



HAL
open science

Étude expérimentale et numérique de la convection transitoire et établie dans une conduite semi-annulaire chauffée

Nicolas Baudin, Catherine Colin, Pierre Ruyer, Julien Sebilleau

► **To cite this version:**

Nicolas Baudin, Catherine Colin, Pierre Ruyer, Julien Sebilleau. Étude expérimentale et numérique de la convection transitoire et établie dans une conduite semi-annulaire chauffée. CFM 2013 - 21ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2013, Bordeaux, France. hal-03439970

HAL Id: hal-03439970

<https://hal.science/hal-03439970>

Submitted on 22 Nov 2021

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.

Étude expérimentale de la convection transitoire et établie dans une conduite semi-annulaire chauffée

N. Baudin^{a,b}, C. Colin^a, P. Ruyer^b, J. Sebilleau^a

a. IMFT, Université de Toulouse, CNRS, Allée Camille Soula, 31400 Toulouse, France

b. Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN), PSN-RES, SEMIA, LIMAR, Cadarache, St Paul-Lez-Durance, 13115, France

Résumé :

Nous étudions ici expérimentalement les transferts de chaleur lors du chauffage transitoire rapide d'un fluide s'écoulant dans une conduite semi-annulaire dont la paroi intérieure est chauffée par effet Joule. Des mesures par thermographie infra-rouge permettent de déterminer très précisément la température de la surface de cette paroi et d'en déduire ainsi une estimation des transferts de chaleur. L'intensité des transferts est plus importante dans l'expérience que celle estimée par une solution analytique de conduction instationnaire. Par ailleurs, les temps de chauffe, de l'ordre de quelques secondes, sont trop courts pour établir le régime de convection. Ceci motive une étude plus précise des transferts par convection instationnaire.

La structure d'un écoulement en géométrie semi-annulaire n'a pas été étudiée, a contrario du cas annulaire. Une campagne de mesures par PIV a d'abord été réalisée pour caractériser le profil de vitesse dans le plan de symétrie de l'écoulement, sans chauffage, et le comparer à la modélisation mathématique d'un écoulement annulaire de Kaneda et coll.[7].

Les résultats expérimentaux avec chauffage ont été ensuite comparés avec des corrélations de la littérature (Dittus Boelter [3], Gnielinski [4], Hassan et coll. [5]) pour le régime établi, puis un temps caractéristique du régime transitoire a été dégagé.

Abstract :

We study experimentally a fluid flowing in a semi annular section along an inner wall heated by Joule effect. Infrared thermography allows to know precisely the wall temperature and to compute the heat flux. The intensity of the transfer is more important in the experiment than predicted by an analytical solution of transient conduction. Moreover the heating times are too short to establish convection.

The semi annular flow was not studied contrary to the annular flow. PIV measurements were made to characterize the mean axial velocity, without heating, and are compared to a mathematic model of annular flow from Kaneda et al. [7].

Experimental measurements with heating are compared to litterature correlations (Dittus Boelter [3], Gnielinski [4], Hassan et al. [5]) for the steady-state heat transfer convection, then a characteristic time scale was found for the transient period of heating.

Mots clefs : convection, chauffage transitoire

1 Introduction

L'accident d'insertion de réactivité est considéré dans les études de dimensionnement des réacteurs nucléaires. Il correspond à une augmentation soudaine et très importante de la température du combustible nucléaire. Les transferts de chaleur du combustible vers le fluide caloporteur sont alors déterminants pour évaluer les conséquences éventuelles de cette insertion de réactivité. L'ébullition transitoire du caloporteur est notamment primordiale mais demeure mal connue. L'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire) mène un programme de recherche à ce sujet et une boucle

expérimentale dédiée a été construite à l’Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse pour comprendre l’effet du transitoire sur l’ébullition.

Des premiers résultats ont été obtenus principalement en ébullition en vase (Visentini [9]). Pendant les premiers instants du chauffage, on observe une montée brutale de la température de paroi sans ébullition mais pendant lesquels la couche limite thermique se forme et évolue. La caractérisation de cette phase est très importante pour étudier le déclenchement de l’ébullition. Dans la plupart des modèles il est supposé que la couche limite thermique se développe par un mécanisme de conduction transitoire (Hsu [6]) mais cette hypothèse a été mise en défaut par Visentini. Peu d’études de chauffage transitoire ont été faites, et aucune dans la géométrie qui nous intéresse ici. Cet article commence par la présentation de la boucle expérimentale et des techniques de mesure. Il continue avec une caractérisation de l’écoulement par mesure PIV et une comparaison avec une modélisation d’écoulement dans une conduite de section annulaire. Les mesures de température montrent ensuite que la phase étudiée correspond pleinement à un régime de convection forcée dont les caractéristiques sont explicitées, en phase stationnaire et en phase transitoire.

2 Boucle expérimentale et techniques de mesure

La cellule d’essai a une section semi-annulaire dont la paroi intérieure est une feuille de métal de 50 microns chauffée par effet Joule. Elle fait 8.4 mm de diamètre et 200 mm de long. La paroi extérieure est un demi cylindre de verre de 34 mm de diamètre. Une cellule de visualisation rectangulaire placée autour permet de limiter les effets de distorsion optique lors de visualisations avec une camera rapide. La cellule est remplie de HFE7000, dont les caractéristiques en conditions atmosphériques sont données dans le tableau ci-dessous.

L’arrière de la feuille de métal est en contact avec l’air : une caméra infrarouge peut alors filmer

$\rho[\text{kg}/\text{m}^3]$	$C_p[\text{J}/(\text{kgK})]$	$\lambda[\text{W}/(\text{mK})]$	$\nu[\text{m}^2/\text{s}]$
1385.8	1300	0.075	0.3210^{-6}

l’évolution de sa température. Les transferts avec l’air étant négligeables, cette surface peut être considérée comme adiabatique. Le nombre de Biot $Bi=0.018$ permet de considérer la température de la feuille de métal comme étant uniforme dans son épaisseur. Elle est intercalée entre deux plaques de quartz qui limitent les pertes de chaleur vers l’extérieur. Le chauffage par effet Joule se fait avec une alimentation électrique SORENSSEN SGA 40-250 couplée avec un générateur qui permet de contrôler le signal. Un voltmètre et un ampèremètre permettent de mesurer la tension U et l’intensité du courant I pour calculer la puissance générée dans la feuille de métal $P=UI$. Un thermocouple de type K placé en fin de cellule d’essai permet de mesurer la température du fluide.

Cette cellule d’essai est insérée dans une boucle où le HFE7000 est mis en mouvement par une pompe. Elle comporte également un débitmètre Coriolis et une section d’établissement de l’écoulement de 1m de long en amont de la section d’essai. La conduite est verticale et l’écoulement ascendant. La figure 1 montre un schéma de la cellule d’essai et de la boucle expérimentale.

La caméra infrarouge permet de mesurer la température de la paroi avec précision là où des thermocouples auraient un temps de réponse trop long. La caméra utilisée est une CEDIP JADE III, sensible aux rayonnements infrarouges dans la gamme de longueur d’onde 3.5-5.1 μm . Le capteur comporte 240x320 pixels et sa fréquence d’acquisition maximale est de 350 im/s. La caméra est étalonnée grâce à un corps noir DCN 1000 N4. La zone de mesure de température est située à 114 mm du bas de la partie chauffée. A partir du champ de température, on peut calculer le flux transmis au fluide en faisant un bilan d’énergie : ce qui est généré par effet Joule, Φ , est transmis au fluide, ϕ , et sert aussi à chauffer la feuille de métal : $\phi = \Phi - \rho_w C_{pw} \frac{dT}{dt} \epsilon_w$ où ρ_w , C_{pw} , ϵ_w et T sont la densité, la capacité calorifique, l’épaisseur du métal et la température de la paroi. Le métal utilisé est de l’AISI304 dont la densité est de 7930 kg/m^3 et la capacité calorifique de 500 $\text{J}/(\text{kgK})$.

Des mesures par PIV sont faites pour évaluer le champ de vitesse dans le plan de symétrie de la section semi-annulaire. Les mesures sont faites avec un laser "Nd :YAG" QUANTELE TWIN ULTRA émettant une longueur d’onde de 532 nm et une énergie de 30 mJ pour deux impulsions de 7 ns émises à 15 Hz. La caméra est une SENSICAM PCO munie d’une optique MACRO NIKON.

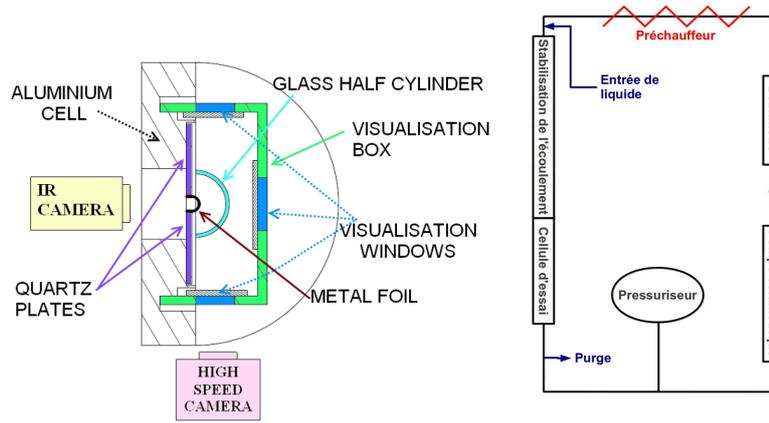


FIGURE 1 – Schémas de la cellule d’essai (gauche) et de la boucle expérimentale (droite)

3 Résultats

Cette partie présente d’abord le profil de vitesse de l’écoulement au sein de la cellule d’essai ainsi que la convection stationnaire associée à un chauffage avec un flux constant. Notre intérêt principal se portant sur des chauffages transitoires, des résultats sur le régime d’établissement de la convection sont présentés par la suite.

3.1 Étude de l’écoulement avec mesures par PIV

Pour une section annulaire ou semi-annulaire, on définit a_1 , a_2 et r comme les rayons intérieur et extérieur et la position par rapport au centre. Tout ce qui se rapporte à la paroi intérieure ou à la paroi extérieure sera indicé de 1 ou 2. La vitesse moyenne de l’écoulement, le nombre de Reynolds et le coefficient de frottement pariétal sont notés u_m , Re et τ_w . a_0 et a_{max} sont les positions du zero de frottement et du maximum de vitesse. Pour rendre adimensionnel le problème, les notations suivantes sont introduites : $u^+ = u\sqrt{\rho/\tau_w}$, $y = r - a_1$ et $y^+ = y\sqrt{\rho\tau_w}/\mu$. Le frottement pariétal moyen τ_{wm} est calculé à partir des frottements pariétaux avec la formule $\tau_{wm} = \frac{a_1\tau_{w1} + a_2\tau_{w2}}{a_1 + a_2}$ et le coefficient de frottement moyen de Fanning f est donné par $f = \frac{2}{(u_m^+)^2}$. Le bilan de quantité de mouvement axial permet d’établir une relation entre τ_{w1} et τ_{w2} : $\frac{\tau_{w1}}{\tau_{w2}} = \frac{a_1}{a_2} \left(\frac{(\frac{a_0}{a_2})^2 - (\frac{a_1}{a_2})^2}{1 - (\frac{a_0}{a_2})^2} \right)$. Kaneda et coll. [7] proposent la modélisation suivante pour le coefficient de frottement et le profil de vitesse moyenne dans une conduite annulaire :

$$Re = \frac{2(a_2 - a_1)u_m\rho}{\mu} \quad (1)$$

$$\sqrt{\frac{2}{f}} = 1.61 + \frac{1}{0.436} \ln(Re) - \frac{550}{Re\sqrt{f}} - \frac{1}{0.436} \ln\left(\sqrt{\frac{2}{f}}\right) \quad (2)$$

$$u_\infty^+ = A + B \ln(y^+) + C \left(\frac{y^+}{a^+}\right)^2 + \frac{B + 2C}{3} \left(\frac{y^+}{a^+}\right)^3 \quad (3)$$

$$u_0^+ = \frac{(y^+)^2}{1 + y^+ - \exp(-1.75(y^+/10)^4)} \quad (4)$$

$$(u^+)^{-3} = (u_0^+)^{-3} + (u_\infty^+)^{-3} \quad (5)$$

Avec u_0^+ le profil de vitesse adimensionné proche de la paroi et u_∞^+ dans la zone logarithmique et de sillage. Les expressions sont valables pour chaque paroi, avec $A = 6.13$, $B = 1/0.436$ pour les parois intérieure et extérieure. Pour la paroi extérieure on a $C_2 = 6.824$. Pour que le profil soit continu au

maximum de vitesse, C_1 , pour la paroi intérieure, est calculé par :

$$C_1 = 3 \left[\sqrt{\frac{\tau_{w2}}{\tau_{w1}}} \left(A + B \ln(a_2^+ - a_{max}^+) + \frac{C_2 - B}{3} \right) - A - B \ln(a_{max}^+ - a_1^+) \right] + B \quad (6)$$

La figure 2 montre les profils expérimentaux comparés aux profils modélisés. La principale différence entre le modèle pour le cas annulaire et nos mesures pour le cas semi-annulaire est que le maximum de vitesse est plus proche du milieu de l'entrefer, ce qui est sûrement dû à la présence des deux parois supplémentaires. Par contre, les frottements à la paroi intérieure, dans ce dernier cas, sont très similaires, ce qui se vérifie bien sur la loi log. Les mesures PIV ne concernent qu'un plan de l'écoulement et seront complétées par des résultats de simulation numérique pour permettre une meilleure analyse de la structure 3D de l'écoulement. Les mesures PIV permettront de valider ces simulations.

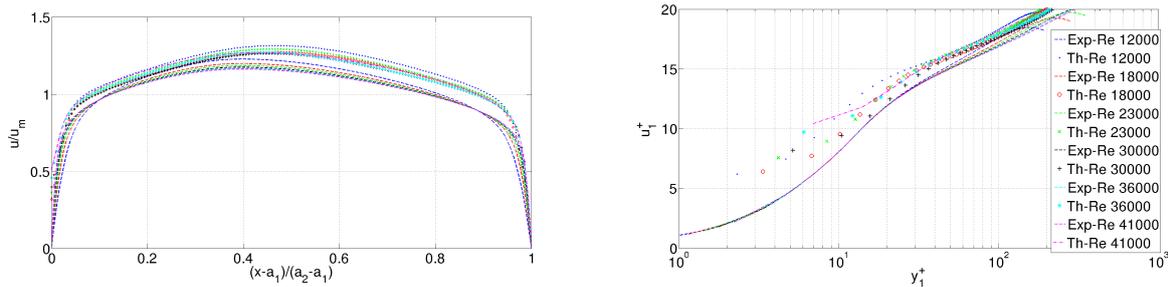


FIGURE 2 – Profils de vitesse axiale moyenne à gauche et loi log à droite : points expérimentaux en symboles (Exp) et modèles en traits continus (Th) pour différents nombres de Reynolds (Re)

3.2 Convection stationnaire

En attendant un temps suffisamment long, un régime de convection stationnaire s'établit. Le nombre de Nusselt, $Nu = \frac{\phi D_h}{(T_p - T_L)\lambda}$, correspond à la proportion du transfert de chaleur réel avec le fluide par rapport à un transfert par conduction pure. ϕ , T_p , T_L et D_h correspondent au flux de chaleur de la paroi au fluide, à la température de la paroi et du fluide et au diamètre hydraulique de la section. Dans les parties suivantes on a $D_h = \frac{4A}{P}$ et $Re = \frac{u_m D_h}{\nu}$ avec A l'aire de la section et P son périmètre. Les corrélations de Dittus-Boelter [3], Gnielinski [4] et de Hassan et coll. [5] sont valables en écoulement totalement établi. La corrélation de Dittus Boelter $Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4}$ est valable en conduite cylindrique. La corrélation de Gnielinski $Nu = \frac{(f/2) Re Pr}{1 + 12.7(f/2)^{1/2} (Pr^{2/3} - 1)}$ correspond à une conduite cylindrique, pour l'appliquer on prend f comme étant le coefficient de frottement moyen. La corrélation de Hassan et coll. $Nu = 0.0106 Re^{0.88} Pr^{0.4}$ est valable pour un écoulement en section annulaire. La figure 3 montre le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds Re ainsi que les différentes corrélations. Ces dernières sous estiment le transfert de chaleur. En effet, dans notre cas le nombre de Nusselt est évalué à une faible distance du début de la longueur chauffante ($x/D_h \sim 6$). L'écoulement n'est pas établi thermiquement et une correction doit être considérée. La correction d'Al-Arabi [1] est de la forme $\frac{Nu_x}{Nu} = 1 + \frac{C}{x/D_h}$, avec $C = \frac{(x/D_h)^{0.1}}{Pr^{1/6}} (0.68 + \frac{3000}{Re^{0.81}})$. Ce coefficient a été légèrement modifié (pour obtenir $C' = \frac{(x/D_h)^{0.1}}{Pr^{0.4}} (0.68 + \frac{3000}{Re^{0.88}})$) pour un meilleur accord avec nos données expérimentales. Cette correction apportée à la corrélation d'Hassan et coll. ou de Gnielinski donne de meilleurs résultats (cf. les courbes corrigées de la figure 3). Les frottements à la paroi intérieure pour des sections annulaire et semi-annulaire étant très proches, cela expliquerait que la corrélation de Hassan et coll. pour une section annulaire soit en bon accord avec nos données.

3.3 Conduction instationnaire

Les premières études de l'ébullition transitoire ont été faites sans écoulement, la dynamique très rapide de la température de paroi ($\sim 1000K/s$) laissait penser que de la convection naturelle ne pouvait pas être prédominante. Une solution analytique existe au problème de conduction instationnaire 1D dans

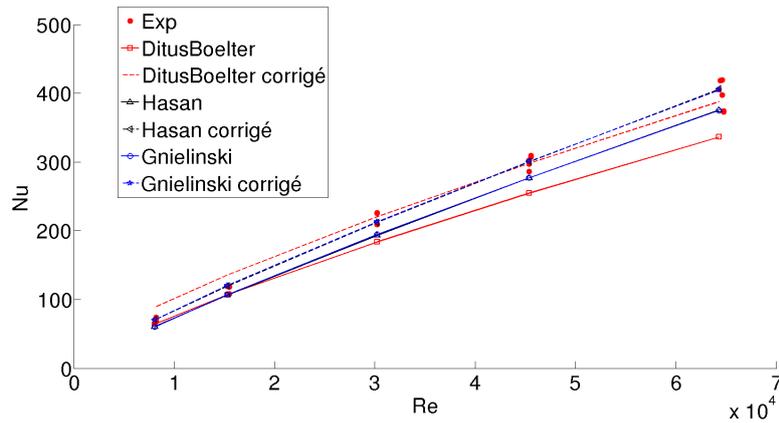
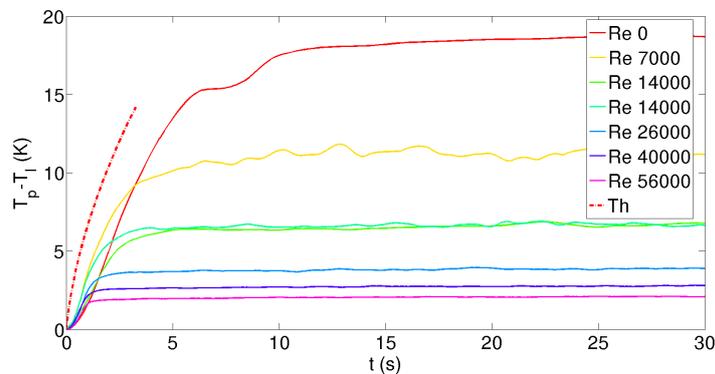


FIGURE 3 – Nu(Re)

un milieu de longueur l , en contact avec une paroi chauffée par effet Joule et une paroi adiabatique (Carslaw et Jaeger [2]) :

$$T_p(t) = T_p(0) + \frac{\Phi}{C(1+lh)} \left(t + \frac{l^2}{2\alpha} - \frac{l^2(3+lh)}{6\alpha(1+lh)} \right) - \frac{2\Phi h}{\alpha C} \sum_0^1 \frac{e^{-\alpha\beta_n^2 t}}{\beta_n^2(l(\beta_n^2 + h^2) + h)} \quad (7)$$

Avec $C = \rho_w C_{pw} \epsilon_w$, $h = \rho C_p / C$ et β_n est solution de l'équation $\beta_n \cos(\beta_n l) = -h$. En la comparant avec les données expérimentales (figure 4), on voit que la température augmente moins vite dans les expériences et ce, même en l'absence d'écoulement principal : la convection joue donc un rôle majeur dans le refroidissement de la paroi même en régime transitoire.

FIGURE 4 – Évolution de $T_p - T_L$ pour des essais à $\Phi = 3290W/m^2$: modèle en trait pointillés (Th) et points expérimentaux en traits continus pour différents nombres de Reynolds (Re)

3.3.1 Convection instationnaire

Après avoir étudié la phase stationnaire de la convection, on s'intéresse au régime transitoire, moteur principal des échanges thermiques. En divisant l'écart de température entre la paroi et le liquide par sa valeur en régime stationnaire, on s'aperçoit que sa variation temporelle ne dépend pas de la puissance fournie par effet Joule Φ mais uniquement du nombre de Reynolds Re . On introduit le temps $t_{90\%}$ pour lequel l'écart de température atteint 90 % de l'écart en stationnaire. En adimensionnant le temps par cette grandeur, toutes les courbes se superposent. La figure 5 montre la superposition des essais ainsi que la variation de $t_{90\%}$ en fonction du nombre de Reynolds. $t_{90\%}$ diminue avec le Reynolds pour tendre vers une valeur minimale. On peut interpréter cette tendance de la sorte : plus le fluide s'écoule vite, plus l'établissement de la phase stationnaire va se faire rapidement. Comme il faudra toujours une

phase d'établissement, le temps de stabilisation tend vers un seuil minimum. La dépendance du temps caractéristique uniquement en fonction du nombre de Reynolds laisse penser que la phase transitoire est plus contrôlée par l'écoulement que par le flux de chaleur dans notre gamme de paramètres.

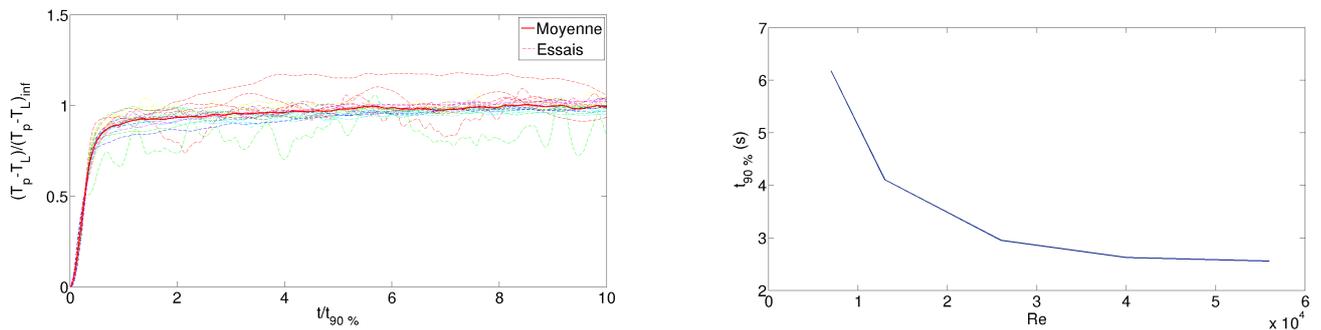


FIGURE 5 – Écart de température de paroi adimensionné et $t_{90\%}(Re)$

4 Conclusions

Nous avons étudié les transferts convectifs dans une section semi-annulaire dont la paroi intérieure est chauffée par effet Joule.

Des mesures par PIV ont permis de montrer que la vitesse axiale moyenne pouvait être bien représentée par un modèle de vitesse en section annulaire (Kaneda et coll. [7]) et notamment le frottement à la paroi intérieure.

Des mesures par thermographie infrarouge ont mis en évidence que la corrélation de Hassan et coll. [5] avec une correction pour le non établissement de la couche limite thermique dérivée d'une corrélation de Al-Arabi [1] approche très bien les points expérimentaux de convection stationnaire. Pour la phase transitoire, l'introduction d'un temps caractéristique ne dépendant que du nombre de Reynolds a permis de superposer tous les essais.

Ces conclusions laissent supposer que l'établissement de la couche limite thermique et donc le début de l'ébullition sont dictées par l'écoulement. Des simulations numériques permettront de confirmer cette hypothèse et de mieux comprendre la structure 3D de l'écoulement avec et sans chauffage.

Références

- [1] Al-Arabi M. 1982 Turbulent heat transfer in the entrance region of a tube *Heat Trans. Eng.* **3** 76-83
- [2] Carslaw H.S., Jaeger J.C. 1959 Conduction of heat in solids *Oxford Science Publication* Chap III, p.128
- [3] Dittus P.W., Boelter L.M.K 1985 Heat transfer in automobile radiators of the tubular type *Int. J. of Heat and Mass Trans.* **12** 3-22
- [4] Gnielinski V. 1976 New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow *Int. Chem. Eng.* **16** 359-368
- [5] Hassan A., Roy R.P., Kalra S.P. 1990 Heat transfer measurements in turbulent liquid flow through a vertical annular channel *ASME J. of Heat Trans.* **112** 247-250
- [6] Hsu, Y.Y. 1962 On the size range of active nucleation cavities on a heating surface *ASME J. of Heat Trans.* **84** 207-216
- [7] Kaneda M., Yu B., Ozoe H., Churchill S.W. 2003 The characteristics of turbulent flow and convection in concentric circular annuli. Part I : flow *Int. J. of Heat and Mass Trans.* **46** 5045-5057
- [8] Kang S., Patil B., Zarate J.A., Roy R.P. 2001 Isothermal and heated turbulent upflow in a vertical annular channel. Part I. Experimental measurements *Int. J. of Heat and Mass Trans.* **44** 1171-1184
- [9] Visentini R. 2012 Étude expérimentale des transferts thermiques en ébullition transitoire *Thèse Université de Toulouse (INPT)* <http://ethesis.inp-toulouse.fr/archive/00002037/>