



HAL
open science

Transferts thermiques convectifs en mini-canal: confrontation calculs/mesures

Sylvain Reynaud, Jean-Pierre Franc, Thierry Maître

► To cite this version:

Sylvain Reynaud, Jean-Pierre Franc, Thierry Maître. Transferts thermiques convectifs en mini-canal: confrontation calculs/mesures. La Houille Blanche - Revue internationale de l'eau, 2003, 5, 10.1051/lhb/2003087 . hal-00212315

HAL Id: hal-00212315

<https://hal.science/hal-00212315>

Submitted on 27 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

Transferts thermiques convectifs en mini-canal : confrontation calculs/mesures

Convective heat transfer in mini-channel : comparison between measurements and computational results

Sylvain Reynaud¹, Jean-Pierre Franc, Thierry Maître

Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (Grenoble)

François Debray

Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses (Grenoble)

We present a series of measurements of the friction factor and the forced convection heat transfer coefficient in 2D mini-channels of 1.12 mm to 300 μm in thickness. The friction factor is estimated from the measurement of the pressure drop along the whole channel. The heat transfer coefficient is determined from a local and direct measurement of the temperature and the heat flux at the wall by means of a specific transducer. The experimental results do not lead to question the validity of the classical correlations obtained on ducts of larger size. The numerical simulations have shown that the deviations observed from the classical laws for both the friction factor and the Nusselt number are mainly due to macroscopic effects as entrance effects or the lack of uniformity of the surface heat flux.

I ■ INTRODUCTION

Le Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels mène, en collaboration avec le Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses, une étude sur les transferts thermiques par convection forcée en mini-canaux. Elle a pour but l'optimisation thermo-hydraulique des aimants à champs intenses du LCMi. Du fait de la géométrie simple de la veine d'essai, cette étude présente un caractère fondamental qui élargit le champ d'investigation initial à la question de la validité des corrélations classiques établies généralement pour des conduites de taille bien supérieure. Une première série de mesures [1] a mis en évidence des comportements du nombre de Nusselt et du coefficient de frottement globalement proches des lois classiques, compte tenu des incertitudes de mesure. Une partie de l'instrumentation et du protocole expérimental a été modifiée suivant les enseignements tirés de cette première série. Une étude numérique de la veine d'essai a également été menée en parallèle.

Un grand nombre de travaux, menés au cours des vingt dernières années, sur les écoulements et les transferts thermi-

ques en micro et mini-canaux ont déjà fait l'objet de publication. Ils ont mis en évidence des déviations importantes par rapport aux corrélations couramment utilisées et présentent des conclusions parfois contradictoires. Les principaux résultats de certaines études de transferts thermiques en minicanaux rectangulaires (épaisseur $\geq 100 \mu\text{m}$) sont ici présentés. Rahman [2] a obtenu des valeurs de Nu supérieures à la théorie en régime laminaire et turbulent². Ses résultats ne mettent pas en évidence un nombre de Reynolds de transition différent de celui attendu (≈ 2300) et les valeurs du coefficient de frottement C_f pour le canal le plus mince ($D_H \approx 360 \mu\text{m}$) sont conformes aux corrélations valables pour un écoulement laminaire non-établi dans un tube. Les travaux de Adams *et al.* [3] vont également en ce sens puisqu'ils obtiennent des nombres de Nusselt supérieurs à ceux donnés par la corrélation de Gnielinski³ dans un canal cylindrique⁴.

En revanche Gao *et al.* [4] dans un canal rectangulaire⁵ obtiennent des valeurs de Nu inférieures à celles prévues par la théorie pour $D_H \leq 0,77 \text{ mm}$ en régime laminaire et turbu-

2. $300 \leq D_H (\mu\text{m}) \leq 500$, $Re \leq 3000$, fluide étudié : eau.

3. $2300 \leq Re \leq 10^6$, $0,5 \leq Pr \leq 2000$.

4. $0,76 \leq D (\text{mm}) \leq 1,09$, $3200 \leq Re \leq 23000$, fluide étudié : eau.

5. $200 \mu\text{m} \leq D_H \leq 1,82 \text{ mm}$, $200 \leq Re \leq 8000$, fluide étudié : eau.

1. LEGI-ENSHMG, Domaine Universitaire, BP 53, 38041 Grenoble cedex 9
- sylvain.reynaud@hmg.inpg.fr

lent. Le coefficient de frottement suit les lois classiques en régime laminaire comme en régime turbulent, quel que soit le diamètre du canal. La transition à la turbulence a lieu à des nombres de Reynolds conformes aux valeurs classiquement admises (2 300-4 000). On peut citer les travaux de Wang & Peng [5] et Peng & Peterson [6] sur des multicanaux parallèles de section rectangulaire⁶. En régime laminaire comme en régime turbulent, le nombre de Nusselt est inférieur aux corrélations classiques. De plus il croît avec le nombre de Reynolds en régime laminaire alors que la théorie pour les conduites classiques prévoit une valeur constante. Ils ont observé la transition à la turbulence à des nombres de Reynolds d'environ 700-1 000 et la turbulence développée vers 1 500.

Les travaux de Acosta *et al.* [7] s'attachent plus spécifiquement au coefficient de frottement. Ils utilisent plusieurs canaux rectangulaires⁷ présentant des rugosités de type industriel différentes. Un canal supplémentaire est étudié. Ses parois ont été particulièrement soignées⁸ pour atteindre un état de surface dit « poli optique ». En régime laminaire, l'ensemble des mesures est proche de la loi de Hagen-Poiseuille : $C_f = 16/Re$. En régime turbulent, bien que les écoulements pour l'ensemble des canaux correspondent théoriquement au régime lisse, les auteurs ont observé que seul le cas du « poli optique » suivait la loi $C_f = 0,079 \cdot Re^{-0,25}$. Les mesures faites dans les canaux ayant des rugosités plus élevées s'écartent sensiblement vers des valeurs supérieures à celles attendues. Par ailleurs, le changement de régime intervient à des nombres de Reynolds conventionnels ($\approx 2 500$). Ce dernier point est en contradiction avec les travaux de Zeighami *et al.* [8] qui ont observé la transition à la turbulence pour $1 200 \leq Re \leq 1 600$ dans un canal de section rectangulaire ($D_H = 120 \mu\text{m}$).

En résumé, les études mentionnées s'accordent sur le fait que le coefficient de frottement ne subit pas de déviation significative par rapport aux lois classiques pour les minicanaux de diamètre hydraulique supérieurs à $200 \mu\text{m}$ du moment que l'on porte une attention particulière à la rugosité de paroi. En revanche les conclusions quant au nombre de Nusselt sont contradictoires. Les études font état de valeurs supérieures ou inférieures aux corrélations classiques, en régime laminaire comme en régime turbulent. Il en est de même pour le nombre de Reynolds de transition puisqu'il s'échelonne des grandeurs classiques à des valeurs bien plus faibles.

II ■ DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

● II.1 Boucle et veine d'essais

La boucle hydrodynamique est composée de deux cuves de 450 litres chacune contenant de l'eau de ville filtrée⁹ et mise en circulation par une pompe centrifuge. Les conduites situées entre les deux cuves ainsi que la veine d'essais sont isolées thermiquement de l'extérieur par des panneaux de laine de roche de 10 cm d'épaisseur.

La cellule d'essais se présente sous la forme d'un support en bronze de section rectangulaire ($370 \times 150 \times 80 \text{ mm}^3$)

dans lequel un canal plan a été usiné ($60 \times 20 \text{ mm}^2$). Trois hublots interchangeable de forme convergente/divergente créent un mini-canal plan de 60 mm de largeur, 150 mm de longueur et d'épaisseur variable suivant le hublot utilisé (1,12 mm, $540 \mu\text{m}$ ou $300 \mu\text{m}$). La paroi plane inférieure est chauffée sur une longueur de 60 mm par six cartouches résistives insérées dans un bloc en cuivre isolé thermiquement sur sa face arrière. Elles assurent un flux de chaleur maximal en paroi du mini-canal φ de l'ordre de 20 W/cm^2 . Les vitesses d'écoulement varient de 0,6 à 24 m/s et les nombres de Reynolds Re , basés sur le diamètre hydraulique D_H , de 600 à 72 000 (tab. 1). La rugosité de paroi maximum mesurée est de $2,60 \mu\text{m}$ ($R_n = 0,23 \mu\text{m}$ et $R_z = 2,17 \mu\text{m}$). Les écoulements turbulents considérés ici correspondent au régime lisse des travaux de Nikuradse.

Tableau 1. Gammes de vitesse débitante V et de nombre de Reynolds Re pour les trois épaisseurs étudiées.

Épaisseur du canal	Diamètre hydraulique	Gamme de vitesse	Gamme de nombre de Reynolds
1,12 mm	2,22 mm	$0,9 \leq V \text{ (m/s)} \leq 24$	$2 500 \leq Re \leq 72 000$
$540 \mu\text{m}$	1,08 mm	$0,8 \leq V \text{ (m/s)} \leq 18$	$1 400 \leq Re \leq 25 000$
$300 \mu\text{m}$	$590 \mu\text{m}$	$0,7 \leq V \text{ (m/s)} \leq 13$	$600 \leq Re \leq 10 000$

● II.2 Instrumentation de la boucle et de la cellule d'essai

Un capteur de pression différentielle¹⁰ mesure les pertes de charge Δp aux bornes de la cellule d'essai. Deux débitmètres magnétiques¹¹ sont placés en série, en aval de la pompe. Le premier est dédié aux mesures des petits débits ($0,045 \leq Q \text{ (l/s)} \leq 0,45$), le second est utilisé pour les débits plus élevés ($0,45 \leq Q \text{ (l/s)} \leq 2$). Deux sondes de platine ($\pm 0,05 \text{ }^\circ\text{C}$) mesurent la température de l'eau en amont et en aval de la cellule d'essais (respectivement T_{amont} et T_{aval}).

Un capteur HFM-7 E/L, développé par VATELL Corp., mesure la température de paroi T_p ($\pm 0,5 \%$) et le flux de chaleur φ ($\pm 0,1 \%$). Il est inséré au centre de la paroi inférieure à 90 mm de l'entrée du mini-canal et à 25 mm du début de la zone chauffée. En tenant compte des ordres de grandeur des longueurs d'établissement des couches limites [9, 10, 11, 12], on estime que le régime cinématique est établi au niveau du capteur HFM mais que ce n'est pas le cas du régime thermique dans le cas des canaux de 1,12 mm et $540 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

● II.3 Protocole expérimental et traitement des données

Toutes les mesures ont été faites en régime stationnaire, les paramètres du dispositif expérimental¹² sont constants pour toute la durée de la mesure d'un point de fonctionnement (une heure). Une fois l'équilibre thermique atteint (40 minutes en moyenne), on acquiert la température de l'eau en amont T_{amont} et en aval T_{aval} de la cellule d'essai, le débit Q , les pertes de charges Δp , la température de paroi T_p

6. $0,74 \leq D_H \text{ (mm)} \leq 0,31$, fluides étudiés : eau, méthanol.

7. $D_H = 960 \mu\text{m}$, $1 300 \leq Re \leq 22 000$, fluide étudié : solution aqueuse.

8. Polissage au moyen d'une poudre de diamant de $0,1 \mu\text{m}$.

9. La dimension caractéristique des mailles des filtres est $5 \mu\text{m}$.

10. $\pm 0,075 \%$ sur la gamme $0,2 \leq \Delta P \text{ (bar)} \leq 20,7$.

11. $\pm 0,5 \%$ de la mesure.

12. Le débit, la puissance électrique injectée dans les cartouches résistives ($\approx 900 \text{ W}$) et la hauteur du canal.

et le flux de chaleur en paroi ϕ . Les séries de mesure sont parcourues dans le sens des débits croissants et décroissants pour détecter un éventuel phénomène d'hystérésis mais aussi aléatoirement pour juger de la reproductibilité des mesures. Le nombre de Nusselt Nu est calculé par :

$$Nu = \frac{\phi D_H}{\lambda (T_p - \frac{T_{amont} + T_{aval}}{2})} \quad (1)$$

avec λ : conductivité thermique de l'eau. Le coefficient de frottement C_f est calculé à partir de Δp et d'un bilan des forces sur une tranche de fluide de longueur L et d'épaisseur e entre deux plaques parallèles :

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

avec τ : contrainte pariétale, ρ : masse volumique de l'eau, V : vitesse débitante. Comme base à l'interprétation des résultats expérimentaux, nous utilisons les relations classiques suivantes. Elles concernent (sauf mention contraire) un écoulement entre deux plaques planes dont la distance est suffisamment petite pour que l'on puisse les considérer comme quasi-infinies.

II.3.1 Cas laminaire ($Re < 2000$)

Pour un écoulement établi, le coefficient de frottement C_f en paroi s'écrit [13] :

$$C_f = \frac{\tau}{\frac{1}{2} \rho V^2} = \frac{24}{Re} \quad (3)$$

Dans l'hypothèse d'un écoulement cinématiquement et thermiquement établi, on montre facilement que le nombre de Nusselt est constant et vaut 8.24 lorsque le flux de chaleur est uniforme et identique pour les deux parois. Dans le cas où l'une des parois est adiabatique, on obtient $Nu = 5.385$.

II.3.2 Cas turbulent (régime lisse, $4000 < Re < 10^5$)

On a ici recours à des corrélations empiriques valables en régime lisse. Pour une conduite de section circulaire classique, le coefficient de perte de charge par frottement f , peut être calculé par la relation suivante [13] :

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

Le coefficient de frottement s'écrit alors :

$$C_f = \frac{f}{4} = \frac{0,079}{Re^{0,25}} \quad (5)$$

Dans le cas d'un écoulement turbulent établi entre deux plans, le nombre de Nusselt est estimé par la corrélation de Colburn [10] :

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{1/3} \quad (6)$$

II.4 Modèle numérique

En parallèle à l'expérimentation, nous avons mené une étude numérique de la veine d'essais à l'aide du code Fluent dans le but d'obtenir des informations qui ne peuvent être obtenues expérimentalement du fait, en particulier, d'une instrumentation limitée à un seul capteur de flux et de température de paroi. L'approche numérique a été préalablement validée à l'aide de cas académiques pour lesquels on dispose de solutions analytiques. Le modèle est une conduite bidimensionnelle dont les paramètres géométriques¹³ et les conditions aux limites¹⁴ correspondent à ceux de la veine d'essais. Les calculs sont effectués en régimes stationnaire, laminaire et turbulent. Le traitement des données numériques utilise les relations données au paragraphe précédent. Seuls les canaux de 1.12 mm et 300 μ m d'épaisseur ont été modélisés. Dans le cas turbulent, les modèles « $k-\epsilon$ standard » et « bas Reynolds » ont été utilisés.

III ■ RÉSULTATS ET DISCUSSION

III.1 Coefficient de frottement

La figure 1 présente l'évolution du coefficient de frottement C_f en fonction du nombre de Reynolds Re . Les résultats expérimentaux sont globalement similaires à ceux obtenus en 2000 [1]. En régime laminaire, les mesures correspondant les canaux de 540 μ m et 300 μ m d'épaisseur suivent la tendance en $1/Re$ de l'équation 3 mais elles se positionnent à des valeurs supérieures, l'écart augmentant lorsque le diamètre hydraulique diminue. Ces observations sont en accord avec les conclusions des études présentées en introduction [2, 4, 7].

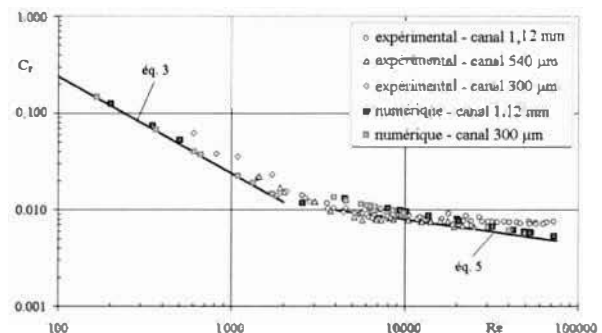


Figure 1 : Distribution du coefficient de frottement C_f en fonction du nombre de Reynolds Re (résultats expérimentaux et numériques).

En régime turbulent, les mesures sont du même ordre de grandeur que celui donné par l'équation 5. Cependant elles ne suivent pas l'évolution en $Re^{-0,25}$, typique du régime lisse, mais s'orientent plutôt vers une loi de comportement peu dépendante du nombre de Reynolds ($Re^{-0,045}$), comportement

13. La longueur du canal, la longueur et la position de la zone chauffée de la paroi inférieure, la hauteur du canal, la position du capteur HFM.

14. La vitesse débitante V , le flux de chaleur ϕ et la température de l'eau T_{amont} .

caractéristique du régime rugueux. Notons que Acosta *et al.* [7] ont également observé cette tendance dans leurs canaux dont les rugosités semblent correspondre à notre veine d'essai. Les résultats numériques, très proches des corrélations classiques en régimes laminaire et turbulent, ne confirment pas ces mesures. Ce phénomène peut s'expliquer en mettant en parallèle les résultats obtenus par Acosta *et al.* [7] dans le canal ayant un état de surface soigné (« poli optique ») et nos résultats numériques. Ces deux cas présentent en effet des états de surface similaires dans la mesure où, par défaut, Fluent ne modélise pas les rugosités de paroi et utilise un coefficient calibré pour faire correspondre le modèle $k-\epsilon$ au régime turbulent lisse. On peut en déduire que les rugosités mesurées dans notre veine d'essai, bien que correspondant au régime lisse de Nikuradse, peuvent être responsables des déviations en régime turbulent. Le modèle numérique sera prochainement complété par la prise en compte des rugosités.

● III.2 Nombre de Nusselt

Les mesures, représentées sur la figure 2, font apparaître des évolutions de Nu en fonction de Re similaires pour les trois épaisseurs étudiées sur leur gamme de Re respectives. On distingue en effet trois plages de Re sur lesquelles Nu a des comportements différents, la taille et la position de celles-ci sur la gamme de Re étant différentes pour chaque épaisseur (tab. 2).

Tableau 2. Plages des nombres de Reynolds correspondants aux différents comportements du nombre de Nusselt pour les trois épaisseurs étudiées.

	Canal 1,12 mm	Canal 540 μm	Canal 300 μm
Zone 1	$2\ 600 < Re < 7\ 000$	$1\ 400 < Re < 5\ 000$	$600 < Re < 3\ 000$
Zone 2	$7\ 000 < Re < 20\ 000$	$5\ 000 < Re < 17\ 000$	$3\ 000 < Re < 6\ 000$
Zone 3	$20\ 000 < Re < 72\ 000$	$17\ 000 < Re < 25\ 000$	$6\ 000 < Re < 10\ 000$

La première zone correspond au régime laminaire. On observe le même comportement de Nu que celui rapporté par Wang & Peng [5], à savoir l'augmentation de Nu avec Re alors que la théorie prévoit une valeur constante. Dans notre cas, l'étude numérique de la veine d'essais a montré que ce phénomène est dû au non-établissement du régime thermique au niveau du capteur HFM en écoulement laminaire. Pour les trois épaisseurs, le nombre de Nusselt suit la même tendance en $Re^{0,45}$ mais ses valeurs tendent à augmenter avec l'épaisseur du canal. Les résultats numériques suivent également cette évolution de Nu avec Re mais avec des valeurs supérieures aux mesures.

La zone 2, située aux nombres de Reynolds intermédiaires, correspond à la transition laminaire-turbulent. Les signaux observés sur l'oscilloscope font en effet apparaître des augmentations quasi-instantanées du flux de chaleur, la température de paroi diminuant simultanément. Ces fluctuations correspondent probablement au passage de bouffées turbulentes qui augmentent soudainement le coefficient d'échange thermique. La fréquence de ces bouffées augmente avec le nombre de Reynolds tandis que l'amplitude des fluctuations de flux diminue progressivement jusqu'à ce que la turbulence soit pleinement développée au niveau du capteur HFM et que les moyennes temporelles des deux signaux se stabilisent de nouveau. Pour les trois canaux, cette zone apparaît et se prolonge bien au-delà des valeurs classiques de Re (2 300-4 000). Le tableau 3 résume les gammes de nombre de Reynolds, basés sur le diamètre hydraulique, dans lesquelles ont été observées les fluctuations de transfert thermique pour chacune des trois épaisseurs. Nous y avons également porté le nombre de Reynolds basé sur l'abscisse $x = 90$ mm correspondant à la distance entre le capteur HFM et l'entrée du canal. Les valeurs correspondantes sont caractéristiques des nombres de Reynolds critiques observés en couche limite¹⁵. A titre de référence, nous avons indiqué les épaisseurs typiques de couche limite $\delta_{0,99}$ à 99 % en régime laminaire (Eq. 7 [9]). S'il est clair que les couches limites se développent sur les deux parois

¹⁵ $3 \cdot 10^5 \leq Re_{x_{crit/turb}} \leq 10^6$ [9].

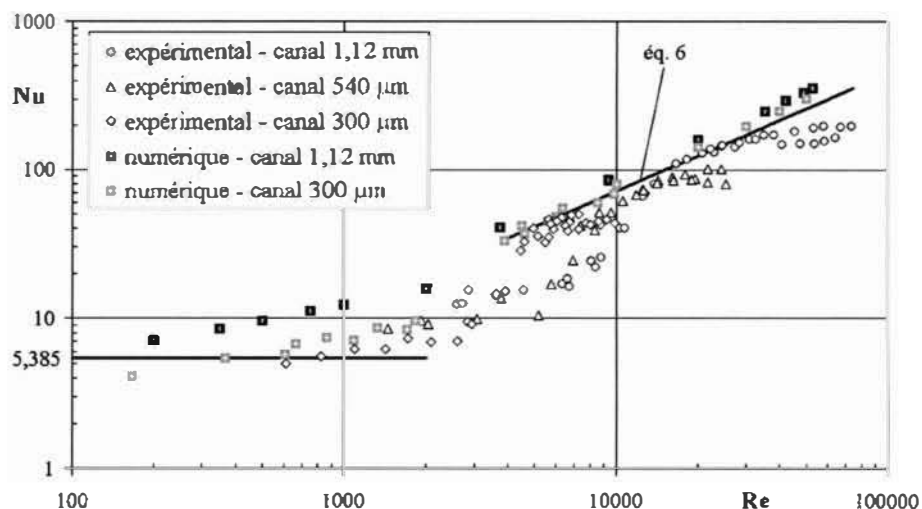


Figure 2 : Distribution du nombre de Nusselt Nu en fonction du nombre de Reynolds Re (résultats expérimentaux et numériques).

Tableau 3. Nombres de Reynolds de transition pour les trois épaisseurs étudiées.

Epaisseur du canal	Re de transition basé sur le diamètre hydraulique	Re de transition basé sur $x = 90 \text{ mm}$	Epaisseur de couche limite laminaire correspondante
300 μm	3 000 - 4 500	$4 \cdot 10^5 - 6,8 \cdot 10^5$	550 - 670 μm
540 μm	7 000 - 13 000	$5,8 \cdot 10^5 - 1,1 \cdot 10^6$	430 - 590 μm
1 120 μm	7 000 - 16 000	$2,8 \cdot 10^5 - 6,4 \cdot 10^5$	560 - 850 μm

opposées se sont effectivement réunies au point de mesure pour le canal le plus mince, c'est à peine le cas pour le canal de 1,12 mm. Dans ce dernier cas, nous pouvons dire, en première approximation, que l'écoulement laminaire est plus proche d'un écoulement de couche limite que d'un écoulement établi en conduite.

$$\delta_{0,99} \cong \frac{5x}{\sqrt{Re_x}} \quad (7)$$

Il convient de noter que ces gammes de Reynolds de transition ne s'accordent pas avec les observations faites sur les figures relatives au coefficient de frottement. Ceci est probablement lié au fait que le nombre de Poiseuille résulte d'une mesure globale de perte de charge alors que le nombre de Nusselt traduit une mesure locale de transfert thermique. La visualisation des couches limites par injection de fluorescéine est en ce moment à l'étude. Il faut noter enfin que l'étude numérique menée ici ne permet pas de prévoir le changement de régime de l'écoulement.

La zone 3, correspondant à la turbulence développée, se situe aux grands nombres de Reynolds. Pour les trois épaisseurs étudiées, le nombre de Nusselt est proche des valeurs issues de l'équation 6 de sorte que les mesures ne mettent pas en évidence un effet du diamètre hydraulique sur le coefficient convectif. Nous remarquons également sur la figure 2 que le nombre de Nusselt suit la tendance en $Re^{0,8}$ de la relation 6 avant de dévier progressivement vers des valeurs inférieures¹⁶. Cette dernière remarque peut s'expliquer par les effets conjugués de (1) la dissipation visqueuse volumique sur la mesure de la température de paroi compte tenu des vitesses d'écoulement élevées et (2) d'un défaut d'uniformité du flux de chaleur à la surface du mini-canal. La dissipation visqueuse volumique est responsable de l'élévation de la température de paroi entraînant l'augmentation de $\Delta T = T_p - (T_{ambiant} + T_{aval})/2$ et ainsi la diminution de Nu . Nous avons vérifié expérimentalement que la prise en compte de la dissipation visqueuse lors du traitement des mesures réduit l'écart entre le nombre de Nusselt et les valeurs données par la relation 6 de moitié, ce point étant confirmé par l'étude numérique. Cette dernière a également mis en évidence l'effet de la variation spatiale du flux de chaleur qui conduirait à sous-estimer le flux moyen à la paroi et, par conséquent, le nombre de Nusselt. Notons que ce phénomène, imputable à notre système de chauffage, est probablement accentué par le mécanisme de montage du capteur HFM sur le bloc chauffant.

16. Jusqu'à - 45 % pour $Re = 7 \cdot 10^4$.

IV ■ CONCLUSIONS

Les résultats de cette étude ne sont pas de nature à remettre en cause la validité des lois classiques dans le cas des mini-canaux bidimensionnels d'épaisseur au moins égale à 0,3 mm. Nous avons montré que si des déviations sont observées par rapport aux corrélations classiques, elles sont généralement à attribuer à des effets classiques du type régimes cinématique et thermique non établis ou à des défauts du dispositif expérimental tels qu'un défaut d'uniformité du flux thermique. La déviation du coefficient de frottement en régime turbulent peut avoir pour origine l'état de surface de nos canaux. Les résultats de cette étude ne mettent pas en évidence un effet du diamètre hydraulique sur les transferts thermiques différent de celui prévu par les corrélations classiques du type « Colburn ».

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DEBRAY F., FRANC J.-P., MAÏTRE T., REYNAUD S. (2001). — « Mesure des coefficients de transferts thermiques par convection forcée en mini-canaux », *Mécanique et Industrie*, 2, 443-454.
- [2] RAHMAN M.M. (2000). — « Measurements of heat transfer in microchannels heat sinks », *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 27, No. 4, 465-506.
- [3] ADAMS T.M., ABDEL-KHALIK S.I., JETER S.M., QURESHI Z.H. (1997). — « An experimental investigation of single phase forced convection in microchannels », *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 41, No. 6-7, 851-857.
- [4] GAO P., LEPERSON S., FAVRE-MARINET M. (2002). — « Scale effects on hydrodynamics and heat transfer in two-dimensional mini and microchannels », *Int. J. of Thermal Sciences*, Vol. 41, 1017-1047.
- [5] WANG B.X., PENG X.F. (1994). — « Experimental investigation on liquid forced-convection heat transfer through microchannels », *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, Suppl. 1, 73-82.
- [6] PENG X.F., PEYERSON G.P. (1996). — « Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannels structures », *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 39, No. 12, 2599-2608.
- [7] ACOSTA R.E., MULLER R.H., TOBIAS C.W. (1985). — « Transport processes in narrow (capillary) channels », *AIChE Journal*, Vol. 31, No. 3, 473-482.
- [8] ZEIGHAMI R., LASER D., ZHOU P., ASHEGHI M., DEVANSETYPATHY S., KENNY T., SANTIAGO J., GOODSON K. (2000). — « Experimental investigation of flow transition in microchannels using micron-resolution particle image velocimetry », *Int. Soc. Conf. on Thermal Phenomena*, 148-153.
- [9] SCHLICHTING H. (1960). — « Boundary layer theory », 4th Edition McGraw-Hill.
- [10] TAINE J., PETIT J.-P. (1989). — « Transferts thermiques : mécanique des fluides anisothermes », Dunod Université.
- [11] COMOLET R. (1963). — « Mécanique expérimentale des fluides », Tome 2, Masson & Cie.
- [12] CHASSAING P. (2000). — « Mécanique des fluides », 2^e édition, Collection Polytech.
- [13] IDEL'CIK I.E. (1986) « Mémento des pertes de charge », Eyrolles, Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France.