

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DISTRIBUTION DES TEMPERATURES DANS LE FILM VISQUEUX, AUX GRANDS NOMBRES DE PRANDTL

KLAUS JANBERG, ING.

Laboratoire de Mécanique Expérimentale des Fluides, Faculté des Sciences, 91 Orsay, France

(Reçu le 12 décembre 1969)

NOMENCLATURE

- a , diffusivité thermique, $= \lambda/\rho \cdot c$;
 c , capacité calorifique à pression constante;
 q_p , densité de flux de chaleur à la paroi;
 T , température;
 u , vitesse;
 u^+ , vitesse adimensionnelle, $= u/u_*$;
 u_* , vitesse de frottement, $= \sqrt{(\tau_p/\rho_f)}$;
 y , distance à la paroi;
 y^+ , distance adimensionnelle à la paroi, $= yu_*/\nu$;
 Pr , nombre de Prandtl, $= \nu/a$;
 Re , nombre de Reynolds, $= u_m D_H/\nu_m$;
 θ^+ , température adimensionnelle;
 θ , température de frottement, $= q_p/\rho c u_*$;
 λ , conductibilité thermique;
 ρ , masse volumique;
 ν , viscosité cinématique;
 τ , contrainte de cisaillement.

Indices

- p , valeur prise à la température de paroi;
 m , valeur moyennée à travers la section de mesure.

COMME installation d'essai, nous avons utilisé celle déjà décrite par Neumann [1] et sur laquelle nous n'avons effectué que de légères modifications.

Il s'agit d'un circuit fermé rempli d'huile, permettant de couvrir le domaine des nombres de Prandtl entre 60 et 200 environ, selon l'huile utilisée et la température moyenne de l'écoulement. Une pompe de 27 CV assure le transvasement du contenu du circuit; un by-pass et deux vannes permettent le réglage du débit, de sorte qu'il est possible d'atteindre des nombres de Reynolds allant jusqu'à $1,1 \cdot 10^5$. La veine de mesure est de section rectangulaire, de rapport 10/1.

La longueur d'établissement du régime dynamique est de $33,5 D_H$ et elle est suivie d'une partie de $13,2 D_H$, chauffée, côté bas, à l'aide d'un courant électrique. Toutes les publications parues jusqu'ici et portant sur la longueur d'établissement thermique aux grands nombres de Prandtl, permettent de supposer que le régime se trouve établi à la hauteur de la veine de mesure.

* Nous tenons ici à remercier Duval de son travail très soigneux.

Ceci a d'ailleurs été vérifié par Neumann [1], qui étudiait le transfert thermique global ainsi que la distribution des températures dans la zone semi-logarithmique. Un schéma global de l'installation est donné dans la Fig. 1.

A cause des dimensions du canal rectangulaire (600 mm \times 60 mm), il est possible d'obtenir des mesures pour des valeurs très faibles de la distance adimensionnelle à la paroi. Par exemple, pour une valeur de u_* de l'ordre de 0,25 m/s, une viscosité cinématique d'environ 10^{-5} m²/s et une sonde thermique de 0,05 mm d'épaisseur on obtient, pour y^+ , une valeur de l'ordre de 0,6.

Ainsi on est assuré d'explorer à l'intérieur du film visqueux, pourvu qu'on parvienne à fabriquer des sondes suffisamment fines. Or, nous avons réussi au Laboratoire de Mécanique Expérimentale des Fluides* à fabriquer des sondes de 0,1 à 0,035 mm d'épaisseur.

Le procédé utilisé est le suivant: on effectue d'abord la soudure chaude en forme de petite bille qu'on aplatit progressivement à chaud et en recuisant après chaque usinage. Le travail est contrôlé à l'aide d'un microscope et l'on s'assure ainsi que toute la soudure chaude a la même épaisseur. Pour garantir la stabilité de la soudure et pour isoler les fils Chromel-Alumel, nous les avons couvert d'une colle spéciale, l'Elaston.

Enfin, un support a été construit avec un rattrapage de jeu très efficace, et cela afin que l'on ait un point de contact à la paroi bien reproductible. Le jeu était inférieur à 0,02 mm sur une course de 50 mm. Le contrôle était effectué à l'aide de cales et d'un circuit électrique, et de plus sous microscope. Le même contrôle a été effectué ensuite en plaçant, devant le thermocouple, une buse d'air comprimé; nous n'avons pas pu constater de modification dans la position de la sonde, ce qui nous assure de sa bonne stabilité dans le canal.

Après sa fabrication, chaque thermocouple a été étalonné très soigneusement, et la courbe obtenue a été vérifiée après chaque série d'essais, lors du contrôle de positionnement de la sonde.

LES MESURES

La température de la plaque plane T_p à la hauteur de la section de mesure est déterminée à l'aide d'une douzaine de thermocouples Cr-Al noyés dans la paroi.

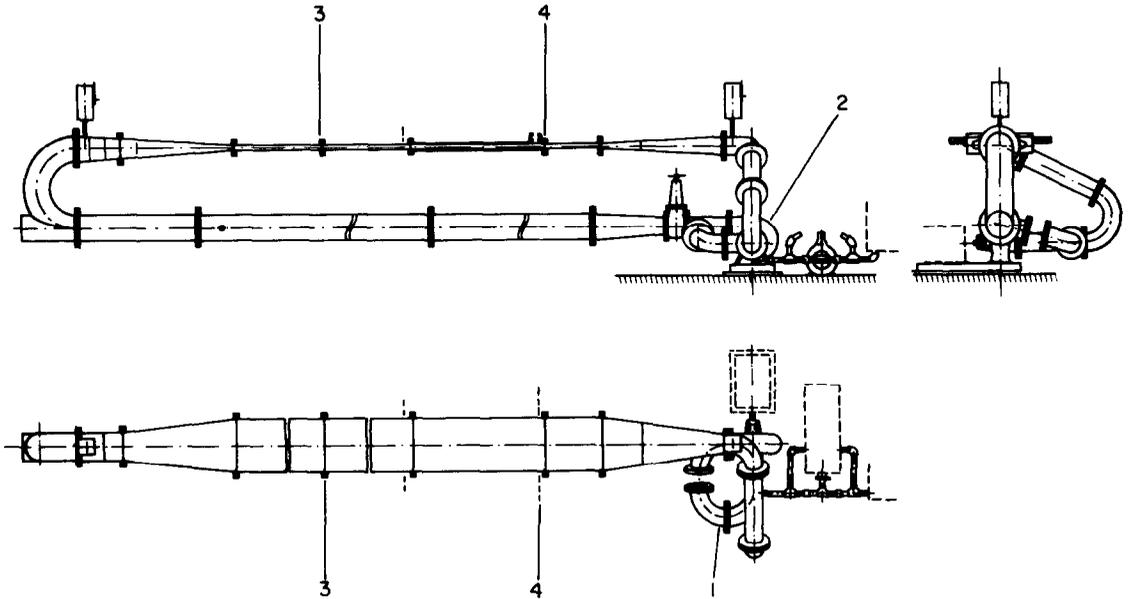


FIG. 1. Schéma de l'installation.

1. Bypass.
2. Pompe.
3. Canal rectangulaire.
4. Section de mesure.

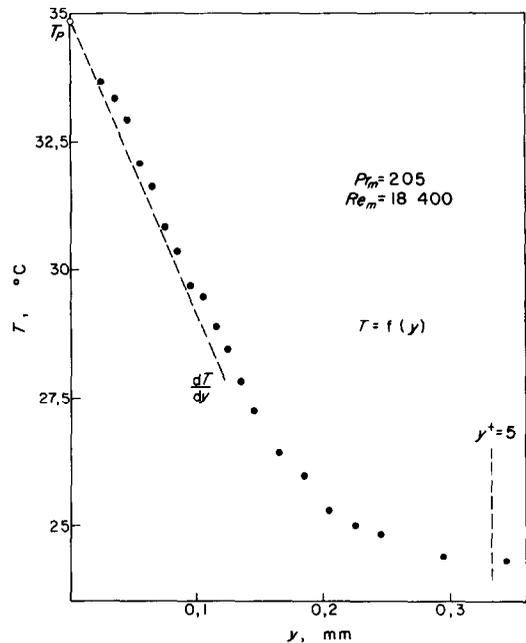
La densité de flux pariétal q_p est mesuré en utilisant des voltmètres et des ampèremètres de très bonne qualité. A partir de q_p , on peut calculer la pente de la distribution des températures dans le film visqueux, elle doit être tangente aux valeurs expérimentales obtenues à l'aide de la sonde mobile,

$$\left(\frac{dT}{dy}\right)_p = -\frac{q_p}{\lambda_p}$$

On possède ainsi un excellent moyen de recouplement. Un exemple des résultats obtenus est donné dans la Fig. 2 et l'on voit bien que les températures mesurées dans la zone immédiatement adjacente à la paroi convergent très bien vers la température de paroi T_p , mesurée indépendamment et que le flux mesuré nous fournit d'autre part assez bien la pente théorique. La Fig. 3 montre ces résultats dans la représentation adimensionnelle utilisée le plus fréquemment, donc $\theta^+ = f(y^+)$.

Notons encore que y^+ est formé avec la viscosité à la paroi ν_x et non celle de la température moyenne de mélange.

La Fig. 4 présente des mesures analogues mais dans la représentation $\theta^+ = f(y^+ \cdot Pr)$ et l'on voit aussi comme sur la Fig. 3—que la distribution des températures diverge nettement de la distribution linéaire et ceci déjà pour des

FIG. 2. La répartition des températures dans la zone près de la paroi. $Re = 18\,400$, $Pr = 205$.

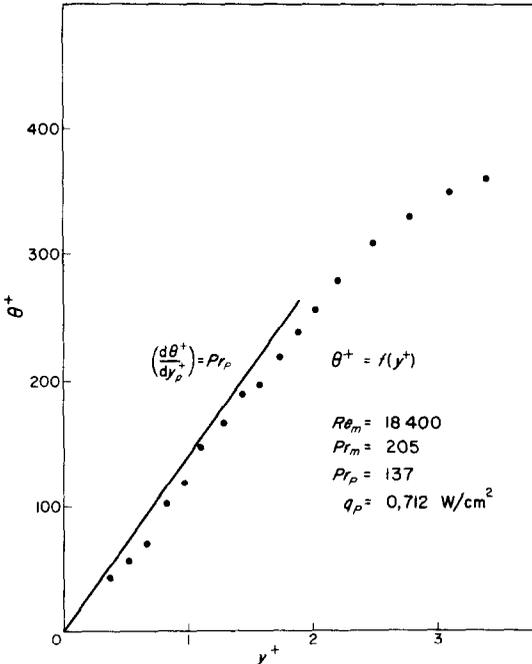


FIG. 3. Représentation adimensionnelle de la répartition des températures dans la zone près de la paroi. Ici y^+ est formé avec la viscosité cinématique à la température de paroi et l'on voit bien que la pente de la distribution des températures correspond à la valeur du nombre de Prandtl à la paroi.

valeurs de y^+ de l'ordre de 2. Tous nos résultats expérimentaux confirment que la pente à l'origine du profil des températures est proportionnelle au nombre de Pr , donc

$$\left(\frac{d\theta^+}{dy^+}\right)_p = Pr_p$$

Dans la littérature nous trouvons souvent les équations qui décrivent le transfert de quantité de mouvement et celui d'énergie en écoulement turbulent :

$$\frac{\tau}{\tau_p} = \left(1 + \frac{\varepsilon_M}{\nu}\right) \frac{du^+}{dy^+}$$

$$\frac{q}{q_p} = \left(\frac{a}{\nu} + \frac{\varepsilon_H}{\nu}\right) \frac{d\theta^+}{dy^+}$$

où ε_M et ε_H sont les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'énergie respectivement.

Certains auteurs ont tenté de calculer les distributions de vitesses et de températures en faisant des hypothèses sur les expressions de ε_M et de ε_H . L'utilité de ces procédés est limitée, car les résultats ainsi obtenus ne correspondent aux expériences que pour un faible domaine des nombres de Pr .

Uniquement à titre de comparaison nous avons utilisé les expressions données par Reichardt [2] et Bocquillon [3] pour les diffusivités turbulentes et nous en avons déduit les

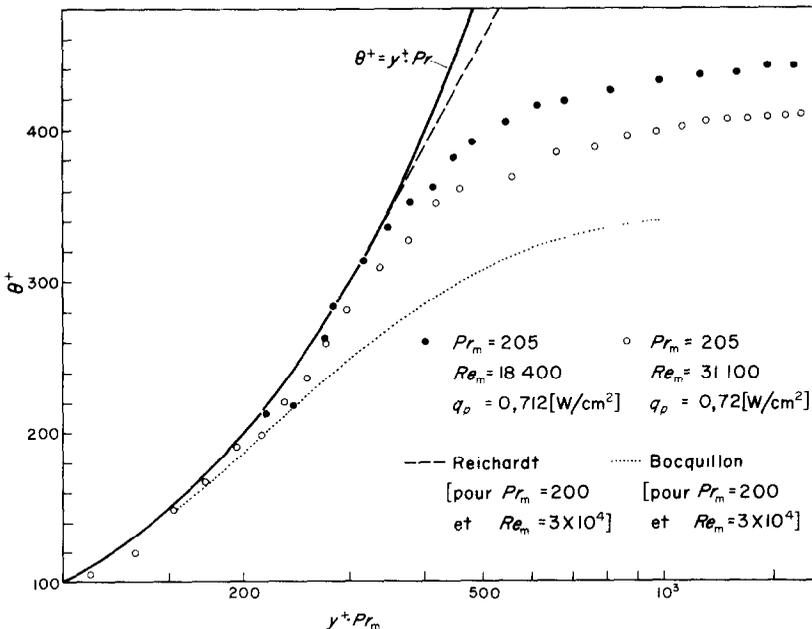


FIG. 4. Les distributions des températures à deux valeurs différentes du nombre de Reynolds et les distributions théoriques calculées à l'aide des relations données par Reichardt et Bocquillon.

répartitions de températures dans la sous-couche visqueuse; les relations présentées par ces auteurs sont les suivantes :

$$\text{Reichardt: } \varepsilon_M = \varepsilon_H; \frac{\varepsilon_M}{\nu} = 3.10^{-5} y^{+5} \text{ pour } y^+ < 5$$

$$\text{Bocquillon: } \varepsilon_M = \varepsilon_H; \frac{\varepsilon_M}{\nu} = 1,6.10^{-3} y^{+3} \text{ pour } y^+ < 10.$$

Les courbes ainsi obtenues sont tracées sur la Fig. 4 avec nos résultats expérimentaux et l'on voit très bien que ces expressions théoriques ne permettent pas de représenter la réalité physique avec une précision suffisante. Dans le cas de Reichardt les calculs ultérieurs ont ainsi nécessairement sous-estimé les coefficients de transfert aux grands nombres de Prandtl. Et c'est justement pour $Pr \gg 1$ que l'influence de ce nombre devient prépondérante étant donné que la couche-limite thermique est essentiellement immergée dans la sous-couche visqueuse. Ainsi une erreur sur la valeur de

la diffusivité turbulente gagne de l'importance quand le nombre de Prandtl est grand. Cette erreur n'aura pas les mêmes conséquences quant aux calculs des coefficients de transfert thermique, s'il s'agit des métaux liquides, car la conductibilité thermique est beaucoup plus élevée et une erreur sur la valeur de la diffusivité thermique turbulente ne se fera que très peu remarquer.

RÉFÉRENCES

1. J. C. NEUMANN, Etude du transfert thermique aux grands nombres de Prandtl, Thèse, Fac. des Sciences de Paris (Nov. 1967).
2. H. REICHARDT, Die Wärmeübertragung in turbulenten Reibungsschichten. *Z.A.M.M.* **20**, Heft 6, 297 (1940).
3. C. BOCQUILLON; Sur les propriétés mécaniques et thermiques des écoulements turbulents au voisinage des parois chauffées. *La Houille Blanche*, No. 3, 389-395 (1964).

Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 13, pp. 1237-1240. Pergamon Press 1970. Printed in Great Britain

ENERGY TRANSFER MECHANISMS IN TRANSITION POOL BOILING

TADAO AOKI† and JAMES R. WELTY‡

Department of Mechanical Engineering, University of Oregon, Corvallis, Oregon, U.S.A.

(Received 16 July 1969 and in revised form 4 December 1969)

NOMENCLATURE

f_c	liquid-solid contact frequency;
k	thermal conductivity;
q_c	heat flux based on quenching model;
q_B	total boiling heat flux;
Q_c	heat flux to the liquid per contact;
t_c	contact time during which surface temperature drops;
ΔT_c	surface temperature drop by quenching;
ΔT_b	surface temperature difference; surface temperature minus saturated temperature of liquid;
α	thermal diffusivity.

Subscripts

l	liquid;
s	solid.

INTRODUCTION

IN THE regime of transition boiling the anomalous condition exists wherein an increase in temperature difference between

a hot surface and an adjacent saturated liquid results in a decrease in heat transfer. Experimental work of Berenson [1], confirmed by others [2-4] supports the existence of solid-liquid contact during transition boiling. Berenson concluded that unstable film boiling and unstable nucleate boiling occur alternately at a given location on the boiling surface and that the variation in heat flux with temperature is associated with different fractions of time each boiling regime exists. Bankoff and Mehra [5] proposed a quenching theory for transition boiling assuming that substantially all of the heat transfer occurs by periodic quenching of the solid surface when directly contacted by the liquid. During the short time of liquid-solid contact, assuming a linear flow of heat in an infinite composite solid, the expression for heat flux to the liquid per contact is

$$Q_c = 2k_l \Delta T_{cl} \left(\frac{t_c}{\pi \alpha_l} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

where

$$\Delta T_{cl} = \left[1 + \frac{k_l}{k_s} \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_l} \right) \right]^{-1} \Delta T_c \quad (2)$$

Introduction of the mean contact frequency, f_c , yields for the total heat flux

$$q_B = f_c Q_c \quad (3)$$

† Graduate student.

‡ Professor, Department of Mechanical Engineering, Oregon State University, Corvallis, Oregon, U.S.A.