



PERGAMON

International Journal of Heat and Mass Transfer 42 (1999) 3861–3871

International Journal of
**HEAT and MASS
TRANSFER**

www.elsevier.com/locate/ijhmt

Transfert thermique pour l'écoulement en canalisation cylindrique de fluides à seuil: cas du refroidissement à coefficient d'échange constant

K. Javaherdeh, R. Devienne*

LEMTA UMR 7563 et Université Henri Poincaré, Vandoeuvre-les-Nancy Cedex, France

Reçu le 24 février 1998; reçu en forme révisée le 21 décembre 1998

Résumé

Ce travail présente des résultats expérimentaux et numériques concernant le transfert thermique pour des fluides de Herschel–Bulkley dont la consistance varie avec la température. L'écoulement considéré s'effectue dans une canalisation cylindrique horizontale, soumise à un refroidissement pariétal dû à un écoulement extérieur à contre courant. Suivant les conditions expérimentales, la température de paroi peut devenir inférieure à la température de solidification du fluide non-newtonien, pour certaines positions axiales. La modélisation numérique montre que le nombre de Nusselt, caractéristique de l'échange intérieur, peut s'écrire comme étant proportionnel à la quantité $(Pe'/Z^*)^{1/3}$ où Z^* désigne une abscisse adimensionnelle et Pe' , un nombre de Péclet particulier. Cette dernière grandeur fait intervenir le gradient pariétal de vitesse à l'entrée de la zone d'échange, ce qui introduit indirectement les propriétés rhéologiques du fluide. On peut alors développer un modèle simple prédisant la répartition des températures de paroi. L'évolution de celles-ci, le long de la canalisation, permet de distinguer schématiquement deux zones. Pour la première, les variations s'effectuent rapidement, ce qui traduit la prépondérance du coefficient d'échange intérieur; pour la seconde zone, la décroissance est beaucoup plus lente, les conditions de l'écoulement extérieur l'emportant. © 1999 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

Abstract

This work presents experimental and numerical results concerning heat transfer for Herschel–Bulkley fluids, the consistency of which depends on temperature. We have considered the flow through a horizontal cylindrical duct submitted to a wall cooling by an external counter current flow. According to the experimental conditions, the wall temperature may fall below the freezing temperature of the non-Newtonian fluid, for some locations. The numerical model shows that the Nusselt number, which characterizes the internal heat transfer, may be written as constant $(Pe'/Z^*)^{1/3}$. Z^* corresponds to a dimensionless abscissa, Pe' being a particular Péclet number. This last parameter depends on the wall shear rate, determined for the inlet section, which indirectly takes into account the rheological properties. A very simple model predicting the wall temperature distribution has been developed. The evolution of this quantity allows us to distinguish roughly two zones along the duct. For the first zone, the temperature drop is

* Corresponding author. LEMTA/ENSEM, 2 Avenue de la Forêt de Haye-BP 160, 545000, Vandoeuvre Cedex, France. Tel.: +33-83-595959; fax: +33-83-595544.

E-mail address: rdevienn@ensem.u-nancy.fr (R. Devienne)

abrupt and is mainly affected by the internal heat transfer coefficient. For the second zone, the evolution is smoother, the external condition being prevalent. © 1999 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

Nomenclature

a	constante dans l'expression de la consistance
b	facteur de thermodépendance ($K = a \times \exp - b \times T$)
C_p	capacité calorifique du fluide de travail
$D = 2 \times R_1$	diamètre intérieur de la canalisation
F	rapport des gradients pariétaux de vitesse pour un fluide de Herschel–Bulkley et un fluide Newtonien, à même débit
h_0, h_i	coefficients d'échange thermique externe et interne
K	consistance
L	longueur de la zone d'échange
n	indice de structure
$Nu_i = h_i \times D/\lambda$	nombre de Nusselt intérieur
p	pression
$Pe = \rho \times U_m \times D \times C_p \lambda$	nombre de Péclet
$Pe' = \rho \times C_p \times D^2 \times \gamma_p \lambda$	nombre de Péclet particulier construit à partir du gradient pariétal de vitesse à l'entrée
R_1, R_2, R_3, r	rayons
$Re = \rho \times U_m \times D/\mu_{app}$	nombre de Reynolds, μ_{app} désignant la viscosité apparente à la paroi pour la section d'entrée
$T(r, Z)$	température du fluide de travail au rayon r et à l'abscisse Z
$T_p(Z)$	température pariétale à l'abscisse Z
T_f	température de solidification du fluide de travail
$T_{\infty, e}, T_{\infty, s}$	température d'entrée et de sortie du fluide de refroidissement
$T_{\infty}(Z)$	température du fluide de refroidissement à l'abscisse Z
U_m	vitesse débitante
u	composante axiale de vitesse
\vec{V}	vecteur vitesse
Z	abscisse
$Z^* = Z/D$	abscisse réduite
<i>Symboles Grecs</i>	
$\dot{\gamma}$	taux de cisaillement
γ_p	gradient pariétal de vitesse dans la section d'entrée
φ	densité de flux à la paroi
λ	conductivité thermique du fluide de travail
$\mu_{app} = \tau(\dot{\gamma})/\dot{\gamma}$	viscosité apparente
ρ	masse volumique du fluide de travail
$\tau = \tau(\dot{\gamma})$	contrainte de cisaillement
τ_s	contrainte seuil
$\overline{\tau}$	tenseur des contraintes

1. Introduction et position du problème

Le but principal de cette étude est de caractériser le transfert thermique dans le cas d'un écoulement, en canalisation cylindrique, de fluides dont le comporte-

ment rhéologique est modélisable par la loi de Herschel-Bulkley. Ce type de comportement, dont on rappelle qu'il inclut un effet de seuil et également, dans le cas présent, un effet de thermodépendance, correspond, dans la pratique, à une classe importante de pro-

duits traités par les industries chimiques ou agro-alimentaires. La situation considérée dans ce travail est celle d'un écoulement laminaire en canalisation horizontale, refroidi par le biais d'un écoulement externe turbulent s'effectuant à contre-courant, cet échange thermique extérieur pouvant être considéré comme avec un coefficient d'échange h_0 constant. Ce type de géométrie correspond aux échangeurs à tubes et calandre, ce qui en fait la grande utilité. Ne seront abordés dans cette présentation que les cas de convection pure, en régime stationnaire.

Le problème du transfert de chaleur en canalisation cylindrique dans le cas de fluides newtoniens ou non-newtoniens a fait l'objet d'une littérature abondante. Lynche traite le cas de fluides pseudoplastiques en considérant les propriétés physiques comme constantes et introduit, dans l'expression du nombre de Nusselt, la correction classique faisant intervenir le rapport $\gamma_{\text{newtonien}}/\gamma_{\text{non-newtonien}}$ des gradients pariétaux de vitesse à même débit [1]. Joshi, en introduisant la thermodépendance, fait apparaître la quantité $b\varphi D/2\lambda$, liée à la densité de flux φ et au paramètre de thermodépendance b [2]; il propose, comme correction de thermodépendance, une expression du second degré relativement à la variable $b\varphi D/2\lambda$, une autre forme de ce facteur correctif étant proposée par Mizushina [3]. Ces auteurs envisagent tous le cas d'un transfert de chaleur positif. Pour ce qui est du refroidissement, Forest traite le cas du comportement pseudoplastique en adoptant une loi rhéologique particulière pour la consistance fonction de la température, il met en évidence une diminution du coefficient d'échange, liée à l'interaction des champs dynamique et thermique [4]. D'autres auteurs font porter l'accent sur le phénomène de solidification. Zerkle considère le cas d'une température de paroi constante et inférieure à la température du fluide newtonien tout en conservant une viscosité constante [5]. Lee, quant à lui s'intéresse à un écoulement entre plaques planes [6]. Une méthode numérique intéressante permettant de traiter de façon continue les phases liquide et solide a été proposée par Chida; les expériences menées avec pour fluide de travail l'eau montrent également l'effet de la convection naturelle [7]. Enfin, certains résultats préliminaires ont déjà été obtenus par Azévedo [8] et Tafkir [9], concernant la géométrie et les conditions aux limites particulières propres à notre étude.

Ce travail propose également une comparaison des résultats expérimentaux obtenus avec les résultats numériques issus d'un code de calcul adapté aux conditions particulières traitées. Ce travail numérique permet d'une part, de mettre en évidence les effets rhéologiques (liés à la loi particulière envisagée) et de thermodépendance (liés à l'évolution de la consistance), et d'autre part, autorise la présentation d'une modélisation relative à l'évolution des températures pariétales.

2. Dispositif expérimental et fluides de travail

La partie essentielle de l'installation comporte une zone d'échange constituée essentiellement d'un tube cylindrique en cuivre de rayons intérieur et extérieur $R_1 = 15$ mm et $R_2 = 20$ mm, de longueur totale $L = 2$ m, le transfert thermique s'effectuant au travers de cette paroi. Vingt thermocouples de type Chromel–Alumel ont été fixés dans l'épaisseur de la paroi de cuivre, les abscisses des sections instrumentées ayant été choisies de façon à privilégier la zone d'entrée pour laquelle l'évolution des températures peut être supposée rapide. Cet ensemble est relié à une centrale d'acquisition de mesures thermiques (voir Fig. 1).

L'écoulement extérieur s'effectue dans un espace annulaire compris entre les rayons R_2 et $R_3 = 30$ mm, le fluide de refroidissement étant un mélange eau–éthylène glycol dont le débit, les températures d'entrée $T_{\infty,e}$ et de sortie $T_{\infty,s}$ sont contrôlés. Pour ces deux dernières mesures, l'écart apparaît comme relativement faible; de façon à augmenter la précision de la détermination, nous avons utilisé un thermomètre différentiel à sondes de platine permettant d'obtenir des valeurs significatives.

L'ensemble du dispositif décrit précédemment constitue le maillon principal d'une boucle d'essais permettant de maintenir, pour le fluide de travail (dénomination ultérieure de la solution non-newtonienne) un débit fixé et également, une température d'entrée T_e constante durant la durée de l'expérimentation, ceci nécessitant l'utilisation d'un échangeur secondaire. Diverses précautions ont été prises de façon à ne pas dégrader le fluide de travail, à savoir, l'utilisation d'une pompe volumétrique limitant le cisaillement, l'addition de conservateur, etc.

En amont et en aval de la zone d'échange, les canalisations transportant le fluide de travail ont été réalisées en matériau transparent, ce qui autorise l'usage de dispositifs de vélocimétrie laser à effet Doppler. Il faut remarquer que l'installation comporte une zone d'établissement de longueur voisine de 1 m, destinée à obtenir un profil de vitesse établi à l'entrée de la zone d'échange. Ceci constitue une nécessité impérieuse dans la mesure où, pour les produits traités, les profils de vitesse présentent des variations rapides comparativement au cas de fluides newtoniens ou non-newtoniens s'écoulant à même débit. La Fig. 1 présente les éléments essentiels de l'installation.

Les fluides de travail utilisés consistent en diverses préparations de solutions aqueuses d'un polymère de l'acide acrylique à des concentrations pondérales voisines de 0.15%. La caractérisation rhéologique a été effectuée à l'aide d'un rhéomètre de Weissenberg muni d'une géométrie plan-cône (angle d'ouverture du cône 1° , diamètre 5 cm). La Fig. 2 fournit un exemple caractéristique de rhéogramme obtenu, l'utilisation de la loi

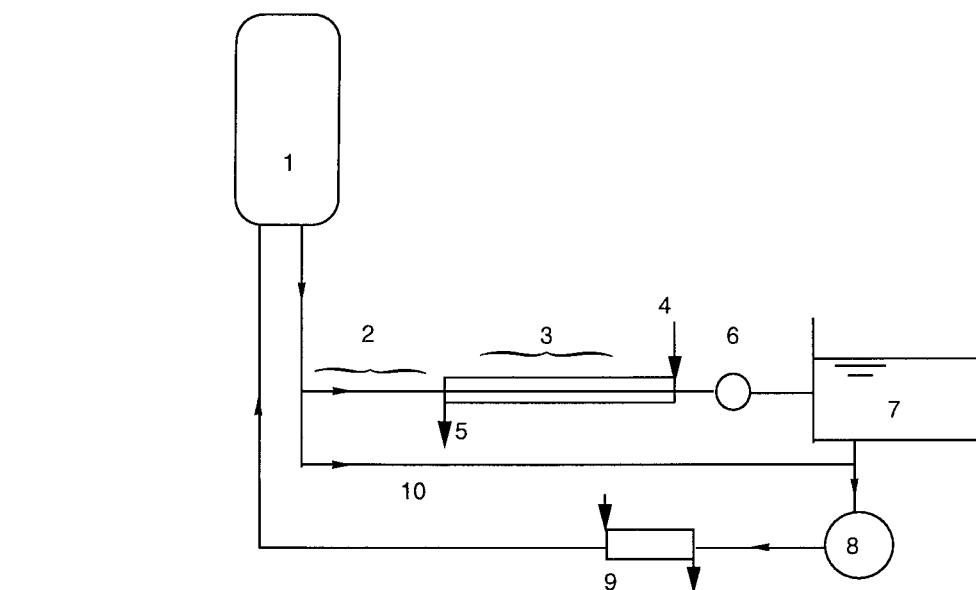
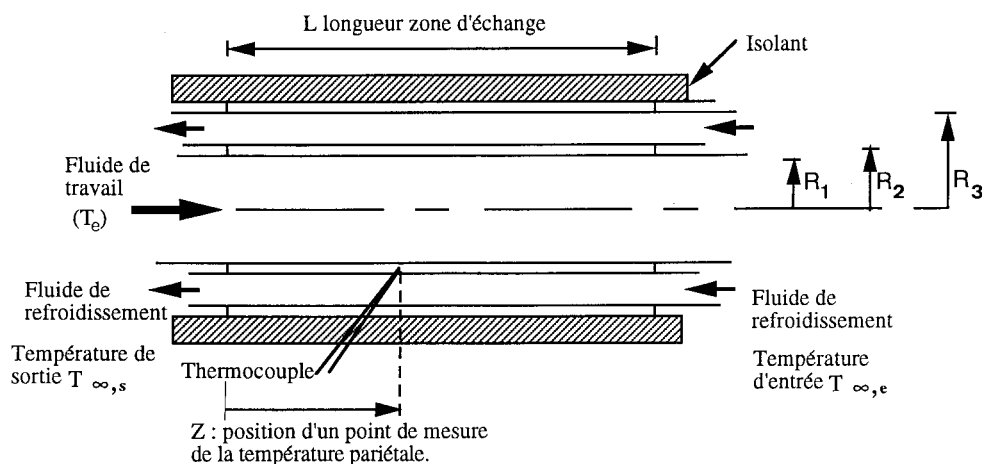


Fig. 1. Dispositif de mesure et installation générale. 1: Bac amont. 2: Longueur d'établissement dynamique. 3: Zone d'échange. 4: Arrivée du fluide de refroidissement. 5: Sortie du fluide de refroidissement. 6: Débitmètre électromagnétique. 7: Bac aval. 8: Pompe volumétrique. 9: Échangeur secondaire. 10: Dérivation.

rhéologique dite de Herschel–Bulkley $\tau = \tau_s + K \times \dot{\gamma}^n$ s'impose dans le cas présent, la détermination des constantes s'effectue dans l'ordre suivant: τ_s (contrainte seuil), K (consistance) et n (indice de structure). En réalité, l'opérateur dispose d'une valeur estimée de τ_s qu'il peut modifier de façon à obtenir le meilleur ajustement possible entre les points expérimentaux et l'approche numérique choisie. D'après la Fig. 2, on voit que ceci conduit à une approche acceptable, tout au moins dans la zone $1 \text{ s}^{-1} < \dot{\gamma} < 500 \text{ s}^{-1}$ cette plage de variation est suffisante pour décrire le comportement du fluide dans la zone cisailée proche de la paroi

où se développe la couche limite thermique; cette procédure, correspondant à une maîtrise du processus de détermination paraît préférable. Toutefois, il faut attirer l'attention du lecteur sur le fait qu'une indétermination demeure, des triplets de valeurs (τ_s , K , n) assez différents pouvant conduire à des approches numériques acceptables.

De plus, il est nécessaire de caractériser l'évolution des constantes rhéologiques en fonction de la température. Pour des températures inférieures à 50°C , il apparaît comme possible de considérer, pour les produits testés, la contrainte seuil τ_s et l'indice de structure

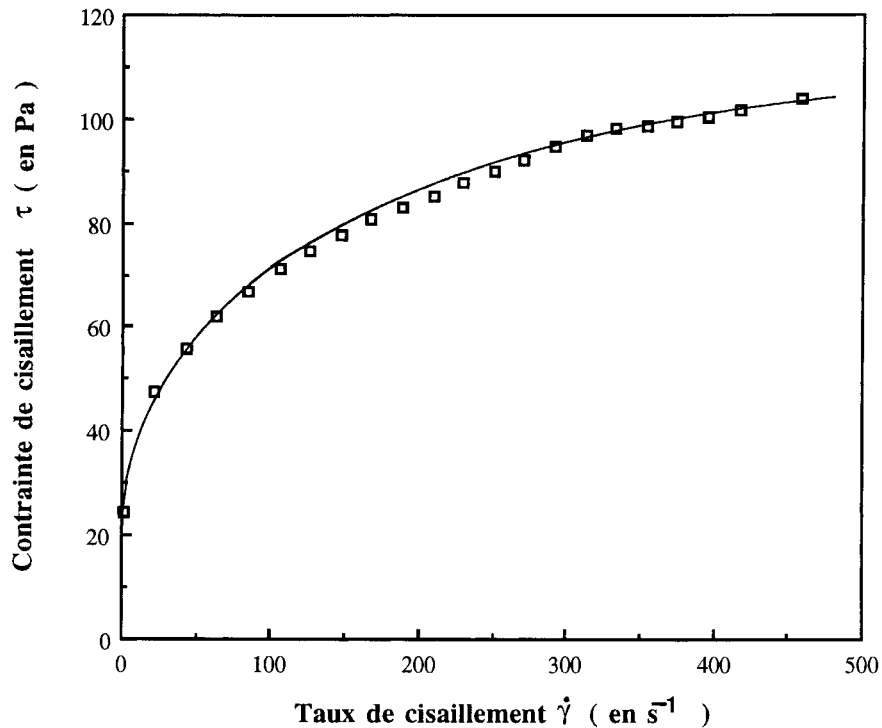


Fig. 2. Rhéogramme à température ambiante. □ Points de mesure, — approche numérique, $\tau_s = 13.2$ Pa, $n = 0.34$, $K = 12.43$ Pa \times s n .

n comme constants et, d'adopter pour K la forme simplifiée usuelle

$$K = a \times \exp - b \times T$$

$$b = 0.014 \text{ K}^{-1}$$

désignant la constante de thermodépendance,

déterminée par régression numérique.

En fin de zone d'échange, quelques paires de thermocouples sont installées en position haute et basse, dans le but de vérifier l'égalité des températures dans ces sections, les divers débits étant maintenus à des niveaux suffisant pour empêcher tout écart mesurable et éliminer ainsi les effets éventuels de la convection naturelle.

3. Résultats expérimentaux et simulation numérique

3.1. Champ des températures

La Fig. 3 fournit un exemple caractéristique de l'évolution des températures de paroi: on observe, vers le début de la zone d'échange, une décroissance rapide

concernant moins de 20% de la longueur totale, suivie d'une partie à variations lentes. La Fig. 4 représente l'écart de température $T_p T_e$ fonction de l'abscisse du point de mesure, cet écart ne varie pas comme $Z^{1/3}$, évolution prévue par la théorie simplifiée développée par Levêque [10]. Il faut rappeler que ces résultats ont été établis sur la base d'une densité de flux pariétale constante ou d'une température pariétale constante, hypothèses qui ne peuvent être maintenues ici. Lors de travaux précédents [9], il a été montré qu'il est possible de considérer le coefficient de convection extérieur h_0 —relatif au fluide froid—comme constant. De plus, pour certains essais, la température d'entrée du fluide froid se trouve être inférieure à la température de solidification $T_f \approx 0^\circ\text{C}$ du fluide de travail. Dans ces conditions, un dépôt de glace se produira à partir d'une certaine position axiale dans la canalisation. D'un point de vue pratique, le dispositif de refroidissement ne permet que l'apparition d'un dépôt assez faible dont l'épaisseur ne pourrait être déterminée que de façon très imprécise; pour ce type de situation, tout se passe comme si la température de paroi devenait égale à la température de changement de phase pour la partie de canalisation concernée par le dépôt solide, un exemple est également fourni par la Fig. 3. Dans ces conditions, les modifications de la structure du champ dynamique ne

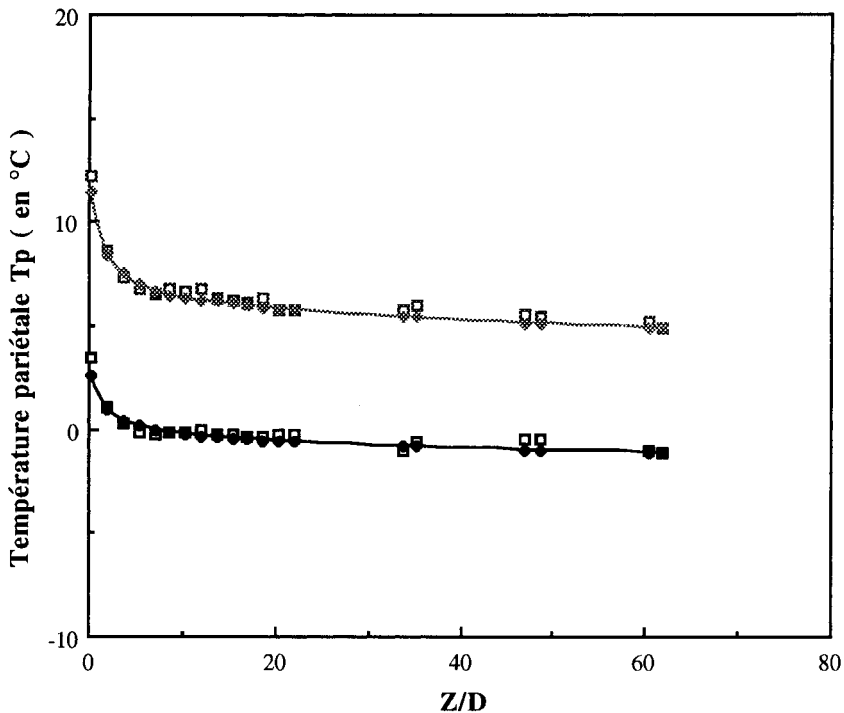


Fig. 3. Température pariétale T_p en fonction de l'abscisse réduite Z/D . Courbe supérieure: ● points de mesure, -□- simulation numérique, $R_e=0.39$, $T_e=45^\circ\text{C}$, $h_0=2500\text{ W m}^2\text{ K}^{-1}$, $T_{\infty,e}=2.9^\circ\text{C}$. Courbe inférieure: ● points de mesure, -□- simulation numérique, $R_e=0.3$, $T_e=26.1^\circ\text{C}$, $h_0=2500\text{ W m}^2\text{ K}^{-1}$, $T_{\infty,e}=-2.2^\circ\text{C}$.

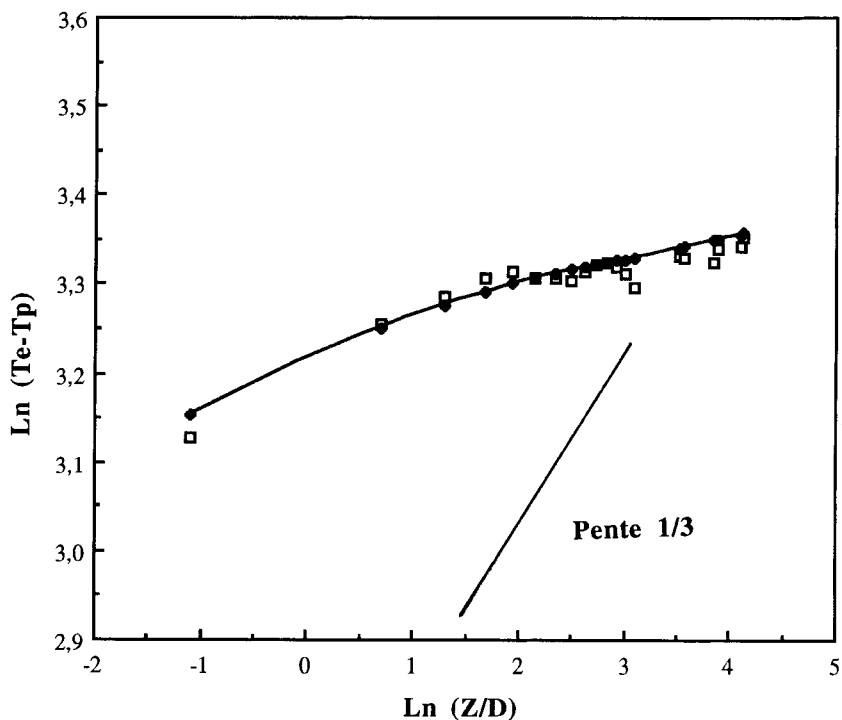


Fig. 4. Écart de température $T_e - T_p$ en fonction de l'abscisse réduite Z/D , représentation logarithmique. ● Points de mesure, -□- simulation numérique, $R_e=1.34$, $T_e=32^\circ\text{C}$, $h_0=2500\text{ W m}^2\text{ K}^{-1}$, $T_{\infty,e}=1.8^\circ\text{C}$.

peuvent être imputées qu'aux variations de viscosité apparente avec la température, l'effet de restriction de la section de passage n'étant pas notable.

3.2. Simulation numérique

Les équations à résoudre peuvent s'écrire comme suit:

$$\operatorname{div}(\rho \times \vec{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \times \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla}p + \operatorname{div}(\vec{\tau}) \quad (2)$$

$$\rho \times \frac{DC_p \times T}{Dt} = \operatorname{div}\lambda \times \vec{\nabla}T + p \times \operatorname{div} \quad (3)$$

$$\vec{V} + \vec{\tau} \times \vec{\nabla}\vec{V}$$

Ces équations sont couplées par le biais des propriétés physiques, elles-mêmes fonction du champ thermique. La simulation numérique repose sur l'utilisation du code Fluent. Ce code, dont il faut rappeler qu'il repose sur la technique des volumes finis, a été adapté aux nécessités du problème à résoudre, en proposant, d'une part, une loi d'évolution de la consistance en fonction de la température et en tenant compte, d'autre part, des variations des propriétés physiques lors du changement de phase. Ce dernier point nécessite de définir la conductivité, la capacité calorifique pour les divers domaines de températures à considérer. Les effets de conduction axiale, qui se manifestent pour les sections très proches de l'entrée de la zone d'échange, doivent être nécessairement pris en compte, plus particulièrement lorsque le point de prise en glace se rapproche de l'abscisse $Z=0$. De même, l'existence d'une paroi matérielle solide séparant les fluides de travail et de refroidissement a été prise en considération. Le schéma centré a été choisi en tant que schéma d'interpolation et l'algorithme Simplec a été utilisé pour la détermination des pressions. De plus, comme les profils de vitesse axiale présentent des zones à fort gradient, le maillage radial doit être affiné à proximité de la paroi (le dernier pas radial étant voisin de 0.06 mm), un pas axial de 1 cm, assez grand, a été testé; il conduit à des temps de calcul acceptables. Les expérimentations qui ont été menées correspondent à des écarts entre les températures d'entrée $T_{\infty,e}$ et de sortie $T_{\infty,s}$ du fluide froid de l'ordre de 1°C, il a été tenu compte de cette faible évolution en supposant une loi de variation linéaire $T_{\infty}(Z)$. De ce fait, les conditions aux limites ont du être définies pour cinq zones couvrant l'ensemble de la longueur d'échange. Des renseignements relatifs aux propriétés physiques sont fournies par les références [11] et [12]; il est préférable d'utiliser, pour la conductivité

thermique λ des solutions non-newtoniennes, une valeur issue d'essais effectués en présence de cisaillement. En effet, le transfert thermique s'effectue essentiellement dans la couche fluide cisillée et il est probable que les valeurs de la conductivité diffèrent pour un produit soumis ou non à une vitesse de déformation.

Les variations de la température $T(r, Z)$ en fonction du rayon apparaissent sur la Fig. 5. L'évolution est plus particulièrement notable dans la zone cisillée, montrant l'importance de la modélisation de celle-ci.

3.3. Champ dynamique

La détermination du champ des vitesses en fin de zone de mesure constitue une possibilité supplémentaire de validation des résultats numériques. Néanmoins, il faut savoir qu'il existe nécessairement un rétablissement partiel du champ dynamique entre la section de sortie et la première section où la mesure est matériellement possible. Seule la simulation permet une estimation de cette évolution qui apparaît ici comme peu importante, voir Fig. 6. Globalement, on constate une réorganisation de l'écoulement due à l'augmentation de la consistance à proximité de la paroi froide, ce qui se traduit essentiellement par une croissance de la vitesse sur l'axe, identique à celle observée dans le cas de produits pseudoplastiques. D'un point de vue théorique, la zone non-cisillée voit sa dimension évoluer, mais cet effet n'est pas mesurable dans la pratique, étant donné que le raccordement des courbes correspondant aux zones cisillée ou non s'effectue avec une tangente horizontale. Toujours d'après la Fig. 6, on peut constater que les variations de gradient pariétal de vitesse demeurent très modestes le long de la canalisation, ce qui sera mis à profit dans la partie modélisation.

3.4. Influence de la thermodépendance

Cette dépendance ne peut être étudiée que du point de vue numérique, la constante de thermodépendance b étant liée aux autres propriétés rhéologiques en fonction de la concentration initiale de polymère. Les trois courbes de la Fig. 7 correspondent aux valeurs $b=0, 0.014$ et 0.05 K^{-1} . De façon à obtenir une comparaison significative, les viscosités apparentes calculées pour la valeur du gradient pariétal de vitesse à l'entrée ont été choisies égales. Dans la situation étudiée, pour laquelle la température de l'écoulement extérieur joue un rôle marqué, les variations de l'écart $T_e - T_p$ demeurent peu importantes, il en est de même pour le cas d'un coefficient de thermodépendance égal à 0.05 K^{-1} . Ces variations doivent être mises en parallèle avec les faibles modifications du champ des vitesses. Pour $b=0$, il n'existe évidemment aucune altération de

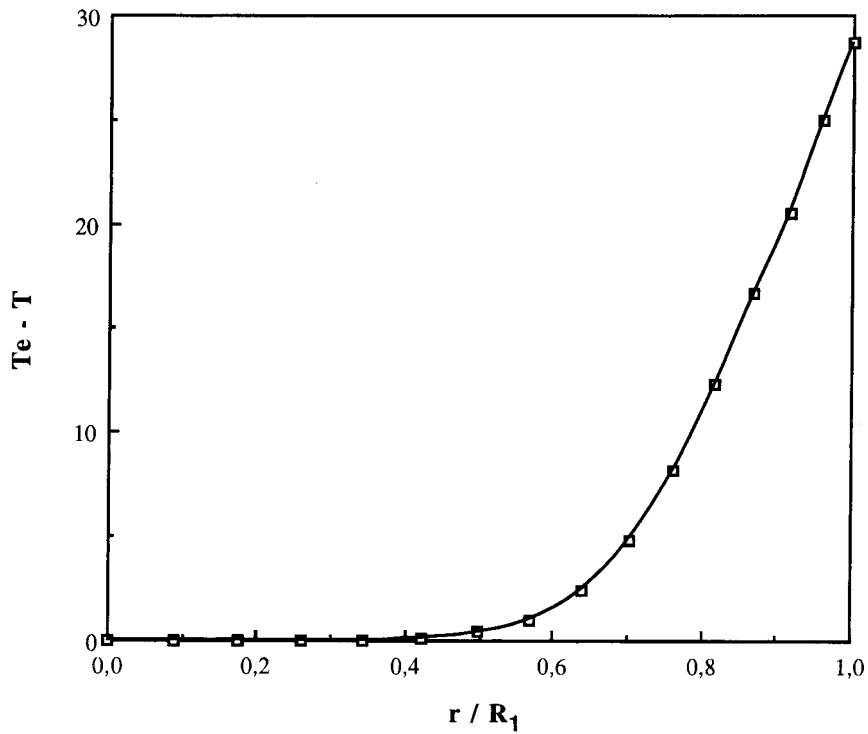


Fig. 5. Écart de température $T_e - T(r, Z)$ en fonction du rayon réduit r/R_1 (simulation numérique: $T_e = 32^\circ\text{C}$, $h_0 = 2400 \text{ W m}^2 \text{ K}^{-1}$, $T_{\infty,e} = 1.8^\circ\text{C}$, $Z/D = 63.3$).

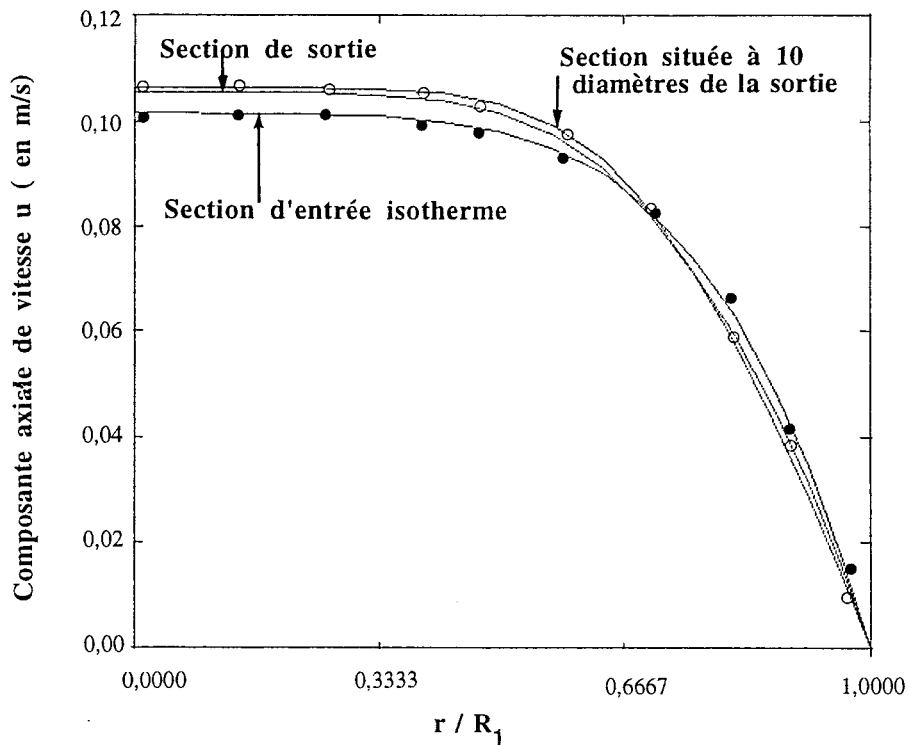


Fig. 6. Évolution des profils de vitesse axiale en fonction de la position de la section de mesure. ● Points expérimentaux à l'entrée du dispositif de mesure correspondant à un profil établi. ○ Points expérimentaux dans une section située à 30 cm de la sortie. ($Re = 1.34$, $T_e = 32^\circ\text{C}$, $h_0 = 2400 \text{ W m}^2 \text{ K}^{-1}$, $T_{\infty,e} = 1.8^\circ\text{C}$).

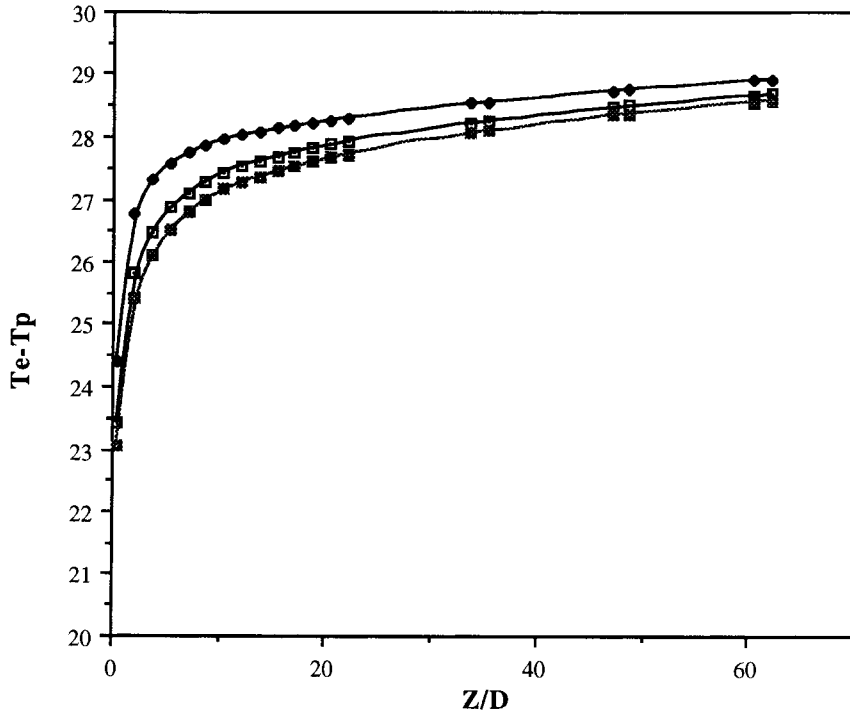


Fig. 7. Influence du facteur de thermodépendance, $T_e - T_p$ en fonction de l'abscisse réduite Z/D . ■ $b=0 \text{ K}^{-1}$, □ $b=0.014 \text{ K}^{-1}$, ◆ $b=0.050 \text{ K}^{-1}$ ($Re=1.34$, $T_e=32^\circ\text{C}$, $h_0=2400 \text{ W m}^2 \text{ K}^{-1}$, $T_{\infty,e}=1.8^\circ\text{C}$).

celui-ci; pour des valeurs croissantes de b , les modifications vont également en croissant ce qui justifie l'ordre relatif des courbes.

4. Modélisation

La détermination du champ thermique, proposée par [10], repose sur l'hypothèse fondamentale qui consiste à linéariser le champ dynamique, tout en respectant la valeur du gradient pariétal de vitesse. De plus, l'écriture adimensionnelle de l'équation 3 conduit à une présentation habituelle des résultats sous la forme d'une corrélation $Nu_i = f(Z^*, Pe)$ liant le nombre de Nusselt, caractéristique de l'échange interne, aux grandeurs:

$$Z^* = \frac{Z}{D},$$

abscisse adimensionnelle et

$$Pe = \frac{\rho \times U_m \times D \times C_p}{\lambda},$$

nombre de Péclet défini de façon classique.

Ceci est parfaitement justifié pour des fluides newtoniens, le gradient pariétal de vitesse étant alors directe-

ment proportionnel à la vitesse débitant U_m . Pour des fluides non-newtoniens, il apparaît donc comme judicieux d'introduire une nouvelle expression du nombre de Péclet, soit

$$Pe' = \frac{\rho \times C_p \times D^2 \times \gamma_p}{\lambda},$$

expression construite à partir du gradient pariétal de vitesse. On doit alors écrire

$$Nu_i = f(Z^*, Pe')$$

Une hypothèse raisonnable est, pour la situation envisagée, de considérer la forme suivante: $Nu_i = \text{constante} \times (Pe'/Z^*)^{1/3}$, ce qui revient à supposer que le coefficient d'échange intérieur varie comme $(\gamma_p/Z)^{1/3}$. En posant $r = h_i/h_0$ on peut alors déterminer assez simplement une expression de la température pariétale en fonction de l'abscisse, soit:

$$T_p(Z) = \frac{1}{1+r} \times T_e + \frac{r}{r+1} \times T_\infty(Z)$$

Cette formulation est obtenue en considérant, dans une section donnée, les résistances thermiques principales. Elle n'a de sens que dans la mesure où la température au coeur du fluide non-newtonien demeure assez proche de la température d'entrée. La valeur du

Table 1
 Comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux issus de la modélisation

Symboles	Nombre de Reynolds R_e	Température d'entrée fluide de travail T_e (°C)	Température d'entrée du fluide froid $T_{\infty,e}$ (°C)
□	3.8	50.3	1.4
◆	4.3	32.5	1.7
■	1.34	32	1.8
▲	0.40	45	2.9
△	7.03	46.7	1.9
○	0.27	26.1	-2.2
●	0.27	31.8	-2.3

rapport r dépend de la position axiale. Cette approximation apparaît comme acceptable pour les points expérimentaux obtenus, voir la Table 1 (l'écart entre les valeurs expérimentales et les valeurs issues de la modélisation ne dépassant guère 1°C). Il faut remarquer que les variations du nombre de Péclet correspondent uniquement aux variations du gradient pariétal de vitesse, lui-même lié au débit imposé, les variations de Z^* correspondent aux diverses abscisses des points de mesure. Il faut également noter le point important suivant: il n'existe pas d'expression analytique directe fournissant la valeur du gradient pariétal de vitesse γ_p

en fonction de la vitesse débitante, pour le cas d'un fluide de Herschel–Bulkley. Cette valeur ne peut être connue que par le biais d'une simulation numérique simple, elle dépend simultanément des conditions d'écoulement et des caractéristiques rhéologiques (la Fig. 8 fournit le facteur de correction $F = \dot{\gamma}_p / (8U_m/D)$ pour les valeurs utilisées de τ_s , K , n).

5. Conclusion

Les résultats expérimentaux obtenus en ce qui con-

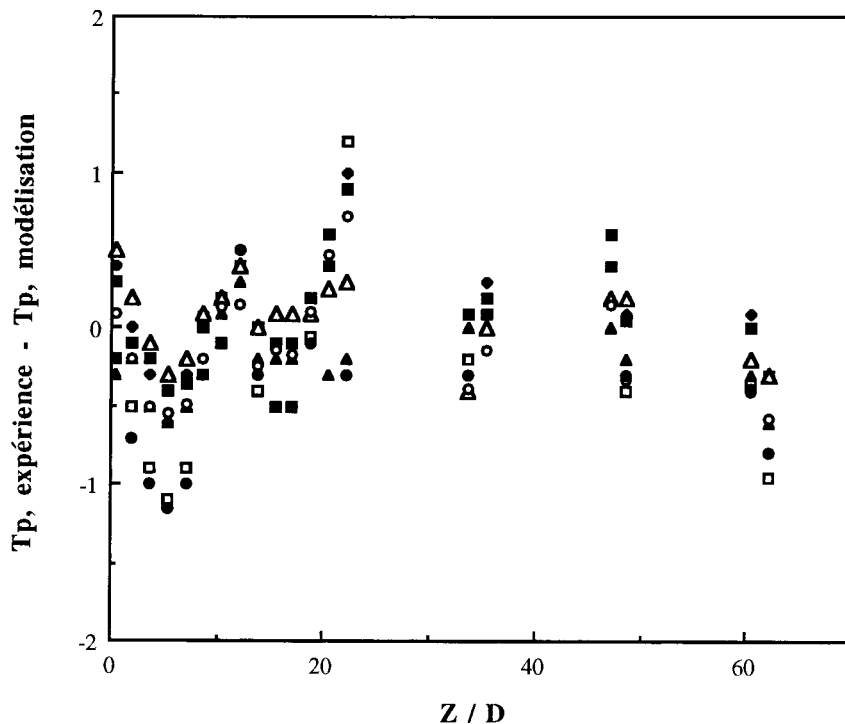


Fig. 8. Rapport du gradient pariétal de vitesse pour un fluide de Herschel–Bulkley au gradient pariétal de vitesse pour un fluide newtonien.

cerne la répartition des températures de paroi paraissent être en accord satisfaisant avec les valeurs issues du code numérique utilisé. Cette répartition montre une évolution en fonction de l'abscisse notablement différente d'une loi en puissance $1/3$, on peut distinguer une zone initiale et une zone finale. Pour ce qui est de la première zone, les températures de paroi évoluent rapidement du fait des valeurs importantes et des variations marquées du nombre de Nusselt relatif au fluide s'écoulant à l'intérieur de la canalisation (pour ce fluide, on se situe au tout début d'une zone d'établissement thermique). Pour la seconde zone, l'évolution plus modérée est plus profondément influencée par les caractéristiques de l'écoulement extérieur, à savoir, la température et le coefficient d'échange externe.

Pour les fluides testés, la thermodépendance affectant la viscosité apparente ne modifie que faiblement le champ des températures, toutefois, on peut observer une déformation mesurable du champ dynamique liée à une augmentation de la consistance à proximité de la paroi froide.

Enfin, une modélisation simplifiée a été proposée; elle repose essentiellement sur la mise en évidence d'un nombre de Péclet particulier faisant intervenir la valeur du gradient pariétal de vitesse dans la section d'entrée.

References

- [1] B.C. Lyche, R.B. Bird, The Graetz–Nusselt problem for a power law non-Newtonian fluid, *Chem. Engng Sci* 6 (1956) 35–91.
- [2] S.D. Joshi, A.E. Bergles, Experimental study of laminar heat transfer in tube flow of non-Newtonian fluids, *J. Heat Transfer* 102 (1980) 397–401.
- [3] T. Mizushima, R. Ito, Y. Kuriwake, K. Yahikazawa, Boundary layer heat transfer in a circular pipe to Newtonian and non-Newtonian fluids, *Kagaku-Kogaku* 31 (1967) 250–255.
- [4] B. Forrest, W.L. Wilkinson, Laminar heat transfer to power law fluids in tubes with constant wall heat flux, *Trans. Instn. Chem. Engrs* 52 (1973) 331–338.
- [5] R.D. Zerkle, J.E. Sunderland, The effect of liquid solidification in a tube upon laminar flow heat transfer and pressure drop, *ASME. J. Heat Transfer* 90 (1968) 183–190.
- [6] D.G. Lee, R.D. Zerkle, The effect of liquid solidification in a parallel plate channel upon laminar-flow heat transfer and pressure drop, *J. Heat Transfer* 91C (1969) 583–585.
- [7] K. Chida, Heat transfer in steady laminar pipe flow with liquid solidification, *Heat Transfer. Jap. Res* 81 (1983) 81–94.
- [8] I. Azévédo, M. Lebouché, R. Devienne, Laminar cooling of pseudoplastic fluids flowing through cylindrical horizontal pipes, *Int. J. Heat and Fluid Flow* 16 (2) (1995) 125–130.
- [9] S. Tafkir, M. Lebouché, R. Devienne, Étude du refroidissement avec solidification d'un fluide pseudoplastique thermodépendant, *Canadian J. Chem. Engng* 74 (6) (1996) 890–895.
- [10] M.A. Levêque, Les lois de la transmission de la chaleur par convection, *J. Ann. Mines Paris* 13 (1928) 305–381.
- [11] T. Loulou, H. Peerhossaini, J.P. Bardou, Étude expérimentale de la conductivité thermique de fluides non-Newtoniens sous cisaillement, *Int. J. Heat Mass Transfer* 35 (10) (1992) 2557–2562.
- [12] N. Semmar, Contribution à l'étude thermo-physique des fluides non-Newtoniens à l'aide d'un calorimètre adiabatique original, Thèse, Université de Nancy 1, Septembre, 1993.