



**HAL**  
open science

## Mesure de coefficient de transfert thermique par convection forcée en mini canaux

François Debray, Jean-Pierre Franc, Thierry Maître, Sylvain Reynaud

► **To cite this version:**

François Debray, Jean-Pierre Franc, Thierry Maître, Sylvain Reynaud. Mesure de coefficient de transfert thermique par convection forcée en mini canaux. *Mechanics & Industry*, 2001, 2, pp.443-454. hal-00212312

**HAL Id: hal-00212312**

**<https://hal.science/hal-00212312v1>**

Submitted on 28 Apr 2020

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

# Mesure des coefficients de transfert thermique par convection forcée en mini-canaux

François Debray<sup>a</sup>, Jean Pierre Franc<sup>b</sup>, Thierry Maître<sup>b</sup>, Sylvain Reynaud<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses (MPI/CNRS), 25 avenue des Martyrs, BP 166, 38042 Grenoble cedex 9, France

<sup>b</sup> Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (UJF/CNRS/INPG), BP 53, 38041 Grenoble cedex 9, France

**Résumé** — Nous présentons des mesures de coefficients de frottement et de transfert thermique par convection forcée dans des mini-canaux plans de 1 mm à 250  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Le coefficient de frottement est estimé à partir d'une mesure globale de perte de charge. Le coefficient de transfert thermique est déterminé à partir d'une mesure directe et locale de la température et du flux thermique à la paroi. Les mesures des coefficients de frottement confirment les lois classiques aux incertitudes expérimentales près. En ce qui concerne les mesures locales de coefficients de transferts, les écarts observés par rapport aux corrélations classiques établies pour des plus grands diamètres peuvent être expliqués qualitativement par la non-uniformité du flux thermique imposé en paroi et les conditions d'établissement partiel des couches limites cinématique et thermique.

micro-hydrodynamique / convection forcée / transfert de chaleur / microcanaux / canal plan / effet de diamètre

**Abstract** — **Measurement of forced convection heat transfer coefficients in mini-channels.** We present measurements of the friction factor and the forced convection heat transfer coefficient in flat mini-channels with thickness from 1 mm to 250  $\mu\text{m}$ . The friction factor is estimated from the measurement of the pressure loss. The heat transfer coefficient is determined from a local and direct measurement of the temperature and the heat flux at the wall. The friction coefficient measurements confirm the classical laws. As far as the heat transfer coefficient measurements are concerned departures from results obtained with classical correlations well-established for larger diameters may be explained by the lack of uniformity of the heat flux at the wall and the partial establishment of the kinematics and thermal boundary layers.

microhydrodynamics / forced convection / heat transfer coefficient / microchannels / flat channel / diameter effect

## Nomenclature

$a$  diffusivité thermique

$c$  capacité calorifique

$C_f$  coefficient de frottement

$D_H$  diamètre hydraulique

$e$  épaisseur du canal

$f$  coefficient de perte de charge par frottement

$h$  coefficient de transfert thermique par convection

$Nu$  nombre de Nusselt

$Pr$  nombre de Prandtl

$Re$  nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique

$T$  température

$T_\infty$  température à l'amont

$T_p$  température de paroi

$V$  vitesse

$V_\infty$  vitesse à l'amont

$\phi$  flux thermique

$\lambda$  conductivité thermique

$\mu$  viscosité dynamique

$\rho$  masse volumique

$\tau$  contrainte pariétale

## 1. INTRODUCTION

Le Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses de Grenoble a pour vocation de mettre à disposition de

---

E-mail addresses: Debray@polycnrs-gre.fr (F. Debray),  
Jean-Pierre.Franc@hmg.inpg.fr (J.P. Franc),  
Thierry.Maître@hmg.inpg.fr (T. Maître),  
Sylvain.Reynaud@hmg.inpg.fr (S. Reynaud).

la communauté technologique et scientifique internationale des aimants à haut champ atteignant 30 teslas pour une puissance électrique dissipée de 20 MW. Le refroidissement est réalisé par convection forcée d'eau déminéralisée dans des mini-canaux de diamètre hydraulique inférieur au millimètre. Les vitesses sont de l'ordre de  $25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . L'optimisation thermo-hydraulique des aimants à haut champ nécessite la connaissance précise des coefficients d'échange thermique.

L'objectif de la recherche, menée en collaboration avec le Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels, est de développer une cellule d'essais et une instrumentation permettant la mesure directe du flux thermique et de la température de paroi pour des mini-canaux de 1 mm à  $250 \mu\text{m}$  d'épaisseur et ainsi de mesurer les coefficients de transfert thermique par convection. Ces mesures permettront d'évaluer la validité des corrélations classiques établies généralement pour des conduites de taille caractéristique bien supérieure.

## 1.1. Corrélations classiques

On commence par rappeler quelques résultats classiques en écoulement laminaire et en écoulement turbulent qui serviront de base à l'interprétation des résultats expérimentaux. Dans ce travail, on considère essentiellement le cas de l'écoulement entre deux plaques planes dont la distance est suffisamment petite pour que l'on puisse les assimiler à deux plans quasi infinis.

### 1.1.1. Cas laminaire ( $Re < 2000$ )

Dans le cas d'un écoulement laminaire établi, on peut facilement montrer que le nombre de Nusselt est constant, et donc que le coefficient de transfert thermique varie comme l'inverse de l'épaisseur du canal. En effet, dans un tel canal plan, la distribution de vitesse  $V(y)$  est parabolique et donnée classiquement par :

$$\frac{V(y)e}{Q} = 6\frac{y}{e}\left[1 - \frac{y}{e}\right] \quad (1)$$

où  $Q$  désigne le débit volumique par unité d'envergure et  $y$  la distance à la paroi inférieure. Le coefficient de frottement  $C_f$  en paroi est :

$$C_f = \frac{\tau}{\rho\bar{V}^2/2} = \frac{24}{Re} \quad (2)$$

$Re$  désigne le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique du canal, égal à deux fois son épaisseur et  $\bar{V}$

la vitesse moyenne de débit. La perte de charge  $\Delta p$  pour une longueur  $L$  de canal peut être obtenue par un bilan global d'effort :

$$\Delta p = 2\tau\frac{L}{e} = \frac{96}{Re}\frac{\rho\bar{V}^2}{2}\frac{L}{2e} \quad (3)$$

Quant au champ de température  $T(x, y)$ , il vérifie l'équation de bilan thermique :

$$V\frac{\partial T}{\partial x} = a\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right] \quad (4)$$

Notons que le terme de dissipation visqueuse  $\mu[\partial V/\partial y]^2$ , important dans le cas d'écoulements à grande vitesse, est ici négligé (cf. paragraphe 2.3). Toujours dans l'hypothèse d'un écoulement établi, aussi bien du point de vue cinématique que thermique, la solution de l'équation de la chaleur (4), dans laquelle est injectée le champ de vitesse de Poiseuille (1), est la suivante :

$$\frac{\lambda[T(x, y) - T_p(x)]}{\phi e} = -\left[\frac{y}{e}\right]^4 + 2\left[\frac{y}{e}\right]^3 - \frac{y}{e} \quad (5)$$

$\phi$  désignant le flux de chaleur en paroi, supposé uniforme et identique pour les deux parois. La température de paroi  $T_p(x)$  augmente linéairement avec  $x$  selon la relation :

$$T_p(x) = T_p(0) + \frac{2\phi}{\rho c Q}x \quad (6)$$

et le profil de température est le même tout au long du canal, à une constante près qui augmente linéairement avec  $x$ . La température de mélange est donnée par :

$$\begin{aligned} T_m(x) &= \frac{1}{Q}\int_0^e T(x, y)V(y)dy \\ &= T_p(x) - \frac{17}{70}\frac{\phi e}{\lambda} \end{aligned} \quad (7)$$

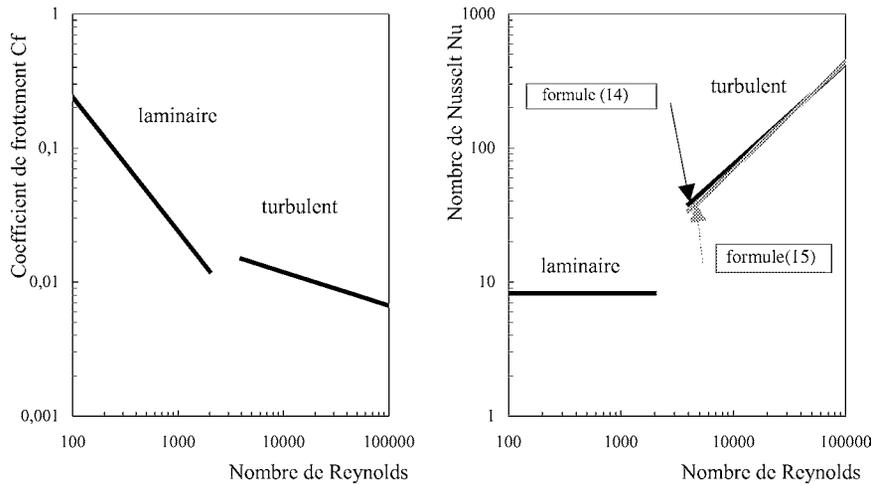
Le coefficient de transfert thermique par convection  $h$  est alors :

$$h = \frac{\phi}{T_p - T_m} = \frac{70\lambda}{17e} \quad (8)$$

ce qui correspond à une valeur du nombre de Nusselt, basé sur le diamètre hydraulique  $2e$  du canal, égale à :

$$Nu = \frac{h\cdot 2e}{\lambda} = \frac{140}{17} \cong 8,24 \quad (9)$$

Dans le cas où l'une des parois est isolée thermiquement, on obtient  $Nu = 5,385$ . Si les conditions aux limites sur les 2 parois sont des conditions de température constante, on a  $Nu = 7,54$ . Si les deux parois sont à des températures différentes,  $Nu = 4$  [1].



**Figure 1.** Variations du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds. Régimes laminaire et turbulent lisse établis.  $Pr = 7$ .

**Figure 1.** Variations of the friction coefficient and Nusselt number with the Reynolds number. Laminar and smooth turbulent established regimes are considered.  $Pr = 7$ .

### 1.1.2. Cas turbulent (régime lisse, $4\,000 < Re < 100\,000$ )

Le cas d'un écoulement turbulent établi entre deux plans nécessite le recours à des corrélations empiriques. La perte de charge  $\Delta p$  pour une longueur  $L$  de canal est déterminée d'après la relation classique :

$$\Delta p = f \frac{\rho \bar{V}^2 L}{2} \frac{1}{2e} \quad (10)$$

Le coefficient de perte de charge par frottement  $f$ , en régime lisse, pour une conduite classique, peut être calculé par la relation suivante [2] :

$$f = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad 4\,000 < Re < 100\,000 \quad (11)$$

Cette corrélation est valable pour des nombres de Reynolds compris entre 4 000 et 100 000. Le coefficient de frottement s'en déduit alors par :

$$C_f = \frac{f}{4} = \frac{0,079}{Re^{1/4}} \quad (12)$$

Le coefficient de transfert thermique par convection forcée est généralement estimé en utilisant l'analogie de Reynolds entre transfert de chaleur et de quantité de mouvement. Celle-ci se traduit par une relation entre le coefficient de frottement et le nombre de Nusselt et s'écrit

classiquement sous la forme suivante [3] :

$$Nu = \frac{1}{2} C_f Re Pr^{1/3} \quad (13)$$

En reportant l'expression (12) du coefficient de frottement, on obtient la corrélation suivante :

$$Nu = 0,0593 Re^{3/4} Pr^{1/3} \quad (14)$$

Cette relation donne des résultats très voisins de la corrélation classique de Colburn

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (15)$$

valable dans le cas de l'écoulement turbulent dans un tube lisse. La figure 1 résume l'ensemble de ces résultats de référence.

## 1.2. Déviations observées pour les micro-canaux

Les expérimentations menées au cours des dix dernières années ont révélé des déviations importantes par rapport aux résultats classiques qui viennent d'être rappelés. Cette partie présente quelques-unes de ces expérimentations et leurs principaux résultats.

Wang et Peng [4] ont étudié les transferts thermiques par convection forcée pour des canaux de section rectangulaire, de diamètre hydraulique  $D_H$  compris entre 0,74

et 0,31 mm et de 45 mm de longueur. Ils ont utilisé une boucle hydrodynamique équipée d'une cuve qui, par un système de chauffage et de refroidissement, permet de maintenir le fluide (eau et méthanol) à une température donnée. La veine d'essai est composée d'une plaque en acier inoxydable ( $18 \times 125 \times 2 \text{ mm}^3$ ). Sur l'une de ses faces, 4 ou 6 canaux identiques et parallèles sont usinés, une plaque en cuivre de mêmes dimensions sert de couvercle. Six types de canaux sont étudiés. Ils se différencient par leur largeur (de 0,8 à 0,2 mm) et leur espacement sur la plaque en acier (de 4 à 2,4 mm), la hauteur est en revanche la même pour tous (0,7 mm). La température du fluide est mesurée en entrée et sortie de canal par des thermocouples. Six autres thermocouples (trois en amont et trois en aval), placés au dos de la plaque en acier, permettent d'estimer la température de paroi. Il ne s'agit pas d'une mesure directe puisqu'il faut tenir compte de l'épaisseur d'acier (1,3 mm) qui sépare le fond des canaux des thermocouples. La plaque en acier est reliée à une alimentation électrique stabilisée afin de produire, par effet Joule, un flux de chaleur uniforme le long des canaux. Elle est isolée thermiquement et électriquement. Le flux de chaleur est calculé à partir de la puissance électrique injectée et de la surface totale d'échange des canaux. Les auteurs introduisent un facteur correctif pour tenir compte des pertes de chaleur vers l'extérieur de la veine. Les résultats de cette étude montrent que la transition à la turbulence a lieu à des nombres de Reynolds inférieurs à ceux rencontrés dans les conduites de taille conventionnelle. Alors que la transition se produit à des nombres de Reynolds de l'ordre de 2 000 en conduite classique, elle apparaît ici vers 700 et la turbulence développée vers 1 500. Les valeurs des nombres de Nusselt en régime laminaire sont généralement inférieures à celles prévues par les corrélations utilisées en conduite classique. De plus le nombre de Nusselt croît avec le nombre de Reynolds alors que la théorie pour les conduites classiques indique qu'il est constant et indépendant de  $Re$  en régime laminaire. Enfin, en régime turbulent, le nombre de Nusselt est trouvé inférieur d'un facteur proche de 3 aux valeurs données par les corrélations classiques.

Peng et Peterson [5] ont utilisé la même expérience dans le but d'établir des corrélations pour les transferts thermiques en régimes laminaire et turbulent ainsi que pour le coefficient de frottement. Ils ont également étudié la possibilité d'une géométrie de canal qui optimiserait les transferts thermiques. Les relations obtenues sont spécifiques à la géométrie en multicanaux de leur veine d'essai et difficilement transposables au cas d'un canal plan unique que nous nous proposons d'étudier ici.

Adams et al. [6] se sont intéressés aux transferts thermiques par convection forcée en micro-canaux en régime

turbulent. Ils ont utilisé une cuve qui maintient le fluide (eau) à température constante. La veine d'essai est constituée d'un cylindre de cuivre de diamètre extérieur variable sur la longueur. Un canal cylindrique de diamètre 0,76 mm ou 1,09 mm est usiné au centre. Des bandes métalliques résistives placées tout autour de la partie la plus épaisse assurent le chauffage de la paroi. Cette pièce est entièrement recouverte d'isolant thermique. Six thermocouples sont placés le long de la partie chauffée du canal à des rayons de 6,35 mm et 12,7 mm alternativement. Ils permettent, par l'intermédiaire d'un logiciel, de calculer la distribution de température à l'intérieur de la partie chauffée. Deux autres thermocouples, situés en entrée et sortie de canal, permettent de mesurer la température de l'eau et ainsi de calculer le flux de chaleur à la paroi par un bilan thermique global. Il n'y a pas de mesure directe du flux de chaleur ni de la température en paroi.

Les auteurs ont cherché à comparer leurs résultats expérimentaux à la corrélation de Gnielinski, particulièrement adaptée à leur cas ( $2300 < Re < 10^6$ ,  $0,5 < Pr < 2000$ ) :

$$Nu = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12,7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)}$$

avec  $f = (1,82 \log(Re) - 1,64)^{-2}$  (16)

Cette corrélation fournit des valeurs de  $Nu$  du même ordre de grandeur que la corrélation de Colburn pour  $2500 \leq Re \leq 25000$ . Ils ont obtenu des valeurs de  $Nu$  supérieures à celles données par la corrélation de Gnielinski : 1,2 fois supérieures pour le canal de diamètre 1,09 mm et 1,8 fois pour le canal de 0,76 mm. On peut noter que d'autres expérimentateurs ont mis en évidence des déviations importantes au niveau du coefficient de frottement  $C_f$  (cf. [7]). En régime laminaire, Pfahler et al. (1991), Duncan et Peterson (1994), cités par Sabry [7], ont constaté une diminution de  $C_f$  de l'ordre de 20 à 40 %. On voit ici que les résultats expérimentaux ne s'accordent pas. On peut tout de même retenir que tous les auteurs ont observé des comportements différents de ceux rencontrés dans les conduites de tailles conventionnelles, aussi bien au niveau thermique que mécanique. On peut retenir également que les géométries utilisées dans ces expérimentations sont parfois complexes et ne sont pas adaptées à la mesure directe de flux de chaleur et de température de paroi. Ces deux remarques ont présidé au choix du canal plan lors de la conception de notre veine d'essai. Cette géométrie autorise les mesures directes de flux et de température de paroi et constitue, du fait de sa simplicité, un cas de référence bien adapté à des travaux à caractère fondamental.

### 1.3. Explications avancées dans la littérature

Les principales hypothèses avancées pour expliquer ces déviations sont présentées et analysées ci-dessous.

Wang et Peng [4] puis Peng et Peterson [8] ont cherché à expliquer ces écarts par une variation importante des propriétés thermophysiques du fluide le long du canal. Il s'agit en fait d'une diminution de la viscosité du fluide due à l'augmentation importante de sa température. Cela s'explique facilement si l'on considère que, dans un micro-canal, des flux de chaleur élevés sont absorbés par une faible masse de fluide. Les auteurs ont alors remarqué que le nombre de Reynolds pouvait plus que doubler pour une valeur en entrée de canal d'environ 1 000. Bien que cette variation de la viscosité puisse expliquer une diminution du coefficient de frottement, elle n'explique pas les déviations observées par les auteurs en régime laminaire ( $Re \leq 400$ ), à savoir : la dépendance du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds et la croissance de  $Nu$  avec  $Re$ .

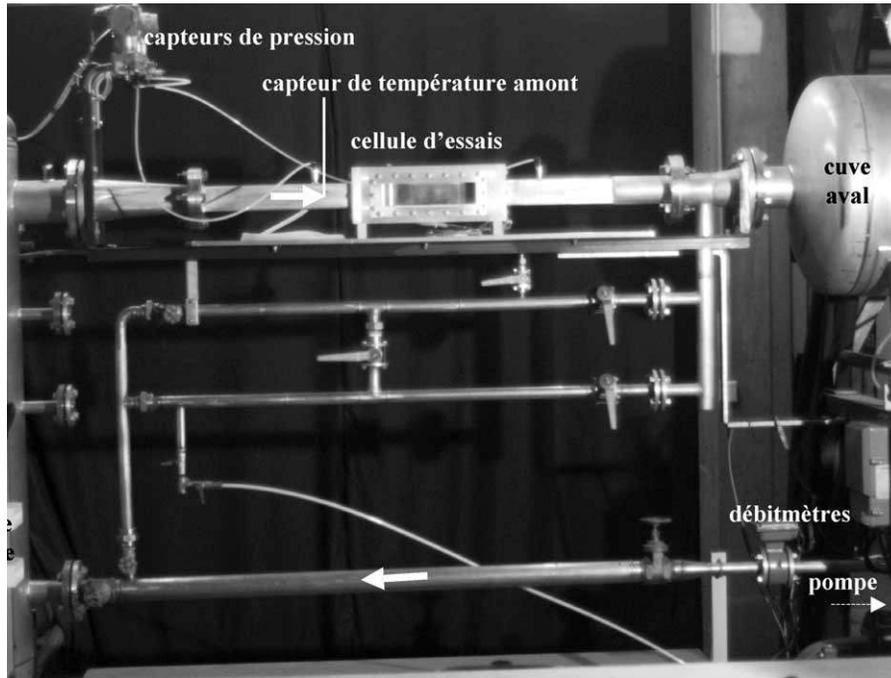
Mala et al. [9] ont avancé l'hypothèse de l'EDL (*Electric Double Layer*) pour expliquer la diminution des nombres de Nusselt par une diminution des vitesses. Sur une zone confinée près des parois métalliques (de quelques nanomètres à quelques centaines de nanomètres), les charges électrostatiques de surface (immobiles) attirent les charges du liquide en mouvement. Ces dernières sont ainsi ralenties, entraînant les particules fluides environnantes. Les auteurs ont ainsi montré, par un modèle mathématique, que l'EDL avait une influence sur les profils de vitesse, le coefficient de frottement et les transferts thermiques. Pour cela ils ont utilisé un nombre adimensionnel  $\kappa$  défini comme le rapport de la demi-hauteur du canal, constitué de deux plaques planes infinies, à l'épaisseur de l'EDL. Toutefois on note que le coefficient de frottement n'est quasiment plus affecté par l'EDL à partir d'une valeur de  $\kappa$  de 163,2. Or la valeur de  $\kappa$  est de l'ordre de 200 à 400 pour les expérimentations de Wang et Peng [4] et de 380 à 550 pour celles de Adams et al. [6]. On en déduit que l'effet de l'EDL sur ces expérimentations est négligeable. De plus les auteurs ont montré une diminution du nombre de Nusselt de 5 à 10 % seulement, pour une valeur de  $\kappa$  de 163,2, dans le cas où l'on tient compte de l'effet de l'EDL par rapport au cas où on l'ignore. Cette diminution est très inférieure à celle observée par Wang et Peng [4] qui avoisinait un facteur 3. Il paraît alors peu probable que l'influence de l'EDL puisse expliquer à elle seule les écarts relevés par les expérimentateurs cités plus haut.

L'effet du nombre de Knudsen a également été envisagé (cf. [7]). Ce nombre adimensionnel est défini comme le rapport du libre parcours moyen des molécules de fluide sur la dimension caractéristique du canal. Il est généralement admis qu'on ne tient pas compte de l'effet du nombre de Knudsen pour une valeur inférieure à 0,01. A titre d'exemple, le libre parcours moyen de l'air à température ambiante est de 50 nm. Si l'on rapporte cette valeur aux dimensions des expérimentations décrites plus haut, on obtient des valeurs du nombre de Knudsen de l'ordre de  $1,5 \cdot 10^{-4}$  à  $4,5 \cdot 10^{-5}$ . Il apparaît donc clair qu'on n'a pas à tenir compte de cet effet pour l'air. Ceci est d'autant plus vrai pour un liquide. L'explication la plus convaincante a été apportée par Sabry [7] et fait intervenir la rugosité de paroi. L'hypothèse de Sabry repose sur la constatation que les frottements visqueux en paroi sont bien supérieurs dans les micro-canaux par rapport au cas des conduites conventionnelles. A de tels niveaux, l'écoulement doit avoir une plus grande tendance à décoller de la paroi au passage des rugosités. L'écoulement est alors très probablement séparé de la paroi par un film de gaz quasi-continu. Celui-ci pourrait expliquer la baisse du coefficient de frottement ainsi que les transferts thermiques moins performants en micro-canaux, la couche de gaz jouant le rôle d'isolant thermique. La transition prématurée à la turbulence et la dépendance de  $Nu$  au  $Re$  en régime laminaire peuvent également s'expliquer par la présence de rugosités ponctuellement supérieures à la moyenne de la paroi. Enfin la dépendance au  $Re$  du  $Nu$  pourrait s'expliquer par le fait que ces rugosités provoquent des micro-tourbillons qui facilitent les échanges de chaleur entre la paroi et le fluide.

## 2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

### 2.1. Boucle d'essais

La boucle hydrodynamique est constituée de deux cuves de 450 litres chacune. Elles sont situées en amont et aval de la cellule d'essai (*figure 2*). L'eau est mise en circulation par une pompe centrifuge ETACHROM. Le débit dans la boucle est contrôlé par le variateur de vitesse de rotation de la pompe. La boucle est également équipée d'un système d'injection de germes permettant, par la suite, l'étude des transferts thermiques en écoulements cavitants. La mesure des pertes de charge aux bornes de la cellule d'essai est assurée par un capteur de pression différentielle Rosemount (précision de 0,075 % sur la gamme  $0,2 \leq \Delta P$  (bar)  $\leq 20,7$ ). La température de l'eau est mesurée en amont de la cellule par une sonde de



**Figure 2.** Vue de la boucle d'essais.  
**Figure 2.** View of the hydraulic loop.

TABLEAU I  
 Plages de vitesse accessibles pour les différents canaux disponibles.

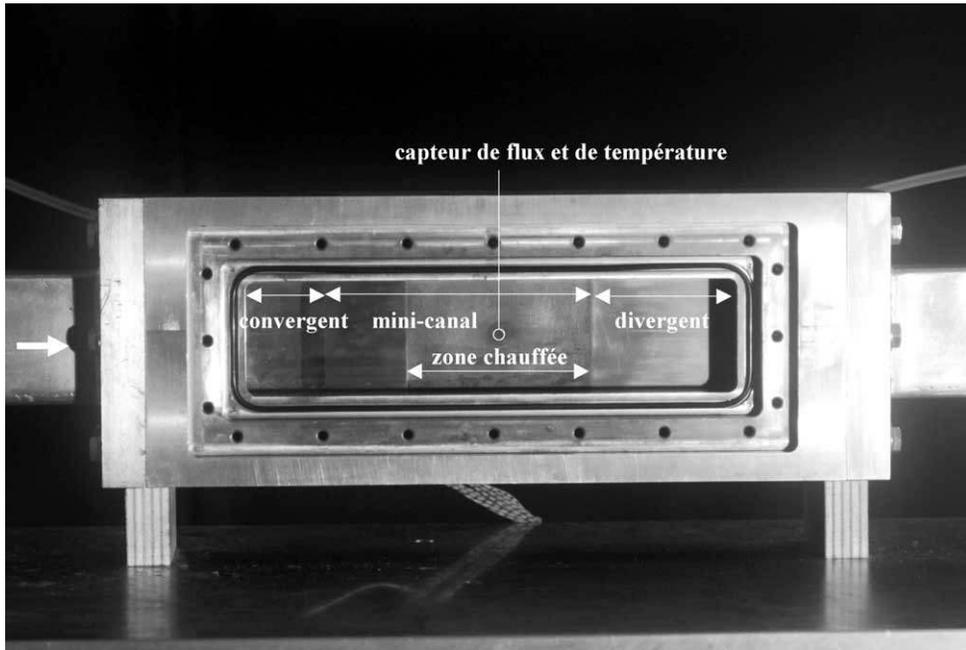
Épaisseur du canal	Diamètre hydraulique	Vitesse	Nombre de Reynolds
1,13 mm	2,22 mm	$0,3 \leq V \text{ (m}\cdot\text{s}^{-1}) \leq 23,8$	$750 \leq Re \leq 53\,000$
0,56 mm	1,12 mm	$0,2 \leq V \text{ (m}\cdot\text{s}^{-1}) \leq 17,5$	$260 \leq Re \leq 19\,000$
0,3 mm	590 $\mu\text{m}$	$0,11 \leq V \text{ (m}\cdot\text{s}^{-1}) \leq 10,5$	$70 \leq Re \leq 6\,300$

platine (mesure au centième de degré Celsius). La mesure du débit est assurée par deux débitmètres magnétiques Rosemount placés en série, en aval de la pompe. Le premier possède une section de passage de 8 mm de diamètre. Il est dédié aux mesures des petits débits ( $0,045 \leq Q \text{ (l}\cdot\text{s}^{-1}) \leq 0,45$  avec une précision de 0,5 % de la mesure). Le second ayant une section de passage de 25 mm de diamètre est dédié aux mesures des débits plus élevés ( $0,45 \leq Q \text{ (l}\cdot\text{s}^{-1}) \leq 2$  avec une précision de 0,5 % de la mesure). Un système de by-pass permet d'isoler le débitmètre DN8 afin de limiter les pertes de charges lors de la mesure des débits les plus élevés. Pour chacun des trois canaux étudiés, on peut explorer les plages de vitesse et de nombre de Reynolds données par le *tableau I*. La réduction des plages de vitesse et de Reynolds s'explique par l'augmentation des pertes de

charges aux bornes de la pompe lorsque la hauteur du canal diminue.

## 2.2. Cellule d'essai

Elle se présente sous la forme d'un support ( $370 \times 150 \times 80 \text{ mm}^3$ ) en laiton dans lequel la veine d'essai a été usinée (*figure 3*). Cette dernière possède une section rectangulaire de 60 mm de largeur par 20 mm de hauteur. Elle comporte une paroi inférieure plane et une paroi supérieure équipée d'un hublot interchangeable. La forme convergente/divergente du hublot permet de réaliser un mini-canal de 60 mm de largeur et 150 mm de longueur. Trois hublots permettent d'obtenir des canaux de 1,13 mm, 560  $\mu\text{m}$  ou 300  $\mu\text{m}$  de hauteur. La



**Figure 3.** Vue de la cellule d'essais équipée du capteur de flux et de température.  
**Figure 3.** View of the test section equipped with its heat flux and temperature sensor.

paroi plane inférieure est chauffée sur une longueur de 100 mm à l'aide de 6 cartouches chauffantes. Elles sont insérées dans un bloc en cuivre isolé thermiquement sur sa face arrière et équipé, dans sa partie centrale, d'un capteur HFM-7 E/L. Les cartouches assurent un flux maximal de l'ordre de  $10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Pour comparaison, les flux de chaleur dans les aimants du LCMI sont de l'ordre de  $300 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . La longueur du mini-canal de 150 mm résulte d'un compromis entre la longueur nécessaire à l'établissement des couches limites et la volonté de disposer de vitesses d'écoulement élevées. Un canal long induit des pertes de charges élevées que la pompe centrifuge compense en réduisant le débit, donc la vitesse d'écoulement dans la veine. Le capteur HFM-7 E/L étant situé à  $L_m = 90 \text{ mm}$  de l'entrée du mini-canal et à  $L_{th} = 30 \text{ mm}$  du début de la zone chauffée, les rapports  $A = L_m/D_H$  et  $B = L_{th}/D_H$  sont égaux à :

- $A \approx 40$ ,  $B \approx 10$  pour le canal de 1,13 mm de hauteur,
- $A \approx 80$ ,  $B \approx 20$  pour le canal de 560  $\mu\text{m}$  de hauteur,
- $A \approx 150$ ,  $B \approx 40$  pour le canal de 300  $\mu\text{m}$  de hauteur.

Lorsque l'on compare ces valeurs à 40 (la longueur d'établissement des couches limites est, d'après Taine et Petit [1], de l'ordre de  $40 \times D_H$  pour un écoulement turbulent), on se rend compte que les couches limites cinématiques sont bien établies au niveau du capteur.

Par contre ce point est plus discutable pour les couches limites thermiques des deux premiers canaux. La mesure de la rugosité moyenne de paroi a donné pour valeur  $Ra = 0,23 \mu\text{m}$ . La rugosité relative maximum  $\varepsilon/D_H$  rencontrée dans cette étude est de l'ordre de  $4 \cdot 10^{-4}$ . D'après les courbes de Nikuradse, aux nombres de Reynolds considérés ici, on se trouve en régime turbulent lisse. Le capteur HFM-7 E/L, développé par VATELL CORP, permet des mesures de température de paroi et de flux de chaleur. Il se présente sous la forme d'un cylindre de 6,3 mm de diamètre et de 20 mm de longueur. Le flux est obtenu en mesurant, à l'aide de thermocouples, la différence de température  $\Delta T$  de chaque côté d'une plaque d'épaisseur  $e = 5 \mu\text{m}$  et de conductivité thermique  $\lambda$  connue :

$$\varphi = \frac{\lambda \Delta T}{e} \quad (17)$$

Plusieurs milliers de ces éléments sont mis en série afin d'augmenter le signal. La mesure de température de paroi est assurée par une sonde de platine placée en couronne autour de la surface active. Afin d'utiliser au mieux ses capacités dans notre cas, la sonde de platine a été étalonnée au sein du bloc chauffant pour des températures comprises entre 15 et 40 °C. La surface du bloc est plongée dans un bain thermostaté. La résistance

de la sonde et la température du bain correspondante sont alors relevées pour calculer la droite d'étalonnage. Ce capteur a également été choisi pour son temps de réponse très court (6  $\mu$ s). Il devrait ainsi permettre l'étude des transferts thermiques en régime transitoire.

### 2.3. Remarque sur la prise en compte de la dissipation visqueuse

Dans le cas des écoulements à haute vitesse, la dissipation visqueuse est responsable de l'échauffement du fluide. Ainsi le fluide des zones pariétales (zone de forts gradients transversales de vitesse donc zone de frottements visqueux importants) prend une température supérieure à celle loin de la paroi, dite température de frottement.

Dans le cas d'un fluide incompressible circulant à haute vitesse le long d'une paroi adiabatique, on montre, à l'aide des approximations de couches limites de Prandtl, la relation suivante :

$$T_p - T_\infty = \text{const} \times \frac{V_\infty^2}{2c} \quad (18)$$

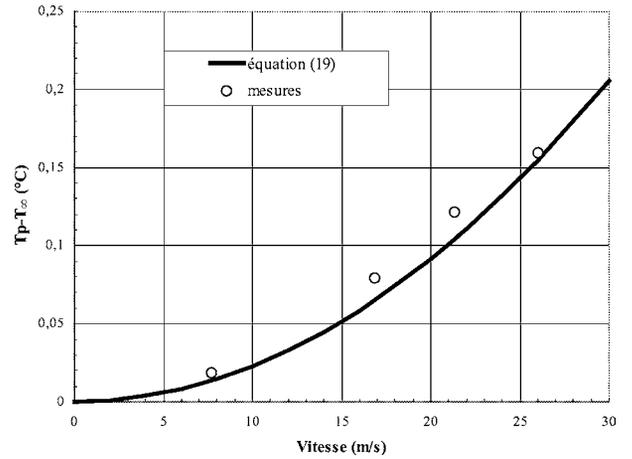
Pour les écoulements turbulents, l'expérience donne  $Pr^{1/3}$  comme valeur de la constante. On a alors :

$$T_p - T_\infty = Pr^{1/3} \frac{V_\infty^2}{2c} \quad (19)$$

La *figure 4* présente des points de mesure de cet échauffement de paroi pour différentes vitesses d'écoulement ainsi que la courbe obtenue par la relation précédente. On remarque une bonne concordance entre la théorie et les mesures. On constate que l'échauffement en paroi reste très limité, même à la vitesse maximale. Cet effet apparaît donc secondaire dans notre étude.

### 2.4. Protocole expérimental

Bien qu'aucun système ne permette de réguler la température de l'eau, le volume contenu dans la boucle (900 litres) est suffisant pour maintenir la variation de  $T_\infty$  inférieure à 1°C pour une série de mesures. La température de l'eau est comprise entre 24°C et 26°C pour l'ensemble de la campagne d'essais. Chaque série de mesures est faite à puissance électrique injectée constante (500 W). Le débit est fixé à l'aide du variateur de la pompe. Une fois l'équilibre atteint, on note la température de l'eau  $T_\infty$ , la température de paroi  $T_p$ , le flux thermique  $\varphi$ , la perte de charge dans la veine d'essai  $\Delta p$  et



**Figure 4.** Effet de la dissipation visqueuse sur l'échauffement en paroi en l'absence de chauffage externe.

**Figure 4.** Effect of the viscous dissipation on the heating at the wall without external source of heating.

le débit volumique  $Q$ . On peut alors calculer le coefficient d'échange thermique  $h$  et le nombre de Nusselt  $Nu$  d'après les relations classiques suivantes :

$$h = \frac{\varphi}{T_p - T_\infty} \quad (20)$$

$$Nu = \frac{h D_H}{\lambda} \quad (21)$$

Le coefficient de frottement est calculé à partir de  $\Delta p$ . Un bilan des forces sur une tranche de fluide de longueur  $L$  et d'épaisseur  $e$  entre deux plaques parallèles donne  $\Delta p e = 2\tau L$  où  $\tau$  désigne la contrainte pariétale. Le coefficient de frottement est alors déterminé par la relation suivante :

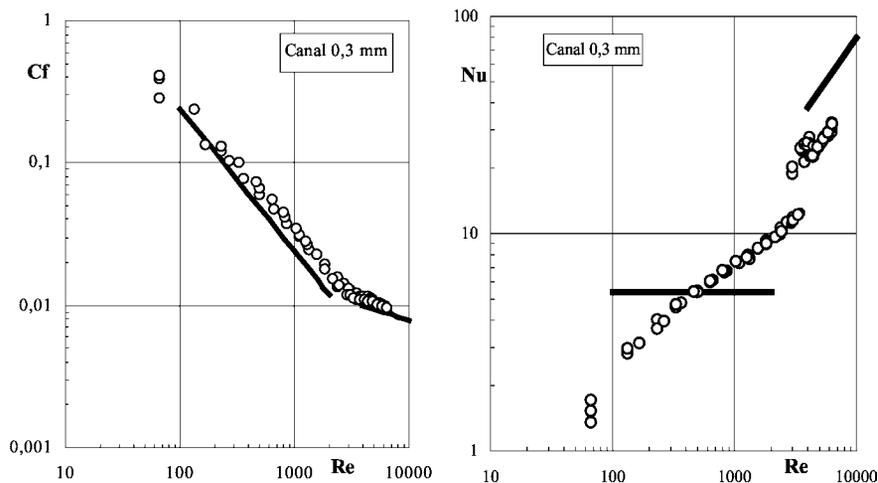
$$C_f = \frac{2\tau}{\rho V^2} = \frac{\Delta p e}{\rho L V^2} \quad (22)$$

## 3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

### 3.1. Canal de 0,3 mm

La *figure 5* présente l'évolution du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds. A titre de référence, les lois classiques rappelées en introduction sont également présentées. Il s'agit :

- pour  $C_f$ , de la formule (2) en régime laminaire et de la formule (12) en régime turbulent,
- pour  $Nu$ ,  $Nu = 5,385$  en régime laminaire et de la formule (15) en régime turbulent.



**Figure 5.** Variation du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour le canal de 0,3 mm.  
**Figure 5.** Variation of the friction coefficient and Nusselt number with the Reynolds number for the 0.3 mm channel.

En ce qui concerne le coefficient de frottement, son comportement est continu sur toute la plage de  $Re$  et les mesures suivent assez fidèlement les lois classiques, aussi bien en laminaire qu'en turbulent.

Pour le nombre de Nusselt, on distingue trois plages de  $Re$  sur lesquelles  $Nu$  a des comportements différents.

- La première zone correspond au régime laminaire et s'étend jusqu'à  $Re \approx 3000$ . Le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Reynolds, alors que la théorie prévoit un nombre de Nusselt constant en régime laminaire.
- A partir de  $Re \approx 3000$  et jusqu'à 4500, on a constaté, lors des essais, des fluctuations instantanées importantes du flux pouvant atteindre un facteur 2 pour un même  $Re$ . La procédure expérimentale a consisté à noter les valeurs maximales et minimales du flux thermique pour un même point de fonctionnement. Les valeurs correspondantes du nombre de Nusselt sont reportées conjointement sur la figure.
- La dernière zone, située en régime turbulent, débute à  $Re \approx 4500$ .  $Nu$  se stabilise à une valeur 2,5 fois plus élevée que celles du régime laminaire. Malgré une légère augmentation de  $Nu$  par la suite, les valeurs restent inférieures à celles données par la formule (15) de 40 % environ.

### 3.2. Canal de 0,56 mm de hauteur

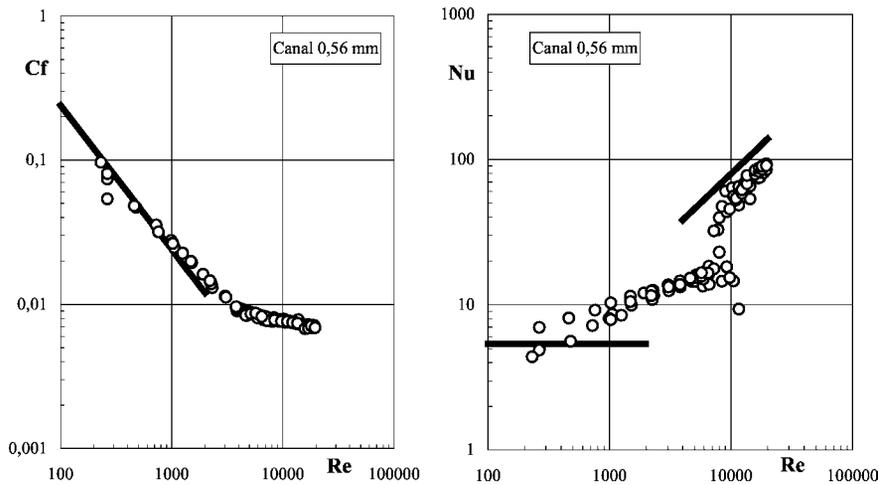
On observe les mêmes tendances que précédemment en ce qui concerne le coefficient de frottement, comme

le montre la *figure 6*. Les mesures réalisées sont en bon accord avec les prévisions. En ce qui concerne le coefficient de transfert thermique, on observe de nouveau trois zones ayant les mêmes caractéristiques que les précédentes. La première s'étend jusqu'à  $Re \approx 7000$  et la zone de fluctuations jusqu'à environ 12000. La zone de transition est décalée vers les plus grands nombres de Reynolds et plus étendue que dans le cas précédent. A  $Re \approx 14000$ ,  $Nu$  est inférieur de 30 % à la valeur donnée par la formule (15). Cet écart augmente avec  $Re$  pour atteindre 37 % à  $Re \approx 20000$ .

### 3.3. Canal de 1,13 mm de hauteur

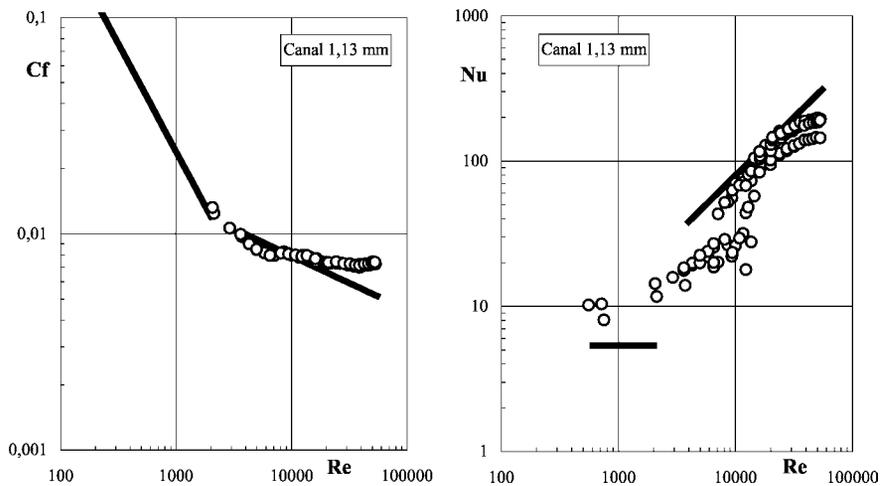
A  $Re \approx 2000$ , l'écart entre la formule (2) et les valeurs de  $C_f$  est de +14 %. On constate qu'en régime turbulent l'écart entre les mesures et la formule (12) croît avec le nombre de Reynolds pour atteindre 50 % à  $Re \approx 5 \cdot 10^4$ .

La zone de fluctuation des échanges thermiques est encore plus étendue ( $Re \approx 7000$  jusqu'à 16000). On remarque que  $Nu$  atteint les valeurs données par la formule (15) pour  $Re$  compris entre 16000 et 24000. L'écart entre les mesures et la formule (15) atteint ensuite 35 à 48 %. Sur les *figures 5, 6 et 7*, on a représenté l'ensemble des séries de mesures réalisées pour une même configuration, soit généralement 4 ou 5 séries réalisées indépendamment. On a ainsi une idée de la dispersion et de la reproductibilité des mesures.



**Figure 6.** Variations du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour le canal de 0,56 mm.

**Figure 6.** Variations of the friction coefficient and Nusselt number with the Reynolds number for the 0.56 mm channel.



**Figure 7.** Variations du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour le canal de 1,13 mm.

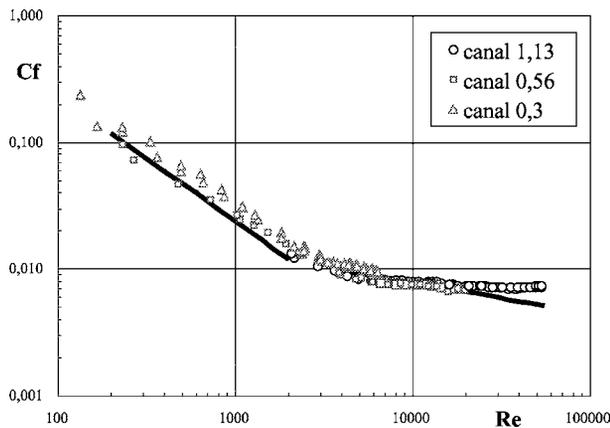
**Figure 7.** Variations of the friction coefficient and Nusselt number with the Reynolds number for the 1.13 mm channel.

## 4. SYNTHÈSE DES RÉSULTATS ET DISCUSSION

### 4.1. Coefficient de frottement

Les graphes  $C_f(Re)$  précédents sont regroupés *figure 8*. En régime laminaire, les valeurs de  $C_f$  sont légèrement supérieures à celles des lois classiques. L'écart augmente lorsque le diamètre hydraulique du mini-canal diminue (+14 % pour le canal de 1,13 mm de hauteur,

+50 % pour le canal de 0,3 mm de hauteur). On note que ce résultat ne confirme pas les conclusions de Pfahler et al. et Duncan et Peterson (cité notamment dans [7]) qui avaient constaté une diminution de  $C_f$  de 20 à 40 %. En régime turbulent, les valeurs mesurées du coefficient de frottement sont voisines de celles données par les corrélations classiques, sauf dans le cas du canal le plus épais pour lequel elles s'en écartent à grand Reynolds. On retiendra que le coefficient de frottement mesuré a globalement un comportement proche de celui prévu par les lois classiques.



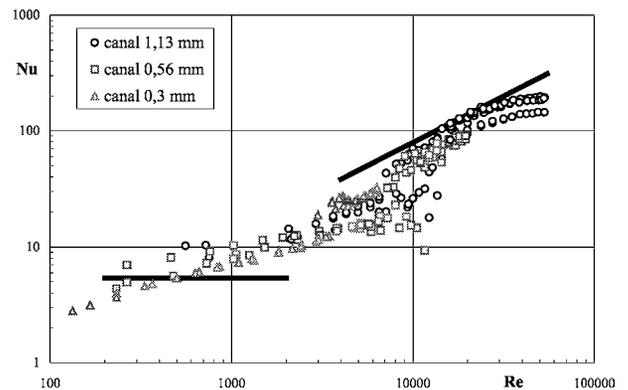
**Figure 8.** Variation du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds. Influence de l'épaisseur du mini-canal.

**Figure 8.** Variation of the friction coefficient with the Reynolds number. Influence of the channel thickness.

## 4.2. Transferts thermiques convectifs

La figure 9 présente une synthèse des résultats concernant l'influence du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt, pour les trois canaux considérés dans cette étude.

En régime laminaire, on observe le même type de déviation que celle rapportée par Wang et Peng [4], à savoir de très faibles valeurs du nombre de Nusselt pour les nombres de Reynolds les plus petits et la croissance du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds. La zone des fluctuations de transfert thermique, observable à des nombres de Reynolds intermédiaires, correspond très vraisemblablement à la transition laminaire/turbulent. Nous avons vérifié que ces fluctuations ne sont pas dues à des variations rapides de débit, qui pourraient être liées à une instabilité de fonctionnement de la pompe, puisqu'elles ne débutent pas à la même vitesse de rotation. Des visualisations complémentaires seront prochainement menées en vue de confirmer que ces



**Figure 9.** Variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds. Influence de l'épaisseur du mini-canal.

**Figure 9.** Variation of the Nusselt number with the Reynolds number. Influence of the channel thickness.

fluctuations de coefficient d'échange sont effectivement dues à la transition. Le tableau II résume les gammes de nombre de Reynolds dans lesquelles ont été observées les fluctuations de transfert thermique pour chacun des trois canaux. On y a porté le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique ainsi que celui basé sur l'abscisse  $x = 90$  mm correspondant à la distance entre le point de mesure (le capteur) et le début du canal. Les valeurs correspondantes sont caractéristiques des nombres de Reynolds critiques observés en couche limite. A titre de référence, on a également indiqué les épaisseurs typiques de couche limite à 99 % en régime laminaire. S'il est clair que les couches limites se développant sur les deux parois opposées se sont effectivement réunies au point de mesure pour le canal le plus petit, c'est à peine le cas pour le canal de 1,13 mm. Dans ce dernier cas, l'écoulement laminaire est donc plus proche d'un écoulement de couche limite que d'un écoulement établi en conduite. Il convient de remarquer qu'aucun signe de transition n'est clairement observable sur le coefficient de frottement, contrairement au nombre de Nusselt. Ceci est probablement lié au fait que le coefficient

TABLEAU II  
Plages du nombre de Reynolds pour lesquelles les fluctuations de coefficients de transferts thermiques ont été observées.

Épaisseur du canal	$Re$ de transition basé sur le diamètre hydraulique	$Re$ de transition basé sur $x = 90$ mm	Épaisseur de couche limite laminaire correspondante
0,3 mm	3 000–4 500	460 000–690 000	0,5–0,7 mm
0,56 mm	7 000–12 000	560 000–960 000	0,45–0,6 mm
1,13 mm	7 000–16 000	280 000–650 000	0,6–0,85 mm

de frottement résulte ici d'une mesure globale de perte de charge alors que le nombre de Nusselt traduit une mesure locale de transfert thermique. En écoulement turbulent, le nombre de Nusselt apparaît légèrement inférieur à ce que prévoit la corrélation classique de Colburn et l'écart semble augmenter avec le nombre de Reynolds. Cette dernière remarque pourrait s'expliquer par le fait qu'à partir d'un certain débit, les mesures ne sont plus faites à flux de paroi uniforme. On observe en effet que le flux de chaleur mesuré au niveau du capteur diminue très sensiblement alors que la puissance électrique globale injectée dans l'écoulement reste constante. Il est donc vraisemblable que le flux thermique en paroi subit d'importantes variations spatiales, avec des maxima marqués au droit des cartouches chauffantes. Ce phénomène est imputable à la configuration de notre système de chauffage de la paroi. Compte tenu de ces réserves sur l'uniformité du flux de chaleur et du caractère non établi des couches limites thermiques discuté précédemment, les mesures de transfert thermique réalisées ici dans des mini-canaux de 1 mm à 250  $\mu\text{m}$  d'épaisseur ne sont pas de nature à remettre en cause les résultats classiques établis sur des conduites de taille caractéristique supérieure.

## RÉFÉRENCES

- [1] Taine J., Petit J.P., Transferts thermiques : mécanique des fluides anisothermes, DUNOD Université, 1989.
- [2] Idel'cik I.E., Memento des pertes de charge, Collection de la Direction des Études et Recherches d'Electricité de France, Eyrolles, 1986.
- [3] Holman J.P., Heat Transfer, 8<sup>ème</sup> édition, McGraw-Hill, 1997, p. 263, relation 5.114a.
- [4] Wang B.X., Peng X.F., Experimental investigation on liquid forced-convection heat transfer through microchannels, Int. J. Heat Mass Tran. 37 (Suppl. 1) (1994) 73–82.
- [5] Peng X.F., Peterson G.P., Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannels structures, Int. J. Heat Mass Tran. 39 (12) (1996) 2559–2608.
- [6] Adams T.M., Abdel-khalik S.I., Jeter S.M., Qureshi Z.H., An experimental investigation of single-phase forced convection in microchannels, Int. J. Heat Mass Tran. 41 (6–7) (1997) 851–857.
- [7] Sabry M.N., Scale effects on fluid flow and heat transfer in microchannels, in: Proceedings of Thermic IV, Rome, October 1999, pp. 193–198.
- [8] Peng X.F., Peterson G.P., The effect of thermofluid and geometrical parameters on convection of liquids through rectangular microchannels, Int. J. Heat Mass Tran. 38 (4) (1995) 755–758.
- [9] Mala G.M., Li D., Dale J.D., Heat transfer and fluid flow in microchannels, Int. J. Heat Mass Tran. 40 (13) (1997) 3079–3088.