих материалов повышает порог чувствительности. Надежность экспериментальной установки проверяется посредством сравнения измеренных характеристик с классическими соотношениями. С использованием предложенного метода можно также восстановить поведение контактного теплового сопротивления на плоской стенке.