

Convection laminaire ou turbulente de fluides thermodépendants. Cas de l'écoulement en canal de section rectangulaire

P. SOURLIER,† R. DEVIENNE et M. LÉBOUCHE

LEMMA CNRS URA 875, Université Nancy I, 24-30, rue Lionnois, BP 3069, 54013 Nancy Cedex, France

(Reçu le 10 janvier 1990 et sous forme finale le 21 avril 1990)

Résumé—On étudie expérimentalement l'écoulement et le transfert de chaleur dans un canal de section rectangulaire lisse (rapport d'aspect épaisseur/largeur = 1/20) pour deux fluides modèles : d'une part des sirops de glucose, newtoniens et fortement thermodépendants et d'autre part des solutions de carboxyméthylcellulose rhéofluidifiantes et également thermodépendantes. En régime laminaire, la thermodépendance des produits se manifeste par une forte interaction entre les champs dynamique et thermique, induisant un accroissement du transfert de chaleur, à rapprocher de celui du gradient pariétal de vitesse. Des lois d'échange ont été établies, prenant en compte la densité de flux de chaleur imposée ainsi que la thermodépendance du fluide. En régime turbulent, l'incidence de la thermodépendance sur le champ des vitesses est très affaiblie et une loi de transfert de chaleur du type Chilton-Colburn ou Clapp est acceptable.

1. INTRODUCTION

LE DÉVELOPPEMENT industriel des échangeurs de chaleur à plaques est considérable notamment dans le domaine agroalimentaire où les fluides sont très visqueux, souvent non newtoniens et pour lesquels les propriétés physiques, notamment la viscosité, sont thermodépendantes.

Une prédiction réaliste du transfert thermique au sein de ces fluides complexes exige la connaissance préalable de leurs propriétés thermophysiques et en particulier de la loi de comportement $\tau = f(\dot{\gamma}, T)$. En effet, celle-ci joue un rôle important puisque les caractéristiques des écoulements et donc les phénomènes de transfert (de chaleur ou de masse) qui y sont associés, en dépendent beaucoup.

Dans notre étude, nous nous trouvons dans une situation commune à beaucoup de problèmes industriels où le couplage des phénomènes dynamiques et thermiques est un aspect essentiel et où il s'agit de prendre en compte les propriétés thermorhéologiques des produits traités.

Afin de comprendre les mécanismes de base, nous avons retenu l'écoulement dans un canal de section rectangulaire lisse et nous présentons des résultats expérimentaux relatifs aux écoulements laminaire et turbulent d'un fluide newtonien visqueux : le sirop de glucose et d'un fluide non newtonien, également visqueux, ayant un caractère pseudoplastique marqué : la carboxyméthylcellulose, dite CMC.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET FLUIDES UTILISES

Un schéma de la boucle d'essai est présenté sur la Fig. 1.

Il s'agit d'un circuit fermé dans lequel le fluide est mis en mouvement par l'intermédiaire d'une pompe volumétrique à vitesse variable. Un échangeur de chaleur permet de maintenir une température constante à l'entrée de la zone chauffée.

La veine de mesure proprement dite est constituée de trois tronçons identiques en laiton, de section rectangulaire (0,2 × 0,01 m) et de longueur $L = 0,408$ m, portant sur leur face externe un bobinage résistif. La paroi est ainsi chauffée à densité de flux constante connue. Pour éviter les fuites thermiques vers l'extérieur, l'ensemble est calorifugé par une couche d'air et une enveloppe épaisse en PMM. Des thermocouples placés en paroi le long de l'écoulement nous renseignent sur l'évolution de la température de cette paroi, ce qui permet d'accéder au coefficient de transfert de chaleur local. D'autre, l'installation autorise la mise en oeuvre de la vélocimétrie Laser à effet Doppler pour les mesures locales de la vitesse en amont et en aval de la zone de mesure. Le débit exact du fluide est déterminé par un débitmètre électromagnétique.

Concernant les fluides de travail, nous nous sommes limités à deux fluides modèles qui, d'un point de vue rhéologique, se rapprochent des produits agroalimentaires usuels. Ce sont d'une part une solution de carboxyméthylcellulose et d'autre part une solution de sirop de glucose.

Le premier fluide cité est non newtonien, pseudo-plastique, tandis que le second est newtonien. Tous

† Présente adresse: C.R. Pont-à-Mousson, BP 28, 54503 Pont-à-Mousson Cedex, France.

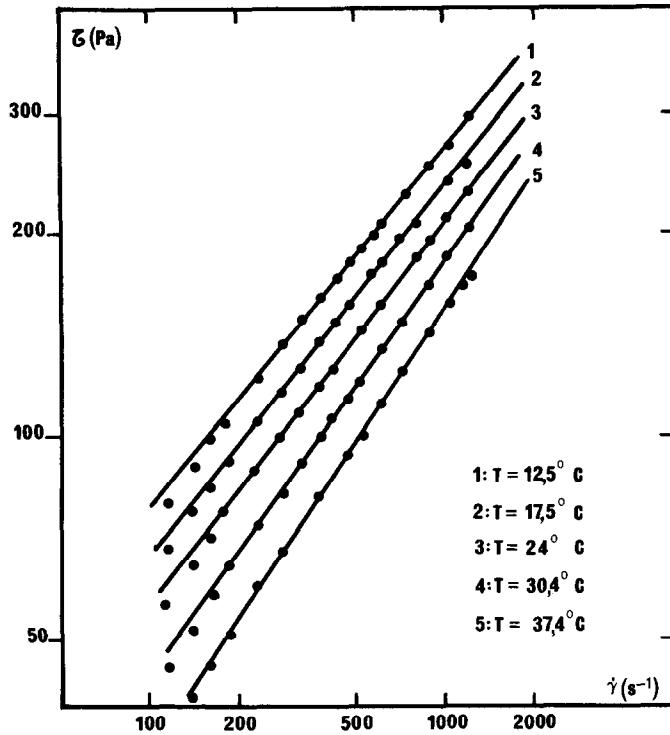


FIG. 2. Rhéogrammes d'une solution de carboxyméthylcellulose à 3% en masse pour plusieurs températures (coordonnées log-log).

$$K = 14,12e^{-0,054T} \quad \text{et} \quad n = 0,48e^{0,0082T}$$

$$Re' = \frac{\rho U_d^{2-n} D_h^n}{K(f(n))^n \cdot A^{n-1}}$$

K est fortement thermodépendant, à l'inverse de n .

Pour le solution de sirop de glucose, newtonienne, la thermodépendance de la viscosité μ se met également sous la forme :

$$\mu = a'' e^{-bT}$$

Pour la solution utilisée, à 64,4% de matière sèche

$$\mu = 0,65e^{0,057T}$$

où $f(n)$ est déterminée à partir de la connaissance des profils de vitesse établis dans le canal ; c'est en fait le rapport des gradients pariétaux de vitesse pour les fluides non newtonien (N.N) et newtonien (N) s'écoulant dans les mêmes conditions :

$$f(n) = \frac{\dot{\gamma}_p(N.N)}{\dot{\gamma}_p(N)}$$

Le rapport d'aspect de notre canal étant faible ($=0,05$), nous avons choisi la définition se rapportant au cas des plaques planes parallèles semi-infinies :

$$f(n) = \frac{2n+1}{3n}$$

La constante A est définie de façon à ce que, pour l'écoulement isotherme et laminaire d'un fluide newtonien dans la même géométrie, on retrouve la loi classique :

$$\frac{f}{2} = \frac{A}{Re}$$

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX. DISCUSSION

3.1. Evolution du coefficient de frottement. Détermination d'un nombre de Reynolds généralisé

Si, pour les fluides newtoniens, la définition du nombre de Reynolds Re ne pose pas de difficulté en revanche, pour les fluides pseudoplastiques, la sensibilité de la viscosité apparente à la vitesse de cisaillement nécessite une autre définition du nombre de Reynolds. Nous avons utilisé celle préconisée par Metzner et Reed [1] issue de la définition du facteur de frottement ; elle permet d'obtenir en régime laminaire, une courbe de frottement unique, que le fluide soit newtonien ou pseudoplastique et ce, quel que soit l'indice de structure n . La forme générale de ce nombre de Reynolds généralisé Re' est donnée par la relation suivante :

Nous avons suivi expérimentalement l'évolution du coefficient de frottement pour le sirop de glucose. Les résultats sont présentés sur la Fig. 3, où sont également reportés les résultats obtenus avec la CMC

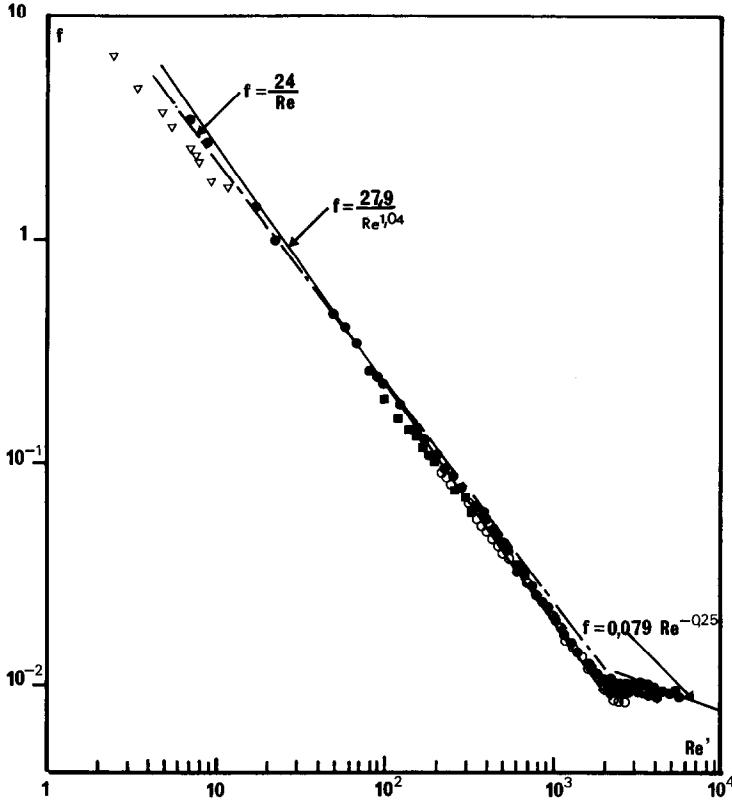


FIG. 3. Evolution du coefficient de frottement f en fonction du nombre de Reynolds generalise de Metzner et Reed Re' . ●, glucose; ▽, CMC, $n = 0,7$; ■, CMC, $n = 0,8$; ○, CMC, $n = 0,97$; ⊕, CMC, $n = 0,99$.

pour différentes valeurs de l'indice de structure n , après calcul de la constante A .

Les résultats obtenus avec le sirop de glucose nous permettent de distinguer les trois régimes d'écoulement :

- jusqu'à $Re = 2000$, le régime est laminaire,
- entre $Re \approx 2000$ et ≈ 3000 , le régime est transitoire,
- au delà de $Re = 3000$, l'écoulement est turbulent.

Pour le régime laminaire, la meilleure corrélation au sens des moindres carrés est :

$$f = 27,9/Re^{1,04}.$$

Pour le régime turbulent, l'évolution du coefficient de frottement est très bien corrélée par relation de Blasius :

$$f = 0,079 Re^{-0,25}.$$

La comparaison entre les résultats relatifs aux deux fluides montre que l'utilisation du nombre de Reynolds généralisé proposée par Metzner et Reed [1] ne convient pas aux faibles nombres de Reynolds, pour lesquels nous avons montré que les profils de vitesse ne sont pas établis le long de l'écoulement [2]. Ce résultat surprenant est probablement dû à l'existence

de recirculations dans les angles du canal, ce qui expliquerait le décalage entre le coefficient de frottement mesuré et celui obtenu par la corrélation établie avec le produit newtonien. Dans cette hypothèse,

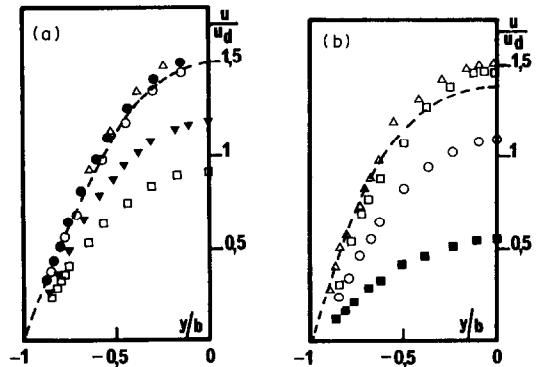
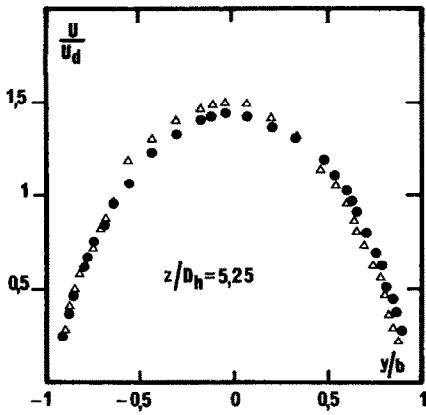
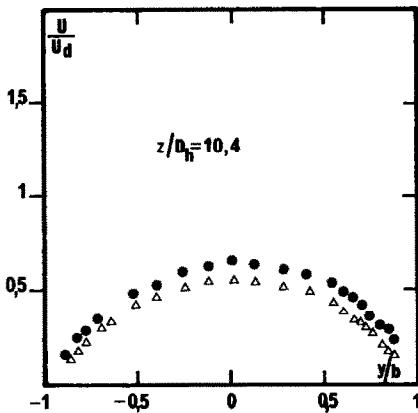


FIG. 4. Profils réduits de vitesse en circulation isotherme, pour $x/D_h = 66$, et différentes valeurs de la coordonnée transversale z/D_h . $Re = 40$. (a) Cas du sirop de glucose: Δ , $z/D_h = 7,98$; ●, $z/D_h = 8,77$; ○, $z/D_h = 9,98$; ▽, $z/D_h = 10,15$; □, $z/D_h = 10,4$; ----, profil théorique entre plaques planes parallèles semi-infinies. (b) Cas de la CMC à 3% en masse ($n = 0,58$): Δ , $z/D_h = 5,25$; □, $z/D_h = 8,77$; ○, $z/D_h = 10,24$; ■, $z/D_h = 10,4$; ----, profil théorique entre plaques planes parallèles semi-infinies ($n = 0,58$).



a



b

FIG. 5. Effet d'un gradient transversal de température sur le profil des vitesses pour le CMC à 3% en masse. $Re' = 13$. Δ , écoulement isotherme; \bullet , $\phi_p = 3900 \text{ W m}^{-2}$. (a) $z/D_h = 5,25$; (b) $z/D_h = 10,4$.

le choix de notre nombre de Reynolds généralisé n'est plus remis en cause.

Lorsqu'on augmente la vitesse d'écoulement, ce phénomène disparaît et au delà de $Re' = 200$, les points obtenus avec la CMC et le glucose coïncident.

On remarquera sur la Fig. 3 l'influence de l'indice de structure n sur le changement de régime; l'apparition du régime transitoire est retardée lorsque n diminue. Ce résultat est tout à fait logique.

3.2. Résultats relatifs au régime laminaire

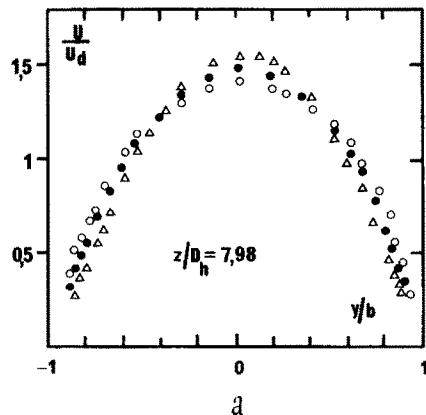
3.2.1. Structure du champ dynamique en écoulement isotherme.

Le régime dynamique est établi en amont de la veine d'expérience. On note, par rapport aux lois classiques théoriques donnant l'évolution du profil de vitesse pour un fluide newtonien ou pseudoplastique, pour un écoulement entre deux plaques planes semi-infinies, un déficit de vitesse dans la zone proche des parois latérales, déficit qui est compensé par une augmentation de la vitesse dans la zone centrale du canal

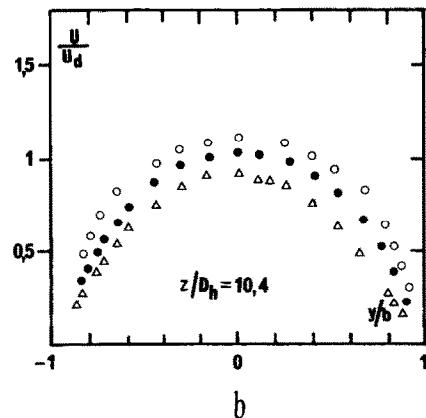
(Fig. 4). Il s'agit là d'un effet d'extrémités: ralentissement près petites parois. En revanche, nous avons vérifié, pour la solution newtonienne, que les profils de vitesse obtenus à différentes abscisses transversales z/D_h , sont en accord avec les profils théoriques calculés pour un canal rectangulaire présentant le même rapport d'aspect que le nôtre [3]. Toutefois, l'écoulement au sein de notre canal peut être assimilé à l'écoulement entre deux plaques planes semi-infinies dans la mesure où l'influence des parois latérales ne se fait sentir que sur environ 13% de la largeur du canal. Au delà, les profils de vitesse n'évoluent plus en fonction de la coordonnée réduite z/D_h et l'écart entre la vitesse maximale calculée pour l'écoulement entre plaques semi-infinies et celle mesurée n'excède jamais 4%.

3.2.2. Aspects dynamique et thermique du chauffage pariétal

3.2.2.1. Déformation des profils de vitesse. Sous l'action du champ thermique imposé, les profils de vitesse réduite en aval de la zone de chauffage sont déformés par rapport au cas isotherme: il y a réor-



a



b

FIG. 6. Effet d'un gradient transversal de température sur le profil des vitesses; sirop de glucose à 64,4% de matière sèche. $Re' = 40$. Δ , cas isotherme; \bullet , $\phi_p = 3500 \text{ W m}^{-2}$; \circ , $\phi_p = 8200 \text{ W m}^{-2}$. (a) $z/D_h = 7,98$; (b) $z/D_h = 10,4$.

ganisation de l'écoulement, qui s'effectue de façon similaire pour les deux fluides et se traduit par un transfert de masse du coeur de l'écoulement vers la périphérie, dans les deux directions yy' et zz' (Figs. 5 et 6) :

Dans la région centrale du canal, on note une augmentation sensible de la vitesse dans la zone pariétale, là où le gradient thermique induit de fortes diminutions de la consistance du produit. En revanche, au coeur de l'écoulement, la vitesse diminue (conservation du débit).

Dans la région proche des parois latérales, il y a une augmentation de la vitesse dans tout le domaine y/b . Dans cette zone, des couches limites thermiques se développent sur les faces supérieure et inférieure du canal mais également sur les faces latérales du canal, qui sont chauffées ; c'est cette dernière couche limite qui impose la diminution de consistance donc l'accroissement de vitesse en tout point.

L'interaction entre les champs dynamique et thermique, d'autant plus forte que le comportement rhéologique du produit est sensible à la température, est accentuée lorsque le nombre de Reynolds est faible et la densité de puissance de chauffage grande. Elle se traduit par une réorganisation complète de l'écoulement bien que les gradients thermiques soient limités au voisinage de la paroi d'échange. La réorganisation de l'écoulement, provoquée par la thermodépendance du fluide, induit une diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique [2] à nombres de Reynolds ou à densités de flux de chaleur crois-

sants, ce qui laisse présager une amélioration du transfert de chaleur par rapport à un fluide non thermodépendant.

3.2.2.2. *Influence du chauffage sur la perte de charge.* La perte de charge mesurée entre l'amont et l'aval de la zone chauffée diminue en présence de chauffage, puisque la résistance à l'écoulement chute lorsque la consistance du produit diminue (diminution de la contrainte de frottement à la paroi).

Nous avons essayé de prévoir la perte de charge lorsqu'un gradient thermique était imposé à la solution de carboxyméthylcellulose. Pour plusieurs expériences, nous avons relevé l'évolution de la température de paroi le long de l'écoulement. Il nous a alors été possible de calculer une évolution de la température du film. En découpant la veine expérimentale en tronçons suffisamment petits pour y considérer comme constante cette température du film et en utilisant la loi de frottement isotherme à cette température, il est possible de calculer la perte de charge associée à chaque tronçon. En cumulant les pertes de charge le long de l'écoulement entre les deux prises de pression situées juste en amont et en aval de la section de chauffage et en comparant le résultat final à la valeur mesurée, on s'aperçoit que les deux grandeurs ne diffèrent jamais de plus de 5%. Il apparaît ainsi que la perte de charge associée à l'écoulement non isotherme peut être déterminée par intégration de la loi de frottement isotherme, mais en tenant compte des variations du nombre de Reynolds avec la température du film. La Fig. 7 permet de mesurer l'importance du phénomène. Quant à l'influence d'un nombre de

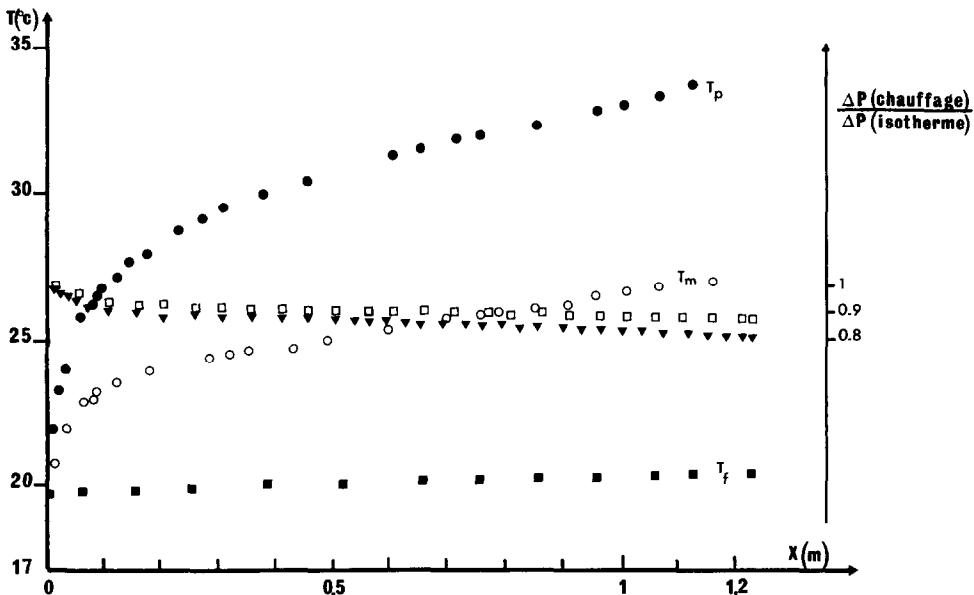


FIG. 7. Evolution des températures le long du canal chauffé ; CMC à 1% en masse. $Re' = 480$, $\phi_p = 9540$ $W m^{-2}$. ●, température de paroi, T_p ; ■, température de mélange, T_m ; ○, température du film, T_f . Valeurs correspondantes, calculées, de la perte de charge réduite ; CMC à 1% en masse. ▼, locale ; □, cumulée.

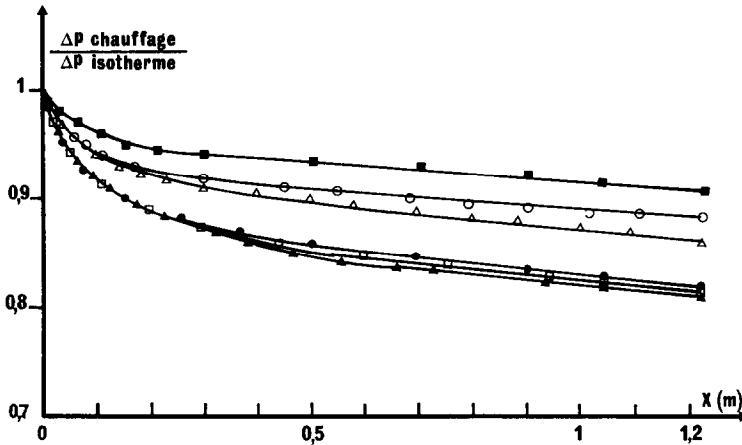


FIG. 8. Evolution de la perte de charge cumulée le long du canal en situation de chauffage, pour plusieurs expériences CMC à 1% en masse. □, $Re' = 180$, $\phi_p = 8840 \text{ W m}^{-2}$; ■, $Re' = 300$, $\phi_p = 4260 \text{ W m}^{-2}$; ▲, $Re' = 300$, $\phi_p = 11760 \text{ W m}^{-2}$; △, $Re' = 480$, $\phi_p = 9540 \text{ W m}^{-2}$; ○, $Re' = 572$, $\phi_p = 8750 \text{ W m}^{-2}$; ●, $Re' = 600$, $\phi_p = 14850 \text{ W m}^{-2}$.

Reynolds ou d'une densité de flux de chaleur croissant, les résultats sont à rapprocher de ceux obtenus lors de l'étude de la déformation des profils de vitesse sous l'effet d'un gradient thermique (Fig. 8) : accroissement du gradient pariétal de vitesse mais diminution de la consistance pour des densités de flux de chaleur croissantes, d'où diminution de la contrainte pariétale de frottement. L'effet inverse se produit pour des nombres de Reynolds croissants. La diminution du temps de séjour du produit dans la veine entraîne une augmentation de la perte de charge à flux constant. Rappelons que, dans ces conditions où le réchauffage du fluide est moindre, la déformation du profil de vitesse réduite était également moindre [2].

Il apparaît au travers de ces résultats, que la connaissance des propriétés thermorhéologiques revêt une importance capitale et que la thermodépendance du produit est fondamentale, beaucoup plus que le caractère non newtonien. Néanmoins, il est certain que l'indice de structure n joue un rôle dans l'évaluation du transfert de chaleur, puisque l'allure des profils de vitesse en dépend. Rappelons que certains produits ont un indice de structure inférieur à 0,2.

3.2.2.3. Coefficient de transfert thermique dans la zone d'entrée. Etant données les grandes valeurs du nombre de Prandtl rencontrées, le régime thermique n'est jamais établi en régime laminaire et il est préférable de donner l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction d'un paramètre de position adimensionnel, le nombre de Cameron X^+ .

Afin de prendre en compte le caractère non newtonien d'une part et l'incidence du gradient transversal de température d'autre part, on introduit souvent des facteurs correctifs [4, 5]. Cependant, pour l'ensemble de nos résultats expérimentaux, il s'avère que l'emploi de ces facteurs correctifs n'est pas suffisant pour obtenir une relation précise entre Nu et X^+ [2].

Un examen attentif de la Fig. 9, où nous avons

regroupé cinq de nos expériences relatives au sirop de glucose, montre que le nombre de Nusselt peut prendre des valeurs différentes selon les conditions expérimentales. Pour une densité de flux de chaleur constante et une valeur donnée de X^+ , le nombre de Reynolds n'influence guère les variations du nombre de Nusselt au delà de $X^+ = 3 \times 10^{-4}$, ce qui n'est pas tout à fait le cas dans la zone des faibles valeurs de X^+ . En revanche, on notera l'importance de l'effet de la densité de flux de chaleur. Les points expérimentaux se regroupent par famille, chacune correspondant apparemment à une densité de flux de chaleur donnée.

Nous sommes ainsi conduits à introduire une gran-

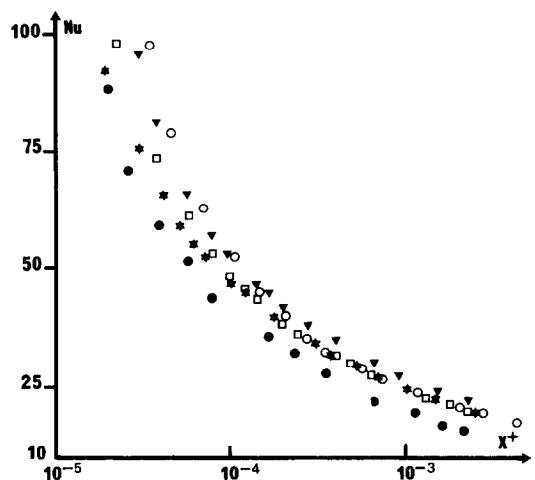


FIG. 9. Evolution du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Cameron pour diverses conditions de chauffage. Effet de la thermodépendance. Solution de sirop de glucose à 64,4% de matière sèche (coordonnées semi-logarithmiques). ○, $Re = 21,6$, $\phi_p = 8170 \text{ W m}^{-2}$; □, $Re = 37$, $\phi_p = 8112 \text{ W m}^{-2}$; ●, $Re = 38$, $\phi_p = 1750 \text{ W m}^{-2}$; ▼, $Re = 40$, $\phi_p = 11846 \text{ W m}^{-2}$; *, $Re = 75$, $\phi_p = 8228 \text{ W m}^{-2}$.

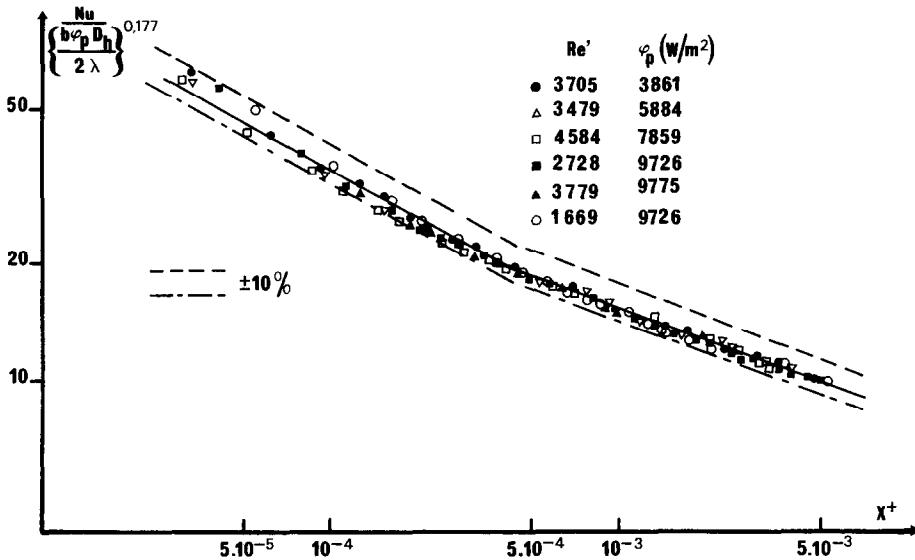


FIG. 10. Comparaison des résultats expérimentaux de transfert de chaleur avec la corrélation proposée. CMC à 3% en masse.

deur adimensionnelle supplémentaire où interviennent la densité de flux de chaleur et les variations des propriétés physiques du fluide avec la température. Ce groupement adimensionnel, proposé initialement par Joshi et Bergles [6] puis repris par Scirocco [7] et Nouar [8] est :

$$\frac{b\phi_p D_h}{2\lambda}$$

où *b* est la dérivée logarithmique de la consistance du fluide par rapport à la température.

Corrélations proposées. Nos résultats sont présentés Figs. 10 et 11 pour la CMC et le glucose. Pour chacun de ces deux fluides, nous proposons deux corrélations vérifiées à mieux que 10% près, valables chacune d'elles dans un domaine de valeurs de *X*⁺.

En ce qui concerne la CMC, le nombre de Nusselt est proportionnel à $(b\phi_p D_h/2\lambda)^{0,177}$. (Ce résultat avait déjà été proposé par [7, 8].)

$$Nu = 0,622 \left(\frac{b\phi_p D_h}{2\lambda} \right)^{0,177} (X^+)^{-0,43} \quad \text{pour } X^+ < 4 \times 10^{-4} \quad (1)$$

$$Nu = 2,6 \left(\frac{b\phi_p D_h}{2\lambda} \right)^{0,177} (X^+)^{-0,26} \quad \text{pour } X^+ > 4 \times 10^{-4} \quad (2)$$

Pour le glucose, l'exposant du groupement est 0,14 :

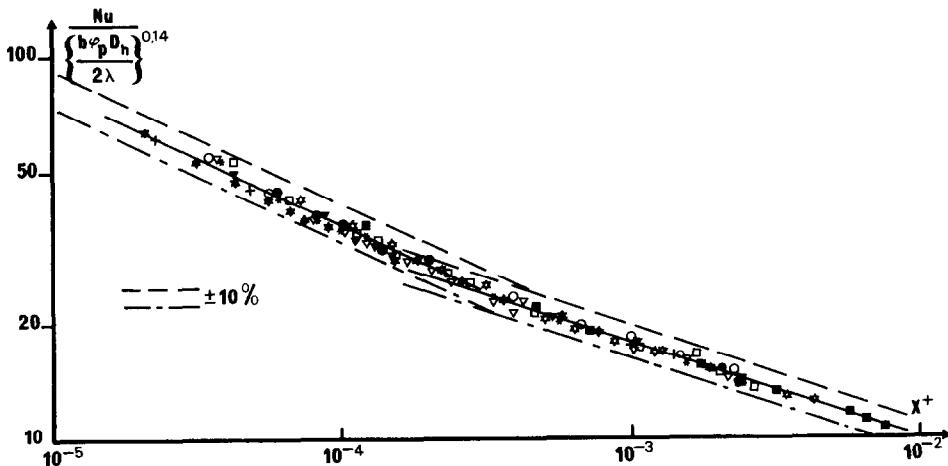


FIG. 11. Comparaison des résultats expérimentaux de transfert de chaleur avec la corrélation proposée. Sirop de glucose à 64,4% de matière sèche.

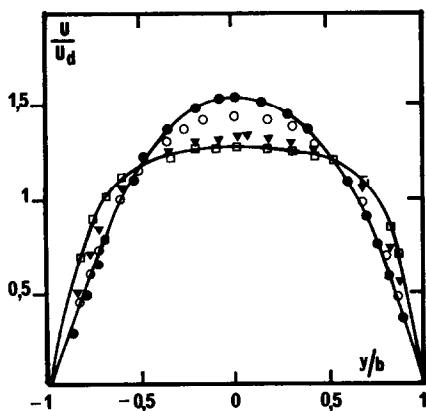


FIG. 12. Evolution des profils de vitesse lors du passage du régime laminaire au régime turbulent à l'amont de la veine chauffante; $x/D_h = 0$; $z/D_h = 2,52$. Ecoulement isotherme. CMC à 0,5% en masse. ●, $Re' = 1600$; ○, $Re' = 2313$; ▼, $Re' = 3217$; □, $Re' = 3865$.

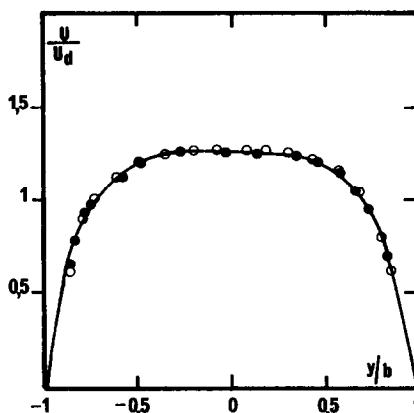


FIG. 13. Influence du chauffage pariétal sur le profil de vitesse à l'aval de la veine chauffante; $x/D_h = 66$; $z/D_h = 3,26$ (cas de la CMC à 0,5% en masse). ●, écoulement isotherme, $Re' = 3938$; ○, avec chauffage, $Re' = 3956$, $\phi_p = 9975 \text{ W m}^{-2}$.

$$Nu = 1,38 \left(\frac{b\phi_p D_h}{2\lambda} \right)^{0,14} (X^+)^{-0,354} \quad \text{pour } X^+ < 3 \times 10^{-4} \quad (3)$$

$$Nu = 2,99 \left(\frac{b\phi_p D_h}{2\lambda} \right)^{0,14} (X^+)^{-0,26} \quad \text{pour } X^+ > 3 \times 10^{-4} \quad (4)$$

L'ensemble des relations (1)–(4) a été établi pour des solutions très visqueuses (3% en masse pour la CMC et 64,4% de matière sèche pour le glucose).

Les relations (1) et (3) ne sont applicables qu'au tout début de la zone de chauffage, là où les effets du

gradient thermique se font le plus sentir. Toutefois, celles-ci ne se justifient que pour les solutions concentrées, les plus visqueuses, engendrant des nombres de Reynolds faibles et des effets d'entrée importants.

Pour des solutions moins concentrées, les relations (2) et (4) sont valables sur toute la longueur du canal [2].

3.3. Résultats relatifs au régime turbulent

Aspect dynamique. La Fig. 12 montre l'incidence marquée du changement de régime sur la distribution des vitesses.

Lors du passage au régime turbulent, l'aug-

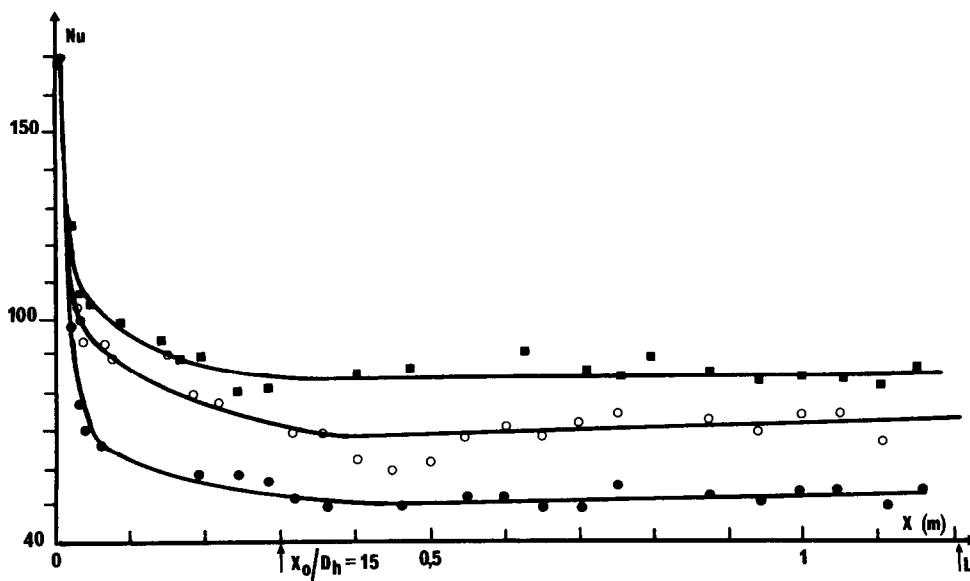


FIG. 14. Evolution du nombre de Nusselt local, en régime turbulent pour la solution de CMC à 0,5% en masse. ■, $Re' = 4873$, $\phi_p = 11\,817 \text{ W m}^{-2}$; ○, $Re' = 4187$, $\phi_p = 9775 \text{ W m}^{-2}$; ●, $Re' = 3130$, $\phi_p = 8024 \text{ W m}^{-2}$.

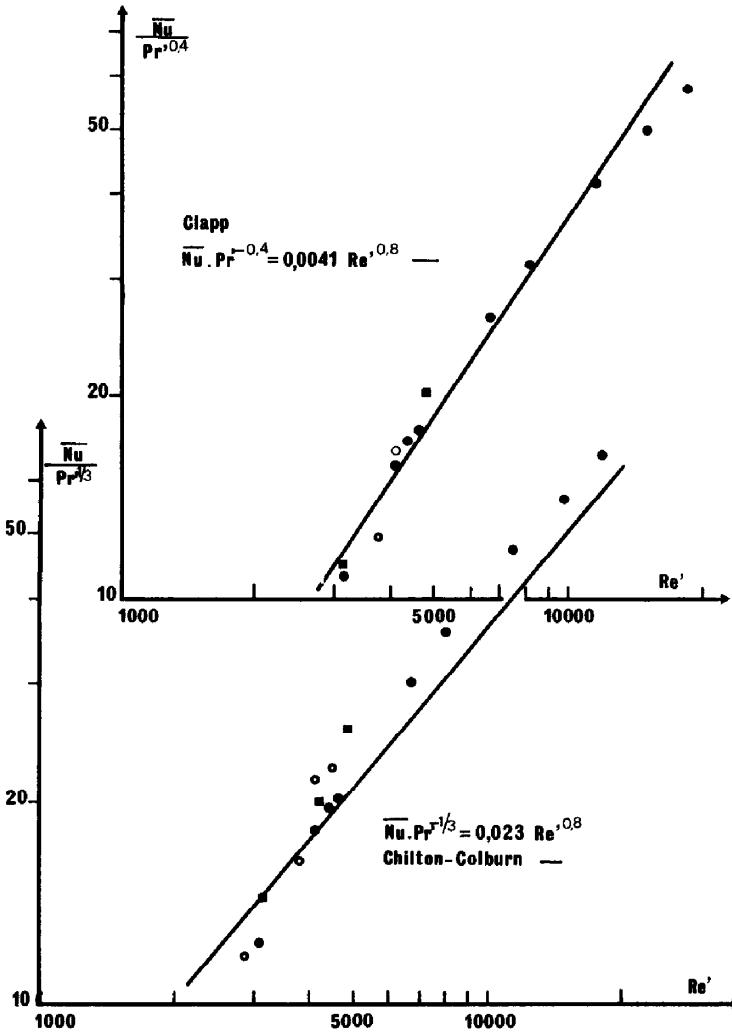


FIG. 15. Evolution des nombres de Nusselt moyens. Comparaison entre nos résultats expérimentaux et deux corrélations empiriques (Clapp et Chilton-Colburn). ■, CMC; ●, eau; ○, glucose.

mentation de la diffusivité turbulente s'accompagne d'un aplatissement de plus en plus marqué du profil de vitesse au coeur de l'écoulement et d'une augmentation du gradient pariétal de vitesse.

Il est à noter qu'il n'existe pratiquement plus de déformation du profil de vitesse en sortie de la zone chauffée par rapport à celui relevé en isotherme (voir Fig. 13). Le gradient de température reste néanmoins important mais il n'est plus mesurable dans l'état actuel de l'instrumentation, car il est localisé très près de la paroi.

Aspect thermique. Nous avons reporté Fig. 14, pour trois de nos expériences, les évolutions spatiales du nombre de Nusselt.

Nous remarquons qu'au delà d'une certaine abscisse: $X_0 = 15D_h$, le nombre de Nusselt n'est que très faiblement fonction de la position axiale; il est alors possible d'introduire un nombre de Nusselt moyen, abstraction faite de la zone d'entrée:

$$Nu = \frac{1}{L - X_0} \int_{X_0}^L Nu(x) dx$$

où L désigne la longueur totale de la section de chauffage. Les valeurs moyennes obtenues avec la CMC, le glucose et l'eau ont été comparées aux corrélations de Chilton-Colburn et de Clapp (voir Fig. 15). Un meilleur accord semble apparaître avec la corrélation de Clapp, les nombres adimensionnels de Reynolds et de Prandtl étant déterminés à la température du film T_p :

$$T_p = \frac{1}{4}((T_p + T_m)_{X_0} + (T_p + T_m)_L).$$

4. CONCLUSION

Cette étude expérimentale nous a permis d'effectuer des mesures simultanées de vitesse et de température pour l'écoulement de fluides très visqueux, newtonien et non newtonien, dans un canal de section rectangulaire. Les résultats obtenus montrent l'influence considérable du gradient thermique sur la distribution des vitesses en régime laminaire. Pour ce même régime, nous proposons deux corrélations du nombre de Nus-

selt valables chacune d'elle dans un domaine de X^+ , où apparait un groupement adimensionnel supplémentaire par rapport aux lois usuelles. Ce groupement prend en compte la densité de flux de chaleur ainsi que les variations de la consistance avec la température.

Pour le régime turbulent, les corrélations habituelles demeurent valables à condition d'utiliser les nombres de Reynolds et de Prandtl généralisés selon Metzner et Reed, évalués à la température de film.

BIBLIOGRAPHIE

1. A. B. Metzner and J. C. Reed, Flow of non-newtonian fluids correlation of the laminar, transition and turbulent flow regions, *A.I.Ch.E. Jl* **1**, 434 (1955).
2. P. Sourlier, Contribution à l'étude des propriétés convectives de fluides thermodépendants. Cas de l'écoulement en canal de section rectangulaire, Thèse de Docteur Ingénieur, Nancy I (1988).
3. N. M. Natarajan and S. M. Lakshmanan, Laminar flow in rectangular ducts. Prediction of velocity profiles and friction factors, *Indian J. Technol.* **10**, 435-438 (1972).
4. T. Mizushima, R. Ito, Y. Kuriwake and K. Yakikagowa, Boundary layer heat transfer in a circular tube to newtonian and non-newtonian fluids, *Kagaku Kogaku* **31**, 250 (1967).
5. T. Sieder, Heat transfer and pressure drops of liquids in tube, *Ind. Engng Chem.* **38**, 1429 (1936).
6. S. D. Joshi and A. E. Bergles, *Experimental Study of Laminar Heat Transfer*, Vol. 102, pp. 397-401 (1980).
7. V. Scirocco, Ecoulement et transfert de chaleur pour un fluide pseudoplastique dans la zone d'entrée d'un tube, *Int. J. Heat Mass Transfer* **28**, 91 (1985).
8. C. Nouar, Convection thermique pour un fluide rhéofluidifiant. Cas de l'écoulement de Couette-Poiseuille, Thèse de 3ième cycle, Nancy INPL (1986).

CONVECTIVE HEAT TRANSFER FOR THERMODEPENDENT FLUIDS FLOWING IN A RECTANGULAR CHANNEL. CASE OF LAMINAR AND TURBULENT REGIMES

Abstract—This experimental study gives some information about flow and heat transfer, for two model fluids in a flat rectangular channel (aspect ratio 1/20): on one hand, Newtonian thermodépendent glucose syrups and, on the other hand, carboxymethylcellulose pseudoplastic thermodépendent solutions. For laminar flow, thermodépendence of fluids leads to a strong interaction between dynamical and thermal fields, including an increase in heat transfer, which must be compared to that of the velocity gradient. Heat transfer correlations have been established, taking account of imposed heat flux and thermodépendence. For turbulent flow, the influence of thermodépendence on the velocity field is very weak and the usual heat transfer correlations (Chilton-Colburn or Clapp) are available.

KONVEKTIVER WÄRMEÜBERGANG IN "TEMPERATURABHÄNGIGEN" FLUIDEN IN EINEM RECHTECKKANAL—LAMINARE UND TURBULENTE STRÖMUNG

Zusammenfassung—In dieser Arbeit werden Strömung und Wärmeübergang für zwei Modellfluide in einem ebenen Rechteckkanal (Seitenverhältnis 1/20) untersucht. Es handelt sich um ein Newton'sches "temperaturabhängiges" Fluid (Glukosesirup) und um pseudoplastische "temperaturabhängige" Carboxylmethylcellulose-Lösungen. Bei laminarer Strömung führt die Temperaturabhängigkeit der Fluide zu einer starken Wechselwirkung zwischen den dynamischen und thermischen Feldern. Dadurch wird eine Erhöhung des Wärmeübergangs bewirkt, die in Relation zum Geschwindigkeitsgradienten steht. Es werden Korrelationen für den Wärmeübergang entwickelt, die den aufgeprägten Wärmestrom und die Temperaturabhängigkeit berücksichtigen. Bei turbulenter Strömung ist der Einfluß der Temperaturabhängigkeit auf das Geschwindigkeitsfeld sehr gering, und übliche Korrelationen für den Wärmeübergang (Chilton-Colburn oder Clapp) sind verfügbar.

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС ПРИ ТЕЧЕНИИ ТЕРМОЛАБИЛЬНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ КАНАЛЕ. СЛУЧАЙ ЛАМИНАРНОГО И ТУРБУЛЕНТНОГО РЕЖИМОВ

Аннотация—В результате проведенного экспериментального исследования получена некоторая информация о течении и теплопереносе для двух модельных жидкостей в плоском прямоугольном канале (для которого отношение геометрических параметров равно 1/20): ньютоновских термолабильных сиропов глюкозы и псевдопластичных термолабильных растворов карбометилцеллюлозы. В случае ламинарного течения термолабильность жидкостей приводит к сильному взаимодействию между динамическим и тепловым полями, в результате которого происходит интенсификация теплообмена, которую следует сравнивать с интенсификацией за счет градиента скорости. Установлены закономерности теплопереноса, в которых учитывается внешний тепловой поток и термолабильность. В случае турбулентного течения термолабильность влияет на поле скоростей очень слабо и справедливыми остаются обычные закономерности теплопереноса (Чилтона-Коулберна или Клаппа).