



PERGAMON

International Journal of Heat and Mass Transfer 43 (2000) 791–806

---

---

International Journal of  
**HEAT and MASS  
TRANSFER**

---

---

www.elsevier.com/locate/ijhmt

## Echange thermique convectif local dans la zone de recirculation en aval d'une marche

### Influence of the characteristics of a aerodynamically perturbed flow on the local heat transfer by convection from a wall

Fredéric Boizumault\* , Souad Harmand, Bernard Desmet

*Laboratoire de Mécanique et Energétique, ENSIMEV, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, B.P. 311, F 59304 Valenciennes Cedex, France*

Reçu le 26 juin 1998; reçu en forme révisée le 5 mai 1999

---

#### Résumé

L'échange thermique local par convection sur la paroi située à l'aval d'une marche descendante est analysé pour trois conditions de l'écoulement à l'amont de la marche: écoulement uniforme en dehors d'une couche limite laminaire ou d'une couche limite turbulente ainsi que dans le cas d'un écoulement en régime établi. Les flux thermiques locaux sont obtenus à partir des températures de surface d'une paroi thermiquement épaisse mesurées par thermographie infrarouge et utilisées comme conditions limites d'un calcul numérique. L'analyse porte sur les positions du point de transfert maximum ainsi que sur l'influence de l'épaisseur de la couche limite sur la valeur du nombre de Nusselt maximum. © 1999 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

#### Abstract

The heat transfer by convection from the wall downstream a backward facing step is analysed for various air flow conditions upstream the step: uniform flow outside a laminar boundary layer, uniform flow outside a turbulent boundary layer and, at last, a fully developed flow. The local heat flux is obtained from temperature measurement by infrared thermography on the surface of a thermally thick wall used as boundary conditions of a numerical model. The analysis concerns the maximum heat flux point positions and the influence of the boundary layer thickness on the maximum Nusselt number. © 1999 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

---

\* Corresponding author.

*E-mail address:* lme@univ-valenciennes.fr (F. Boizumault)

### Nomenclature

$a, b, C$	constantes	$x, y, z$	coordonnées cartésiennes
$D/2$	hauteur de la veine à l'aval de l'élargissement	$X$	$= x/H$ , abscisse adimensionnée
$D_0/2$	hauteur de la veine à l'amont de l'élargissement	$\delta$	épaisseur de la couche limite
$e$	épaisseur de la résine	$\varepsilon$	émissivité
$E = D/D_0$	facteur d'élargissement	$\lambda$	conductivité thermique
$F$	facteur de forme de la couche limite	$\nu$	viscosité cinématique
$h$	coefficient d'échange local par convection avec l'air	$\sigma$	constante de Stefan–Boltzmann
$H$	$= (D - D_0)/2$ hauteur de la marche	$\tau$	coefficient de transmission
$H'$	$= H + \delta$ ou $= H + H$	$\varphi$	densité surfacique de flux
$I$	niveau thermique du rayonnement		
$l$	largeur de la veine	<i>Indices</i>	
$Nu$	$= hH/\lambda$ , nombre de Nusselt local	cd	conduction
$Nu^*$	$= Nu_{\max}(\delta/H)^b$ , nombre de Nusselt	cv	convection
$Nu'$	$= Nu_{\max} \cdot H'/H$ , nombre de Nusselt	ecl	écoulement
$Re$	$= uH/\nu$ , nombre de Reynolds	f	fluide
$T$	température	max	maximum
$u$	vitesse	p	plaque de résine
$U$	vitesse en dehors de la couche limite	pd	pleinement développé
$U_c$	vitesse au centre de la veine	r	recollement
		ray	rayonnement
		$\infty$	grandeurs situées en dehors de la couche limite

## 1. Introduction

Les perturbations aérodynamiques dans les écoulements conduisent à des variations spatiales, parfois importantes, de l'échange thermique local par convection avec les parois en contact avec le fluide. Cette situation concerne de nombreuses applications industrielles (circuits électroniques, chambres de combustion, alternateurs...). On s'intéresse dans cet article à l'étude de l'échange convectif local dans le cas d'un élargissement brusque (Fig. 1). L'écoulement derrière une marche descendante présente un décollement dans la section de l'élargissement qui donne naissance à une zone de recirculation. La ligne de décollement, qui

sépare l'écoulement de recirculation de l'écoulement principal sain, rencontre la paroi au point de recollement R et l'écoulement est ensuite redéveloppé. Le transfert convectif est faible dans la zone de recirculation, maximum dans la zone de recollement puis progressivement décroissant vers une limite dans la zone de redéveloppement. Plusieurs auteurs ont étudié le transfert convectif local dans le cas des écoulements décollés, recollés et rétablis. Krall et Sparrow [1], Zemanick et Dougall [2], Dellenback, Metzger et Neitzel [3] ont publié des études du coefficient d'échange dans le cas d'une conduite de section circulaire. Filetti et Kays [4], Seki, Fukusako et Hirata [5], proposent une étude du transfert convectif local pour

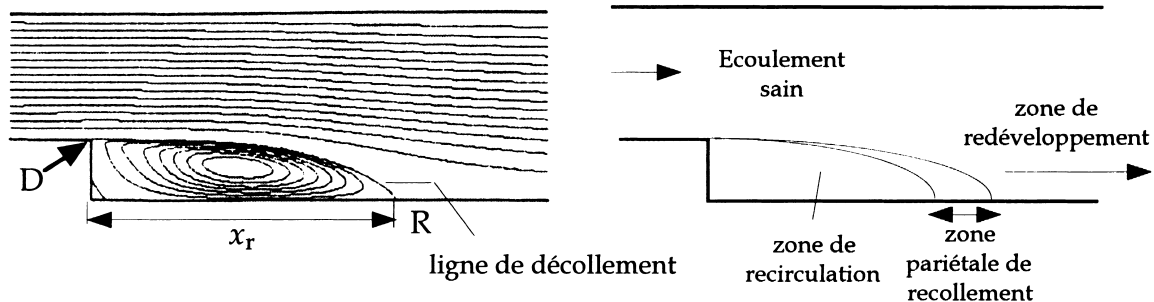


Fig. 1. Structure de l'écoulement.

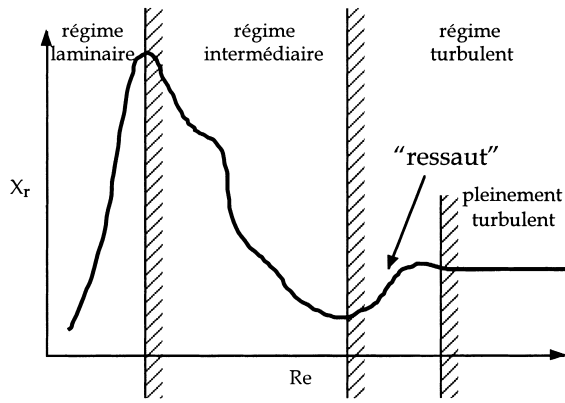


Fig. 2. Evolution de la longueur  $x_r$  de la zone de recirculation en fonction du nombre de Reynolds [10].

un écoulement entre plaques planes présentant un élargissement brusque symétrique. La ligne de décollement séparant la zone de recirculation de l'écoulement sain rejoint la paroi au point de recollement (Fig. 1). La zone de recollement pariétale est la zone balayée par le point de recollement instantané. Bradshaw et Wong [6] caractérisent la perturbation de l'écoulement engendrée par la singularité en se basant sur l'épaisseur  $\delta$  de la couche limite et la hauteur  $H$  de la marche; l'écoulement est faiblement perturbé si  $\delta/H \gg 1$ , fortement perturbé si  $\delta/H$  est de l'ordre de 1 et enfin très fortement perturbé si  $\delta/H \ll 1$ . Ils ont étudié finement le processus de recollement à l'aval de la marche et principalement l'évolution de la couche de cisaillement. Des phénomènes instationnaires apparaissent au sein de la couche de cisaillement (hormis pour les basses vitesses pour lesquelles elle peut garder des caractéristiques laminaires). Ils sont caractérisés par le développement de grosses structures tourbillonnaires dans le prolongement du nez de la marche [7]. Ce comportement induit le caractère instationnaire de la zone de recollement mais aussi celui de la zone de recirculation. D'un point de vue stationnaire, la zone de recirculation est caractérisée par l'abscisse  $x_r$  (Fig. 1) du point de recollement moyen comptée à partir de la section de l'élargissement. Le comportement de la longueur de la zone de recirculation dépend des conditions d'écoulement à l'amont du point de décollement et du facteur d'élargissement. Les différents comportements de la longueur de la zone de recirculation sont résumés sur la Fig. 2. Dans le cas d'une couche limite laminaire au point de décollement, pour les faibles nombres de Reynolds, la transition ne se déclenche pas et l'écoulement reste laminaire avant et après le point de recollement. Selon Goldstein et al. [8], la longueur de la zone de recirculation croît fortement avec le nombre de Reynolds et peut atteindre 25 hauteurs de marche. Quand le nombre de Reynolds est supérieur à une

valeur critique, la transition se déclenche dans la couche à la frontière de la zone de recirculation et l'écoulement au voisinage du point de recollement est en régime de transition ou en régime turbulent. Le déclenchement de la transition se traduit par une diminution de la longueur de la zone de recirculation. Cependant, dans le cas d'un écoulement faiblement perturbé, Aung [9] a montré que le déclenchement de la transition ne s'accompagne pas d'un raccourcissement de la zone de recirculation. Si le nombre de Reynolds croît davantage, la transition se déclenche en amont du décollement et la couche limite de l'écoulement initial devient turbulente. La longueur de la zone de recirculation peut alors augmenter de 30–40% par rapport à la valeur minimale obtenue à la fin de la zone de transition. Lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à une seconde valeur critique, l'écoulement dans la zone de recollement devient pleinement turbulent et la longueur de la zone de recirculation ne dépend plus que du rapport d'élargissement [10] indépendamment du nombre de Reynolds. Shishov et al. [11], Aung [9] et Vogel et Eaton [12] ont étudié le transfert de chaleur convectif dans la zone de recirculation. Ils ont établi, dans le cas d'un écoulement turbulent, que les valeurs des coefficients d'échange par convection à la paroi dans la zone de recirculation étaient proches de celles obtenues dans le cas d'un écoulement laminaire. La zone de recollement concerne la zone pariétale où les particules fluides peuvent être, suivant l'instant considéré, recirculées ou entraînées vers l'aval [13]. De façon analogue au cas de la zone de recirculation, le caractère instationnaire de la zone de recollement provient du comportement de la couche de cisaillement. Koeut [14] a déterminé, par une méthode statistique, l'abscisse la plus probable du point de recollement. Il montre que pour les faibles facteurs d'élargissement, cette abscisse reste toujours inférieure à celle du point de recollement moyen dans le temps et que l'amplitude de la zone de recollement diminue quand le facteur d'élargissement augmente.

Dans le cas des écoulements turbulents, le transfert de chaleur à l'aval d'un élargissement brusque se caractérise par un transfert de chaleur faible dans la zone de recirculation, maximum dans la zone de recollement et décroissant dans la zone de redéveloppement. Le transfert convectif maximum dans la zone de recollement dépend fortement du régime d'écoulement. Le nombre de Nusselt maximum  $Nu_{\max}$  croît fortement avec le facteur d'élargissement et le nombre de Reynolds. Vogel et Eaton [12] ont montré, dans le cas d'un régime turbulent, que l'épaisseur de la couche limite en amont du décollement jouait un rôle important sur la valeur du maximum de transfert:  $Nu_{\max}$  diminue quand l'épaisseur de la couche limite augmente. Ils soulignent que l'épaisseur de la couche limite influe peu sur le transfert de chaleur en dehors de la zone de recollement.

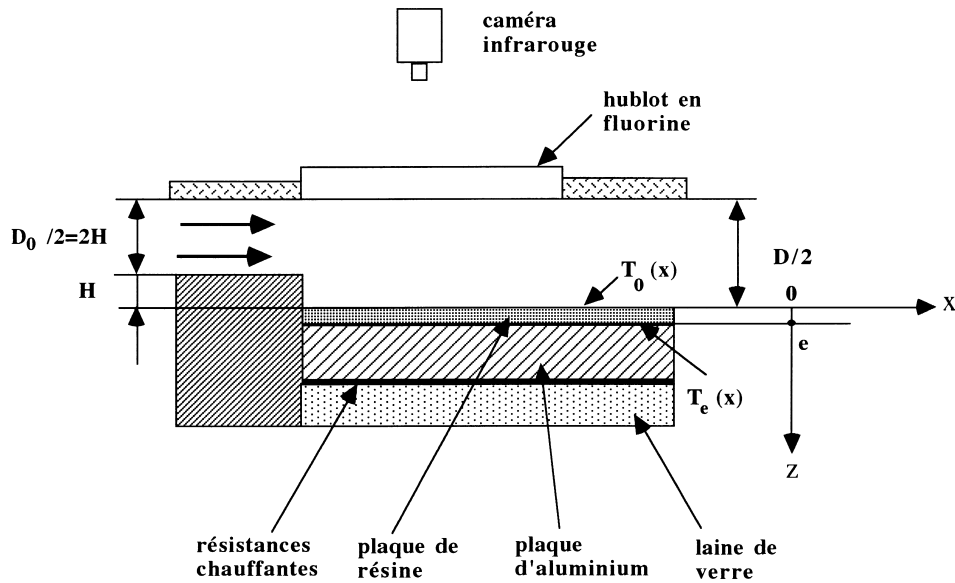


Fig. 3. Veine d'expérience.

Kondoh [15] a réalisé une étude numérique dans le cas d'un écoulement laminaire pleinement développé. Il constate que le transfert moyen dans la zone de recirculation ne dépend que très faiblement du nombre de Reynolds et que le transfert maximum dépend moins fortement de la vitesse de l'écoulement qu'en régime turbulent. Sparrow, Kang et Chuck [16] ont étudié, par une approche numérique, la position relative du point de transfert maximum  $x_{\max}$  et du point de recol-

lement moyen  $x_r$  dans le cas d'un écoulement établi en amont du décollement. Le régime de l'écoulement étudié est laminaire avec un facteur d'élargissement  $E = 2$ . Les auteurs observent une décroissance du rapport  $x_{\max}/x_r$  jusqu'à ce que  $x_{\max}$  devienne inférieur à  $x_r$  quand le nombre de Reynolds, et donc  $x_r$  croissent. En régime turbulent (pour lequel  $x_r$  est indépendant de  $Re$ ) Vogel et Eaton [12] ont établi la relation:  $x_{\max} = 0,9 x_r$ .

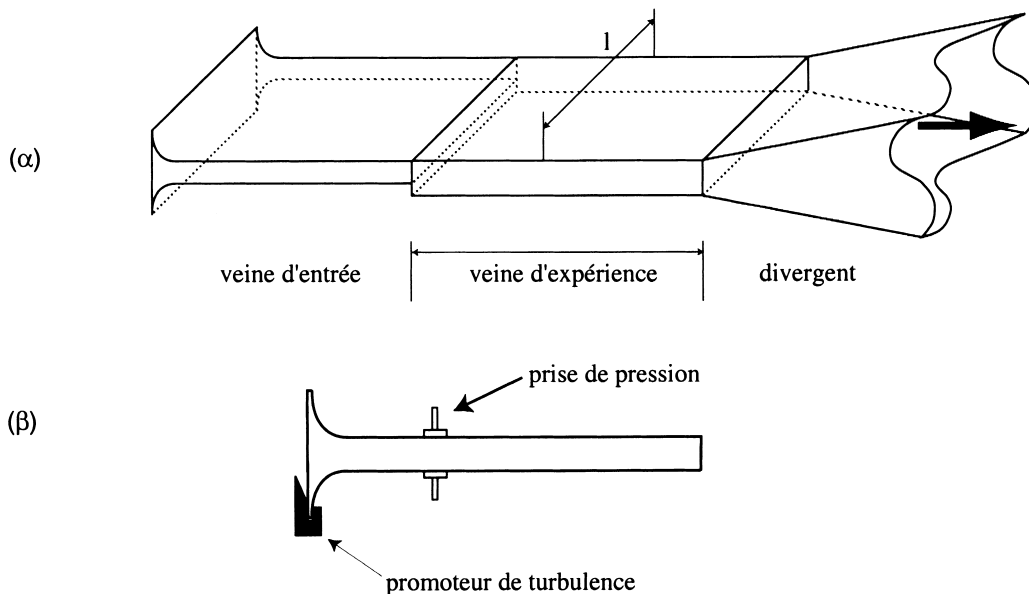


Fig. 4. Schéma du dispositif expérimental (a) vue générale, (b) promoteur de turbulence placé sur la veine d'entrée.

Pour des écoulements fortement ou très fortement perturbés, il ne semble pas que des études regroupant les trois régimes d'écoulement soient publiées. La plupart des publications concernent les écoulements laminaires ou turbulents. En revanche, en régime d'écoulement intermédiaire, le nombre de travaux disponibles est relativement faible. On se propose ici d'étudier l'influence des conditions à l'amont de l'écoulement sur le transfert de chaleur par convection à l'aval d'un élargissement brusque.

Dans ce travail on s'intéresse à l'influence des caractéristiques de l'écoulement à l'amont de la section de l'élargissement sur le transfert convectif local. Des conditions à l'amont de trois types sont étudiées:

- cas (a): écoulement uniforme en dehors d'une couche limite laminaire,
- cas (b): écoulement uniforme en dehors d'une couche limite turbulente,
- cas (c): écoulement en régime établi dans le canal d'entrée.

## 2. Description du banc d'essais

### 2.1. Dispositif expérimental

L'échange convectif local est déterminé dans le cas d'un écoulement entre plaques planes présentant un élargissement brusque sur une face (Fig. 3). La hauteur de la veine à l'amont de l'élargissement est  $D_0/2 = 8$  mm et  $D/2 = 12$  mm à l'aval correspondant à un facteur d'élargissement  $E = D/D_0 = 1,5$ . La largeur de la veine  $l = 150$  mm (Fig. 4a) conduit à un facteur d'allongement de la marche  $l/H = 37,5$  du dispositif expérimental largement supérieur à la limite  $(l/H)_{\text{lim}} = 10$  donnée comme critère par Brederode et Bradshaw [17] pour que l'écoulement dans la zone de recollement et le redéveloppement à l'aval de la marche présentent des caractéristiques bidimensionnelles. Le dispositif expérimental est composé d'une veine d'entrée amovible, d'une veine d'étude puis d'un divergent jusqu'à l'admission d'un ventilateur centrifuge (Fig. 4a). L'air est directement aspiré dans la salle d'expérimentation. Les trois conditions d'écoulement à l'amont de l'élargissement sont générées par deux veines d'entrée munies d'un pavillon d'aspiration. Une veine courte, de 155 mm de longueur, génère un écoulement uniforme au centre de la veine avec des couches limites laminaires (cas (a)). Pour obtenir un écoulement uniforme en dehors d'une couche limite turbulente (cas (b)) un promoteur de turbulence est placé à l'entrée de la veine (Fig. 4b). Ce promoteur est une barre, biseautée sur sa face arrière. Une veine longue, de 910 mm de longueur, permet d'obtenir un écoulement établi (cas (c)). La plaque de mesure est placée à l'aval de la

marche et constitue la paroi du côté de l'élargissement. Elle est réalisée par la polymérisation d'une résine de conductivité thermique  $\lambda_p = 0,25$  W/K m sur un support en aluminium. Le chauffage de la plaque est assuré par un ensemble de résistances électriques insérées entre la face arrière de la plaque en aluminium et une couche de laine de verre (Fig. 3) dont le rôle est d'assurer l'isolation de l'ensemble. La fonction du support en aluminium est d'assurer une distribution de température uniforme à l'interface avec la plaque en résine. La face de la veine opposée à la plaque de mesure est équipée d'un hublot de fluorine. La fluorine offre l'avantage de posséder un coefficient de transmission élevé dans le domaine de l'infrarouge permettant ainsi la détermination de la température de la résine par thermographie infrarouge. Le coefficient de transmission de la fluorine, obtenu par étalonnage, est  $\tau = 0,95 \pm 0,01$  dans la gamme des longueurs d'onde de la caméra utilisée.

### 2.2. Mesure des températures

La température de la face chauffée de la résine est mesurée par neuf thermocouples du type *K* insérés entre la plaque de résine et celle en aluminium. L'erreur absolue commise sur cette température est estimée à  $\Delta T = \pm 0,3^\circ\text{C}$ . Les températures indiquées par les différents thermocouples restent voisines et les écarts relevés sont de l'ordre de  $\pm 0,2^\circ\text{C}$  pour l'ensemble des essais. La plaque d'aluminium remplit ainsi correctement son rôle qui consiste à homogénéiser la température à l'interface entre la résine et l'aluminium. La température de la face de la résine soumise à l'écoulement est déterminée à l'aide d'une caméra de thermographie infrarouge ondes courtes (2–5  $\mu\text{m}$ ) munie d'un objectif  $20 \times 12,5^\circ$ . Les images thermiques sont moyennées sur 32 acquisitions et la fréquence d'acquisition est de 20 Hz. Les images contiennent  $204 \times 128$  pixels détenant chacun une information sur le niveau thermique. Le pouvoir de résolution spatiale de mesure de la caméra, correspondant au nombre de points de mesure effectivement pris par l'appareil sur la totalité de l'ouverture de l'objectif ( $20^\circ$ ), est quant à lui de 28. Lorsque le corps visé, à travers un milieu parfaitement transparent, est noir et à la température  $T$ , la caméra délivre un signal  $I(T)$  (niveau thermique). En situation de mesure, la caméra donne le niveau thermique numérisé en provenance d'une surface élémentaire de la résine après atténuation par la fluorine et l'atmosphère [18]. Ce niveau thermique intègre également celui de l'environnement se réfléchissant sur la surface de la résine. Pour privilégier l'émission thermique de la résine, par rapport aux flux parasites réfléchis, sa surface est peinte en noir de manière à augmenter son émissivité. Un étalonnage permet d'estimer cette émissivité à  $\varepsilon_p = 0,93 \pm 0,02$ . Un second étalonnage est ré-

Tableau 1  
Définition des cas étudiés

Cas	Veine d'entrée	Gamme de vitesse <sup>a</sup> (m/s)	Facteur de forme de la couche limite	Nombre de Reynolds <sup>b</sup>
(a)	courte	6–24	$2,6 < F < 3$	–
(b)	courte avec promoteur de turbulence	6–22	$1,5 < F < 2,5$	–
(c)	longue	5–34	–	5300–36 000

<sup>a</sup> vitesse de l'écoulement uniforme pour les cas (a) et (b), vitesse débitante pour le cas (c).

<sup>b</sup> basé sur le diamètre hydraulique de la section d'entrée et la vitesse débitante.

alisé en situation de mesure et permet d'associer le niveau thermique donné par la caméra à la valeur de la température réelle de la résine [19]. L'estimation de l'incertitude sur la température  $T$  donne  $\Delta T = \pm 0,3^\circ\text{C}$  pour la gamme de température  $30^\circ\text{C} < T < 65^\circ\text{C}$ .

### 2.3. Détermination du nombre de Nusselt local

La plaque de résine, de faible épaisseur et de faible conductivité, se comporte comme un milieu thermiquement épais capable de traduire les variations spatiales de l'échange convectif par des variations de température de sa surface soumise à l'écoulement. En régime thermique stationnaire, le champ de température dans la plaque de résine, supposé bidimensionnel, est régi par l'équation de Laplace:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

Les conditions limites du problème, déterminées expérimentalement, sont les suivantes (Fig. 3): pour  $z = 0$ ,  $T_0(x)$  est obtenue à l'aide de la thermographie infrarouge et pour  $z = e$ ,  $T_e(x)$  est donnée par les thermocouples. Divers essais ont montré que les conditions limites sur les faces normales à la direction  $x$  n'ont d'influence que dans la zone à proximité immédiate de ces faces. L'hypothèse de faces adiabatiques est utilisée par la suite. Deux méthodes de résolution de l'équation de Laplace (éléments finis et éléments de frontière) ont été comparées à un calcul unidimensionnel où  $\varphi_{cd} = \lambda(T_e(x) - T_0(x))/e$ . Les écarts observés entre les deux premières méthodes et l'approche unidimensionnelle sont globalement faibles et ne deviennent significatifs que lorsque le gradient de température présente des variations relativement rapides [20]. Dans cette étude, la résolution de l'équation (1) est réalisée par la méthode des éléments de frontière. Cette méthode présente l'avantage de fournir directement et sans estimation d'une dérivée le flux pariétal  $\varphi_{cd}$  comme résultat lorsque les températures sont les conditions limites [21]. Ce choix a été motivé par la volonté de développer un outil dont les objectifs ne se limitent pas aux géométries du type de la plaque de mesure utilisée dans ce travail. Le flux conductif pariétal s'écrit:

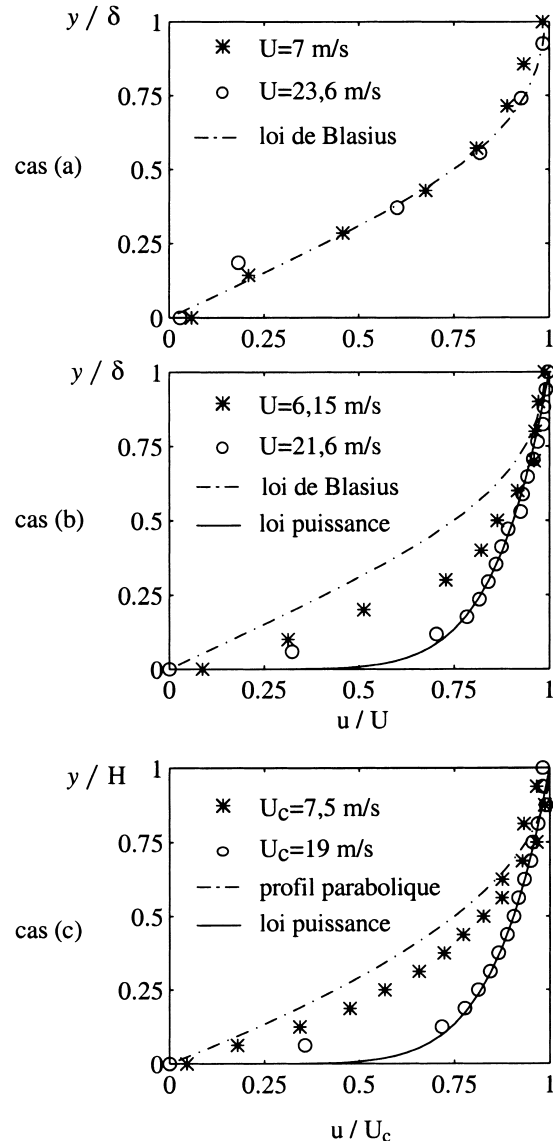


Fig. 5. Profils réduits des vitesses.

$$\varphi_{cd} = \varphi_{cv} + \varphi_{ray} \quad (2)$$

où  $\varphi_{cv} = h(T_0(x) - T_{ecl})$  représente les pertes par convection, et  $\varphi_{ray} = \varepsilon_p \cdot \sigma(T_0^4(x) - T_\infty^4)$  les pertes par rayonnement de la plaque vers son environnement. La température  $T_\infty$  est celle de l'air ambiant de la salle d'expérimentation et la température  $T_{ecl}$  désigne la température de référence de l'écoulement. Dans les cas (a) et (b),  $T_{ecl}$  correspond à la température de l'écoulement en dehors de la couche limite égale à  $T_\infty$ . Si l'écoulement est en régime établi (cas (c)), la température  $T_{ecl}$  est la température de mélange. La comparaison des pertes radiatives et convectives montre que le rapport  $\varphi_{ray}/\varphi_{cv}$  varie, pour un essai donné, entre 6 et 40% [20]. On déduit de la relation (2) le nombre de Nusselt local:

$$Nu = \left[ \frac{\varphi_{cd} - \varepsilon_p \cdot \sigma(T_0^4(x) - T_\infty^4)}{T_0(x) - T_{ecl}} \right] \cdot \frac{H}{\lambda_f} \quad (3)$$

Pour un essai donné, l'écart de température ( $T_e(x) - T_0(x)$ ) est compris entre 10 et 40°C et l'amplitude des variations de  $T_0(x)$  peut atteindre 20°C. L'erreur relative sur le nombre de Nusselt résulte de l'incertitude sur les différentes températures, sur le flux rayonné, ainsi que sur l'évaluation du flux conductif. L'utilisation des incertitudes sur chacune de ces variables permet de déduire la valeur de l'erreur relative totale sur le nombre de Nusselt  $\Delta Nu/Nu = \pm 8\%$  [20].

### 3. Resultats et analyse

#### 3.1. Etude de l'écoulement

Les types de conditions d'écoulement à l'amont de la marche considérés ont été donnés dans l'introduction. Le Tableau 1 résume les définitions des trois cas étudiés. La Fig. 5 regroupe les profils de vitesse réduite, suivant la normale à la paroi, dans la section de l'élargissement ( $x = 0$ ) et obtenus expérimentalement par anémométrie fil chaud avec un pas de 0,25 mm et une précision de  $\pm 2\%$  [20]. Dans les cas (a) et (b), la vitesse est réduite par la vitesse  $U$  de l'écoulement uniforme en dehors de la couche limite, et dans le cas (c) par la vitesse  $U_c$  au centre de la veine. Dans les cas (a) et (b), les mesures expérimentales sont comparées au profil théorique de Blasius pour la couche limite laminaire et à la loi puissance pour une couche limite turbulente ( $u/U = (y/\delta)^{1/7}$ ). Dans le cas (c) les mesures expérimentales sont comparées au profil parabolique d'un écoulement laminaire en régime établi ( $u/U_c = (1 - (y/H)^2)$ ) et à la loi puissance d'un écoulement turbulent en régime établi ( $u/U_c = (y/H)^{1/7}$ ). L'épaisseur de la couche limite intervenant dans ces différentes lois est obtenue à partir d'un lissage des profils expérimentaux des vitesses. Dans le cas (a), la

Tableau 2  
Épaisseur de la couche limite

Cas (a)		Cas(b)	
$U$ (m/s)	$\delta/H$	$U$ (m/s)	$\delta/H$
7	0,47	6,15	0,60
10,9	0,44	10,2	0,90
15,2	0,40	14,2	0,95
17,9	0,36	17,6	1
23,6	0,37	21,6	1,06

couche limite présente des caractéristiques laminaires et suit la loi de Blasius pour la totalité de la gamme des vitesses. Les valeurs du facteur de forme de la couche limite  $F$ , comprises entre 2,6 et 3, sont en accord avec la valeur théorique 2,59 obtenue avec la loi de Blasius (Tableau 1). Dans le cas (b), pour la vitesse la plus faible  $U = 6,15$  m/s, la couche limite semble être en régime de transition entre les régimes laminaire et turbulent. Pour la vitesse la plus élevée  $U = 21,6$  m/s, elle présente des caractéristiques turbulentes et suit la loi puissance en  $1/7$ . Pour  $U = 6,15$  m/s, le facteur de forme de la couche limite vaut 2,5 et décroît jusqu'à 1,5 pour  $U = 21,6$  m/s proche de la valeur théorique 1,3 déterminée à partir de la loi en puissance  $1/7$ . Dans le cas (c), on observe de la même façon que l'écoulement évolue du régime de transition jusqu'au régime turbulent. Le Tableau 2 regroupe des mesures de l'épaisseur de la couche limite pour les cas (a) et (b) déterminées à partir des profils de vitesse. On constate que dans le cas (b) l'épaisseur de la couche limite augmente avec la vitesse de l'écoulement.

En accord avec le critère de Brederode et Bradshaw [17], la valeur élevée du facteur d'allongement conduit à des isothermes relevées expérimentalement parallèles à l'axe  $y$  confirmant le comportement bidimensionnel. La Fig. 6 représente les profils des nombres de Nusselt locaux  $Nu = h \cdot H/\lambda_f$  au centre de la veine en fonction de l'abscisse longitudinale adimensionnée  $X = x/H$  dans les cas (a) (b) et (c). Le choix de la vitesse de référence pour définir le nombre de Reynolds est lié au type de l'écoulement: dans le cas d'un écoulement en régime établi à l'amont de l'élargissement, la vitesse qui est généralement considérée comme la plus représentative est la vitesse débitante  $V$ , alors que dans le cas d'un écoulement uniforme en dehors de la couche limite c'est la vitesse de l'écoulement uniforme  $U$ . On adopte ces références pour la définition des nombres de Reynolds:  $Re_U = UH/\nu_f$  et  $Re_V = VH/\nu_f$ . Cependant, ce choix empêche la comparaison quantitative des résultats des cas (a) et (b) d'une part avec les résultats du cas (c) d'autre part. Ponctuellement, dans le dernier cas, on changera de référence en prenant la vitesse maximum  $U_c$  dans la veine pour permettre ce type de

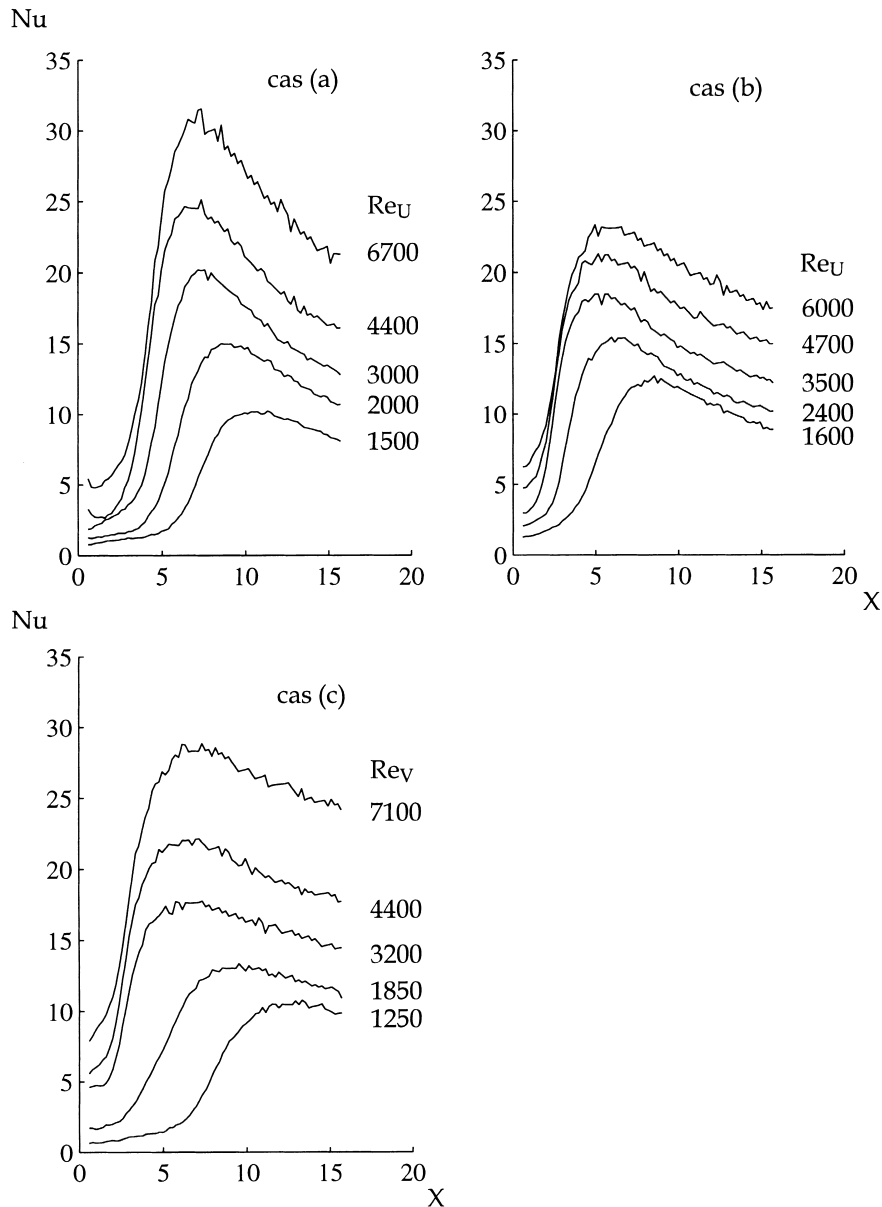


Fig. 6. Profils longitudinaux du nombre de Nusselt.

comparaison ( $Re_{U_c} = U_c H / \nu_f$ ). Les profils de la Fig. 6 présentent tous la même allure caractéristique: les valeurs sont faibles dans la zone de recirculation, passent par un maximum dans la zone de recollement puis décroissent dans la zone de redéveloppement. Le point de transfert maximum se déplace de façon significative en fonction du nombre de Reynolds et sa position dépend également du cas considéré. La Fig. 7 compare les profils longitudinaux du nombre de Nusselt  $Nu_D = hD/\lambda_f$  obtenus au même nombre de Reynolds dans les cas (a) et (b). Afin de rendre compte de l'ordre de

grandeur du transfert de chaleur, le coefficient d'échange est adimensionné en utilisant le diamètre hydraulique  $D$  de la veine à l'aval de l'élargissement. Dans le cas de conditions à l'amont turbulentes (cas (b)), pour  $Re = 4700$ , le nombre de Nusselt maximum est inférieur à celui obtenu en régime laminaire (cas (a)) d'environ 15%. On a représenté également sur la Fig. 7 les valeurs du nombre de Nusselt  $Nu_{pd}$  obtenues lorsque l'écoulement est pleinement développé. Ces valeurs et les abscisses à partir desquelles elles s'appliquent, sont déduites des travaux de Sparrow et al. [16].



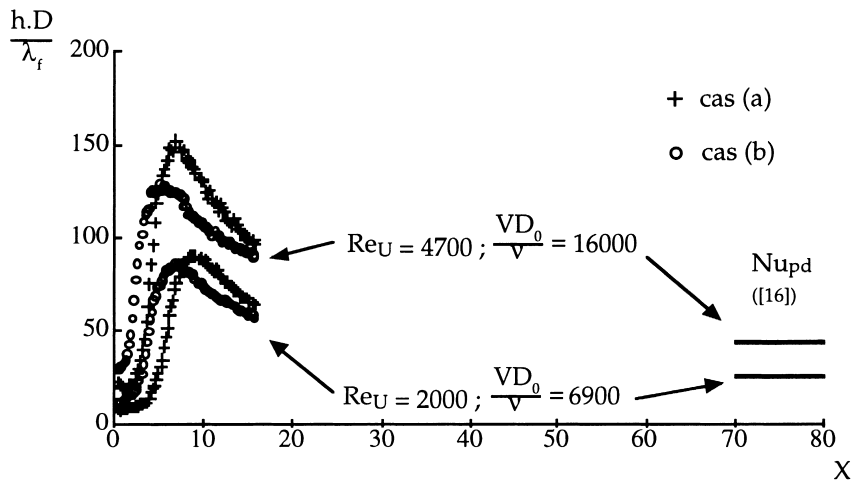


Fig. 7. Comparaison des profils des nombres de Nusselt dans les cas (a) et (b).

### 3.2. Point de transfert maximum

Les Fig. 8 $\alpha$  et  $\beta$  représentent les évolutions des abscisses adimensionnées des points de transfert maximum  $X_{max} = x_{max}/H$  dans les cas (a), (b) et (c). Les valeurs de  $X_{max}$  sur la Fig. 8 $\beta$  sont encadrées par leurs intervalles d'incertitude. Le comportement de  $X_{max}$  est comparable à celui de la longueur de la zone de recirculation  $X_r$  dans le régime intermédiaire et le régime turbulent (Fig. 2). Dans les cas (a) et (b), le comportement de  $X_{max}$  est caractérisé par une décroissance quand le nombre de Reynolds augmente. Le 'ressaut' observé sur la Fig. 2 à la fin de la décroissance fortement marquée sur l'évolution de  $X_r$  est également observé sur le comportement de  $X_{max}$  dans le cas (c). L'apparition du 'ressaut' de  $X_r$  correspond au passage

du régime intermédiaire au régime pleinement turbulent, pour lequel  $X_r$  est indépendant du nombre de Reynolds. Ce passage marque donc la disparition de conditions laminaires à l'amont et s'étend jusqu'à ce qu'elles soient pleinement turbulentes. Selon Adams et Johnston [10], la zone de 'ressaut' pour  $X_r$  présente une amplitude de 30–40% par rapport à la valeur minimale obtenue à la fin de la zone de transition ce qui est en accord avec l'amplitude du 'ressaut' observée pour  $X_{max}$  dans le cas (c) (Fig. 8 $\beta$ ).

### 3.3. Nombre de Nusselt maximum

$Nu_{max}$  est la grandeur qui est généralement utilisée pour caractériser le transfert de chaleur par convection entre une paroi et un écoulement décollé, recollé et réé-

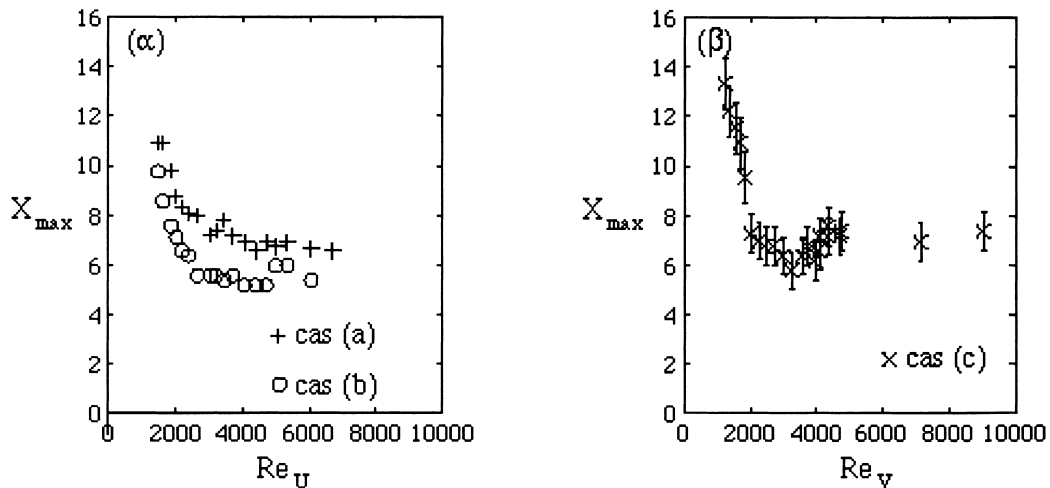


Fig. 8. Evolution de l'abscisse du point de transfert maximum en fonction du nombre de Reynolds, (a) cas (a) et (b), (b) cas (c).

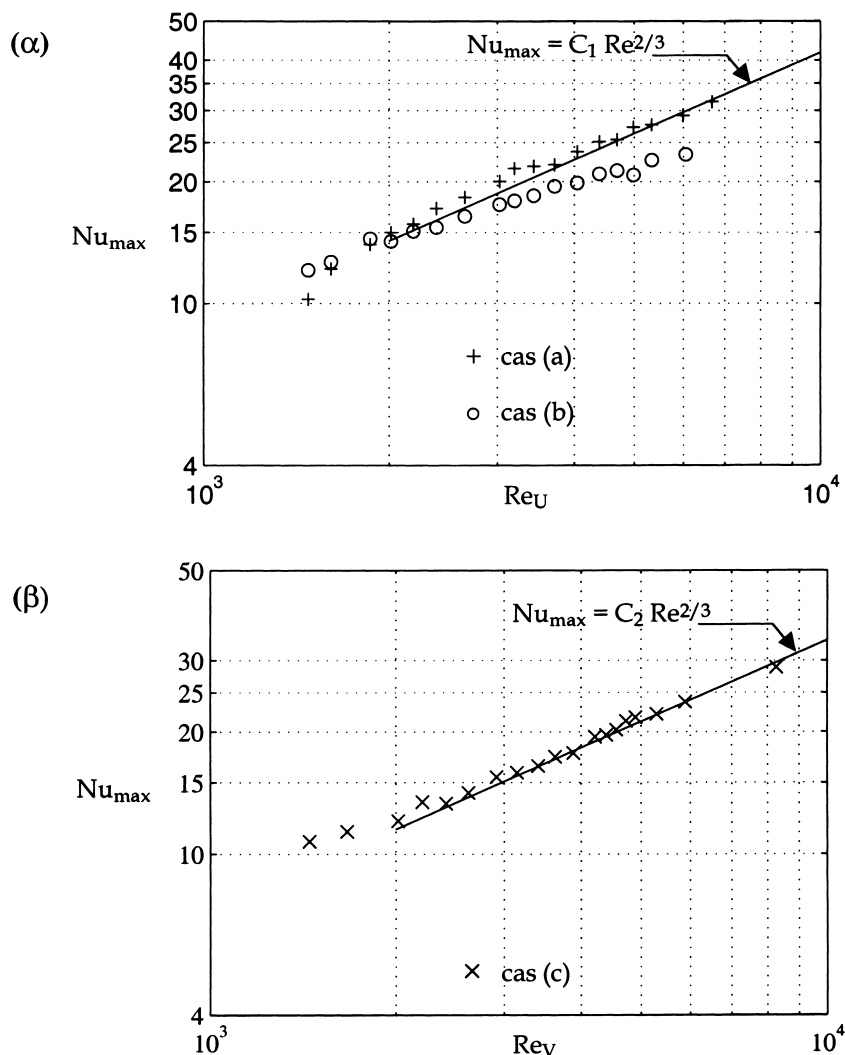


Fig. 9. Evolution du nombre de Nusselt maximum en fonction du nombre de Reynolds, (α) cas (a) et (b), (β) cas (c).

tabli. Les Fig. 9α et β représentent l'évolution du nombre de Nusselt maximum  $Nu_{\max}$  en fonction du nombre de Reynolds. La loi  $Nu_{\max} = C \cdot Re^{2/3}$  caractéristique du régime turbulent est également représentée sur ces figures ( $C$  est une constante dont la valeur dépend du cas étudié). Koert [14] s'est intéressé au cas d'un élargissement symétrique en présence d'écoulements à l'amont uniformes en dehors d'une couche limite en régime laminaire, de transition ou turbulent. Il a montré que la loi  $Nu_{\max} = C \cdot Re^{2/3}$  caractéristique du régime turbulent s'étend également au régime intermédiaire. Sur la Fig. 9α, dans le cas (a),  $Nu_{\max}$  est bien représenté par la loi  $Nu_{\max} = C \cdot Re^{2/3}$  dans toute la gamme de nombre de Reynolds étudiée, en particulier au delà d'une valeur du nombre de Reynolds  $Re_U$  comprise entre 3000 et 4000 correspon-

dant à la fin de la décroissance de  $X_{\max}$  (Fig. 8α) et représentative du début du régime turbulent (Fig. 2). Cette comparaison ne permet cependant pas de délimiter avec précision les régimes d'écoulement intermédiaire et turbulent. Dans le cas (b), l'évolution de  $Nu_{\max}$  est plus lente que celle prévue par la loi  $Nu_{\max} = C \cdot Re^{2/3}$ . Il ne faut pas conclure que dans le cas de cette série de mesures le recollement ne soit pas turbulent. En effet, on a remarqué que dans le cas (b), l'épaisseur de la couche limite augmente quand le nombre de Reynolds croît. Or Vogel et Eaton [12] ont constaté que pour un écoulement turbulent, l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  en amont du décollement sans variation de la vitesse en dehors de la couche limite avait pour effet de diminuer la valeur de  $Nu_{\max}$ . Dans le cas (b), cet effet ralentit la

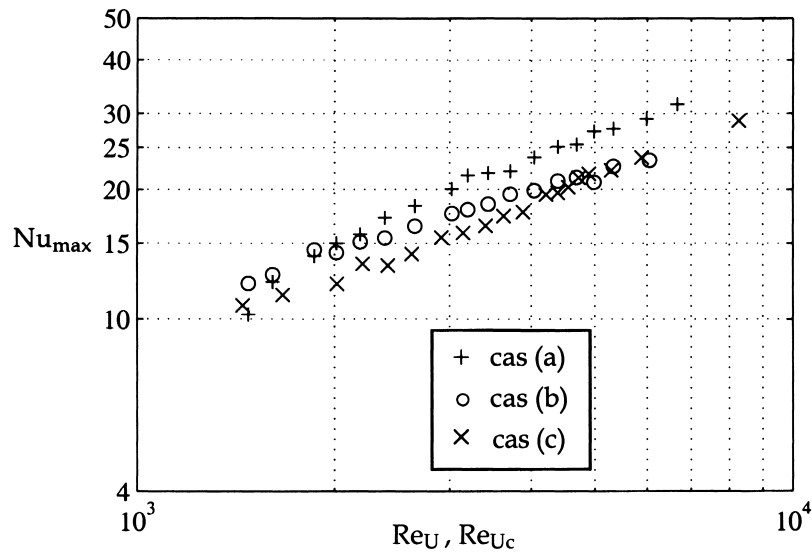
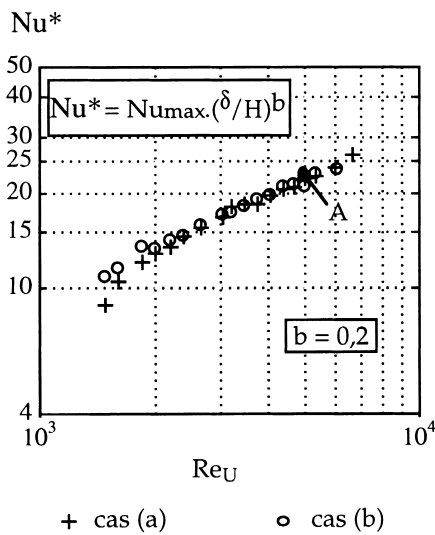


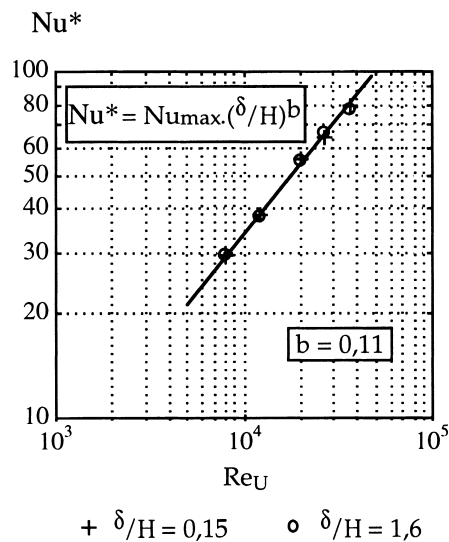
Fig. 10. Comparaison du transfert maximum pour les trois cas étudiés.

croissance de  $Nu_{max}$  en fonction du nombre de Reynolds et conduit à l'évolution qui est observée sur la Fig. 9. Dans le cas (c) lorsque le nombre de Reynolds croît,  $Nu_{max}$  est bien représenté par la loi  $Nu_{max} = C \cdot Re^{2/3}$ . Il apparaît donc que le régime est turbulent au delà d'une valeur du nombre de Reynolds  $Re_V$  voisine de 3000. Cette valeur correspond au début de la zone de 'ressaut' observée sur le comportement

de  $X_{max}$  en fonction du nombre de Reynolds dans le cas (c) (Fig. 8β) et confirme que le 'ressaut' de  $X_{max}$ , comme celui de  $X_r$ , apparaît lors du passage du régime intermédiaire au régime turbulent. Dans les cas (a) et (b), l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite à l'amont de l'élargissement conduit à une diminution du nombre de Nusselt dans la zone de recollement. Afin de pouvoir comparer la valeur de  $Nu_{max}$  pour chacun



(α)



(β)

Fig. 11. Détermination de l'exposant  $b$ , (α) résultats expérimentaux dans les cas (a) et (b), (β) données de Vogel et Eaton.

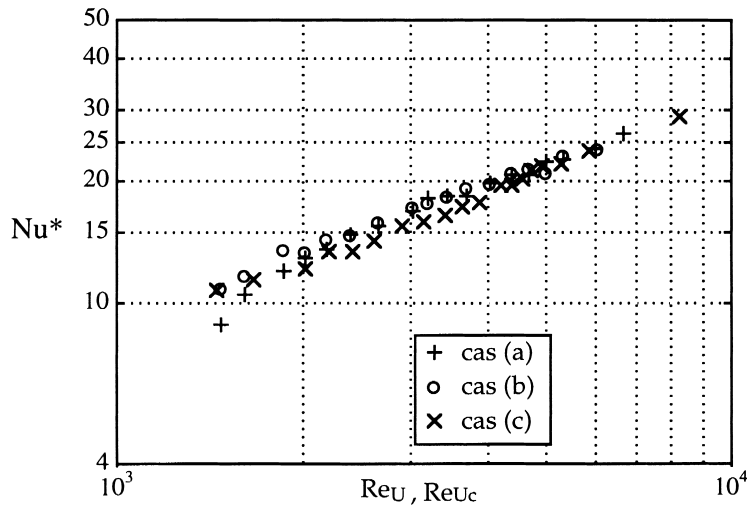


Fig. 12. Comparaison de  $Nu^* = Nu_{max}(\delta/H)^b$  pour les trois cas étudiés.

des cas (a), (b) et (c) on a exprimé les données du cas (c) en fonction du nombre de Reynolds basé sur la vitesse  $U_c$  au centre de la veine. Cette comparaison est effectuée sur la Fig. 10. On constate que les résultats relatifs au cas (b) sont situés entre ceux des cas (a) et (c). Dans le cas (b), l'épaisseur de la couche limite à l'amont de l'élargissement augmente avec le nombre de Reynolds pour atteindre une valeur légèrement supérieure à  $H$ . Le nombre de Nusselt maximum est alors du même ordre de grandeur que celui obtenu lorsque l'écoulement à l'amont du décollement est établi (cas (c)). Dans la section de l'élargissement, pour  $0 < y < H$  (à la moitié de la hauteur de la section

d'entrée), les profils de vitesse sont alors identiques dans les deux cas et sont conformes à la loi puissance.

L'allure générale des variations de  $Nu_{max}$  en fonction du nombre de Reynolds dans les cas (a) et (b) suggère que l'effet de la condition à l'amont sur la valeur de  $Nu_{max}$  peut être corrélé par un terme de la forme  $(\delta/H)^b$ , où  $b$  est une constante. On compare alors le produit  $Nu_{max}(\delta/H)^b = Nu^*$  dans les cas (a) et (b), aux résultats de Vogel et Eaton [12] sur une configuration présentant un facteur d'élargissement de 1,25. Ces derniers ont fait varier le rapport  $(\delta/H)$  à l'amont de l'élargissement de 0,15–1,6 et leurs mesures ont été effectuées dans la section  $X = -3,8$ . Pour les cas (a) et

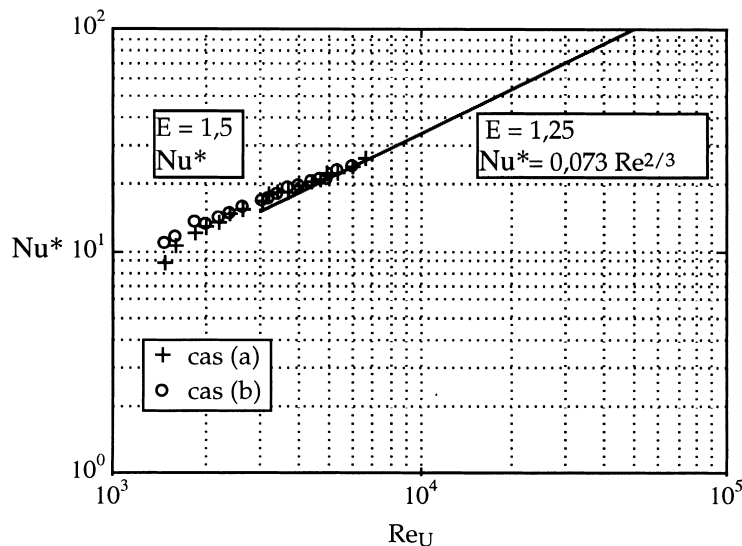


Fig. 13. Comparaison des cas (a) et (b) avec les données de Vogel et Eaton [12].

(b), l'épaisseur de la couche limite n'est pas mesurée pour toutes les vitesses des points des Fig. 9α et β. Pour certains débits, l'épaisseur de la couche limite est déterminée à partir des profils de vitesses. Pour les débits intermédiaires, des lois d'interpolation sont utilisées pour l'estimation de cette épaisseur. La Fig. 11 présente les résultats de la comparaison des produits  $Nu_{max}(\delta/H)^b$  dans les cas (a) et (b). Les données de Vogel et Eaton [12] ainsi corrigées sont confondues, à  $\pm 2\%$  près, avec la droite  $Nu^* = Nu_{max}(\delta/H)^b = 0,073Re^{2/3}$  pour la valeur de  $b = 0,11$ . Les données des cas (a) et (b) ne présentent également que de faibles écarts et  $b$  vaut 0,2. Pour les nombres de Reynolds supérieurs à 2300 l'écart relatif maximum entre les nombres de Nusselt  $Nu^*$  dans les cas (a) et (b) est de 4%. Pour les nombres de Reynolds inférieurs à 2300, cette corrélation est moins appropriée et les écarts peuvent atteindre 20%. Enfin, on a placé un point A issu des travaux de Koeut [14]. Pour ce point, le rapport  $(\delta/H)$  dans la section de l'élargissement vaut 0,46. Pour une configuration donnée, il semble donc que l'on puisse regrouper les résultats obtenus pour des conditions à l'amont présentant des couches limites d'épaisseurs différentes. La valeur de  $b$  dans la relation  $Nu^* = Nu_{max}(\delta/H)^b$  n'est pas universelle et dépend au moins du facteur d'élargissement  $E$ . La Fig. 12 regroupe les valeurs de  $Nu^*$  pour les cas (a), (b) et (c). Dans le cas particulier (c),  $\delta$  correspond à  $H$  et d'après la relation  $Nu^* = Nu_{max}(\delta/H)^b$ ,  $Nu^*$  et  $Nu_{max}$  sont confondus. L'écart entre les valeurs du cas (c) et celles des cas (a) et (b) ne dépasse pas 8 à 9% pour les nombres de Reynolds inférieurs à 4000 et reste inférieur à 3% au delà. En première approche, le transfert de chaleur dans la zone de recollement ne dépend que de la vitesse ( $U$  ou  $U_c$ ) et de l'épaisseur de la couche limite le long de la paroi, comportant l'élargissement dans la section de la marche. La relation  $Nu^* = C \cdot Re^a$ , où  $C$  et  $a$  sont des constantes, permet de corréler le nombre de Nusselt maximum lorsque le recollement est en régime turbulent et ne dépend que de la géométrie. Sur la Fig. 13 la loi obtenue avec les données de Vogel et Eaton [12] ( $E = 1,25$ ) a été placée avec les résultats des cas (a) et (b). La correspondance entre ces données peut laisser entendre que dans la loi  $Nu^* = C \cdot Re^{2/3}$  la constante  $C$  est indépendante de la géométrie. Cependant, on ne dispose pas de données complémentaires pour vérifier cette hypothèse.

L'analyse précédente a permis d'établir que l'influence des conditions à l'amont sur le nombre de Nusselt maximum pouvait être paramétrée par une longueur caractéristique de l'écoulement à l'amont de l'élargissement. En effet le profil de vitesse dépend de l'écoulement amont, et les seules caractéristiques géométriques de la section de la marche ne sont pas suffisantes pour définir ce profil. Il apparaît intéressant d'associer l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  comme dimension car-

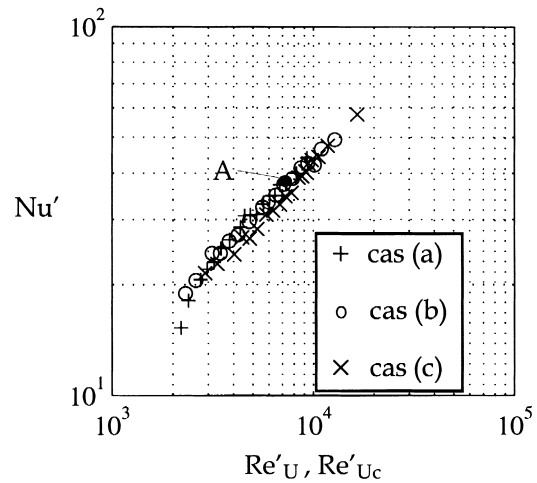


Fig. 14. Influence des conditions à l'amont sur la relation entre  $Nu'$  et  $Re'$ .

actéristique des conditions à l'amont à la hauteur de la marche  $H$  et d'analyser de quelle manière cette association permet de proposer une longueur unique caractéristique du maximum de transfert de chaleur convectif. Il est proposé de choisir la longueur  $H' = H + \delta$  comme longueur de référence pour le calcul du nombre de Reynolds  $Re'$  et de Nusselt  $Nu'$  dans les cas (a) et (b) et la longueur  $H = H + H = 2H$  dans le cas (c). La Fig. 14 présente les résultats des cas (a), (b) et (c) et il est intéressant de la comparer à la Fig. 11α. Les données de Vogel et Eaton sont bien représentées par la loi  $Nu' = 0,095Re'^{2/3}$ . La coïncidence des résultats est particulièrement remarquable dans le cas de conditions à l'amont d'écoulement uniforme en dehors de la couche limite (cas (a) et (b)). Le point A correspond au même point présenté sur la Fig. 11. L'écart entre le transfert maximum induit par une condition d'écoulement établi à l'amont (cas (c)) et une condition d'écoulement uniforme à l'amont en dehors de la couche limite (cas(a) et (b)) est du même ordre de grandeur que celui obtenu en utilisant la première approche, c'est à dire inférieur à 10% pour  $Re' < 8000$  ( $Re < 4000$ ) et inférieur à 4% au delà. La loi obtenue avec les données de Vogel et Eaton sur la Fig. 15α est comparée à nos résultats sur la Fig. 15β. Comme lors de l'utilisation de la première approche, cette loi permet de représenter nos résultats, avec une bonne précision et les écarts restent inférieurs à 6%. Dans le cas d'un écoulement établi à l'amont de l'élargissement,  $H'$  est la somme de la hauteur de la marche et la demi-hauteur de la section de l'élargissement ( $D_0/4$ ).  $H'$  contient alors une information sur la géométrie de l'écoulement. On a comparé les données du cas(c) avec celles de Cardone et al. [22] en utilisant la longueur  $H'$  pour la formation des nombres adimensionnés

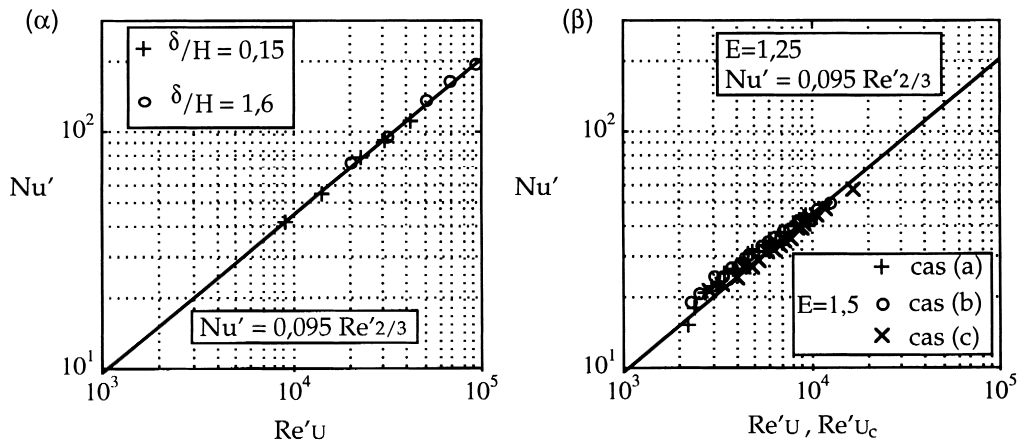


Fig. 15. Evolution de  $Nu'$  en fonction de  $Re'$ : (α) données de Vogel et Eaton [12], (β) comparaison des cas (a), (b) et (c) avec les données de Vogel et Eaton.

(Fig. 16). Dans le travail de Cardone et al. le facteur d'élargissement  $E$  vaut 2 et l'écoulement est établi à l'amont de l'élargissement.  $H'$  est représentatif du transfert de chaleur dans la zone de recollement pour ces deux configurations. Les Figs. 14 and 15 suggèrent que la longueur caractéristique  $H'$  choisie permet de caractériser l'écoulement pour les diverses conditions à l'amont. Selon cette hypothèse, la loi  $Nu' = 0,095 Re'^{2/3}$  serait applicable à tout écoulement entre plaques planes présentant un élargissement brusque sur une face, en régime turbulent, quelles que soient les conditions à l'amont.

3.4. *Domaine de validité*

La synthèse bibliographique a montré que l'intensité de la perturbation de l'écoulement à l'aval de l'élargissement pouvait être classée selon le rapport caractéristique  $\delta/H$ . L'écoulement est faiblement perturbé si  $\delta/H \approx 1$  et très fortement perturbé si  $\delta/H < 1$ , notamment en ce qui concerne le transfert de chaleur à travers la couche de cisaillement et la zone de mélange. Dans les écoulements faiblement perturbés, les modèles d'étude des couches de cisaillement minces sont généralement applicables et il est alors possible de détermi-

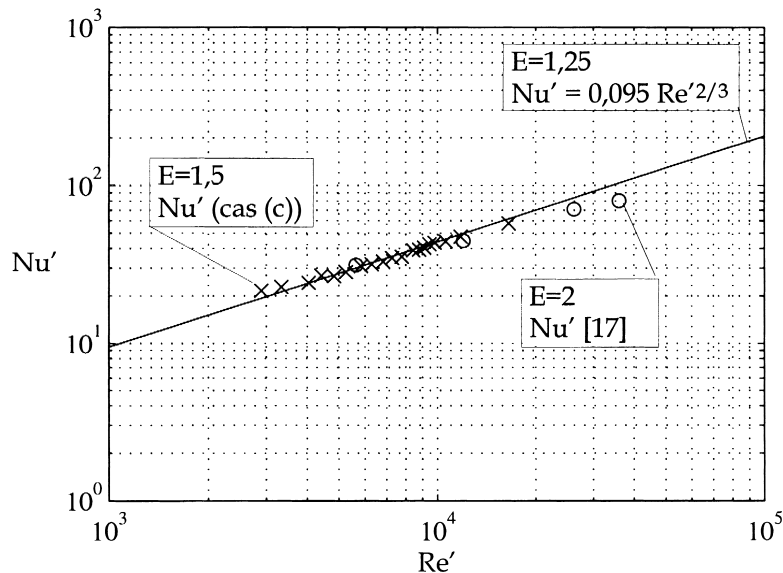


Fig. 16. Comparaison de différentes géométries.

ner le transfert de chaleur dans la zone de recollement. Dans le domaine des écoulements très fortement perturbés, Dumoulin [7] propose une étude sur une configuration proche de celle présentée ici pour laquelle  $E = 1,33$ . L'épaisseur adimensionnée de la couche limite  $\delta/H$  est comprise entre 0,07 et 0,15. Le recollement est étudié en fin de régime intermédiaire et en régime turbulent. Dumoulin propose la corrélation:  $Nu_{\max} = 0,376Re^{0,62}Pr^{1/3}$ . Pour comparer cette corrélation à celle proposée précédemment:  $Nu_{\max} = 0,073Re^{2/3}(\delta/H)^{-b}$  et  $Nu' = 0,095Re'^{2/3}$ , la loi proposée par Dumoulin a été écrite sous la forme  $Nu_{\max} \approx 0,335Re^{-0,04}Re^{2/3}$ , où le nombre de Prandtl est pris égal à 0,7. Le terme  $Re^{-0,04}$  reste voisin de 0,65 ce qui permet une approximation de cette expression par:  $Nu_{\max} \approx 0,22Re^{2/3}$ . Il apparaît que les lois proposées dans ce travail ne peuvent pas représenter les résultats de Dumoulin [7]. Cette impossibilité s'explique probablement par le fait que l'écoulement étudié par Dumoulin était très fortement perturbé alors que les nôtres ne sont que fortement perturbés ( $\delta/H \approx 1$ ). Ainsi il convient de limiter nos conclusions aux cas des écoulements fortement perturbés ( $\delta/H \approx 1$ ).

#### 4. Conclusion

L'étude du transfert de chaleur local par convection à l'aval d'un élargissement brusque a été réalisée dans le cas d'un régime d'écoulement intermédiaire qui est très peu documenté dans la bibliographie, ainsi que dans le cas d'un régime d'écoulement turbulent. Trois types de conditions à l'amont de la section de l'élargissement ont été étudiés et ont permis de dégager l'influence de différents paramètres. Les conclusions de cette étude sont les suivantes:

- l'abscisse du point de transfert maximum présente des variations importantes pour la gamme de nombres de Reynolds étudiée.
- le transfert de chaleur dans la zone  $X < X_{\max}$  qui comprend la zone de recirculation, ne dépend que du régime d'écoulement en amont de l'élargissement: laminaire ou turbulent.
- le transfert de chaleur dans la zone de recollement est régi par l'épaisseur de la couche limite sur la paroi qui subit l'élargissement, au droit de cet élargissement d'une part et par la vitesse d'autre part. L'influence de l'épaisseur de la couche limite sur la valeur du nombre de Nusselt maximum est caractérisée selon deux approches. La première, qui s'apparente aux études empiriques basées sur le théorème de Vaschy–Buckingham, a permis d'établir une relation unique  $Nu_{\max} = C \cdot Re^a(\delta/H)^b$  où  $b$  et  $C$  sont des constantes qui dépendent a priori du facteur d'élargissement  $E$ , et a vaut  $2/3$  en régime turbulent.

A partir de ces résultats, il a été montré dans la seconde approche qu'il existait une longueur caractéristique  $H'$  permettant de relier le nombre de Nusselt maximum au nombre de Reynolds indépendamment des conditions à l'amont par une loi du type  $Nu' = C' \cdot Re'^a$ , où  $C'$  est une constante et a vaut  $2/3$  en régime turbulent. Nos résultats comparés à ceux publiés pour d'autres configurations semblent montrer que  $C'$  est indépendante du facteur d'élargissement  $E$ .

#### References

- [1] K.M. Krall, E.M. Sparrow, Turbulent heat transfer in the separated, reattached and redevelopment regions of a circular tube, *J. of Heat Transfer* 88 (1966) 131–136.
- [2] P.P. Zemanick, R.S. Dougall, Local heat transfer of a abrupt circular channel expansion, *J. of Heat Transfer* 92 (1970) 53–60.
- [3] P.A. Dellenback, D.E. Metzger, G.P. Neitzel, Heat transfer to turbulent swirling flow through a sudden axisymmetric expansion, *J. of Heat Transfer* 109 (1987) 613–620.
- [4] E.G. Filetti, W.M. Kays, Heat transfer in separated, reattached, and redevelopment regions behind a double step at entrance of a flat duct, *J. of Heat Transfer* 89 (2) (1967) 163–168.
- [5] N. Seki, S. Fukusako, T. Hirata, Effect of stall length on heat transfer in reattached region behind a double step at entrance to an enlarged flat duct, *Int. J. Heat Mass Transfer* 19 (1976) 700–702.
- [6] P. Bradshaw, F.Y.F. Wong, The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer, *J. of Fluid Mechanics* 52 (1972) 113–134.
- [7] J. Dumoulin, Méthodes de détermination, par thermographie infrarouge, des coefficients d'échange de chaleur moyens et instationnaires en aérodynamique perturbée, Thèse doctorale de l'INSA de Toulouse, n°276 (1994).
- [8] R.J. Goldstein, V.L. Eriksen, R.M. Olson, E.R. Eckert, Laminar separation, reattachment, and transition of the flow over a downstream backward-facing step, *J. of Basic Engineering* 72 (1970) 732–741.
- [9] W. Aung, An experimental study of laminar heat transfer downstream of backstep, *J. of Heat Transfer* 105 (1983) 823–829.
- [10] E.W. Adams, J.P. Johnston, Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Part 2: reattachment length and wall shear stress, *Experiments in Fluid* 6 (1988) 493–499.
- [11] E.V. Shishov, P.S. Roganov, S.I. Grabarnik, V.P. Zabolotsky, Heat transfer in the recirculating region formed by a backward-facing step, *Int. J. Heat Mass Transfer* 31 (8) (1988) 1557–1562.
- [12] J.C. Vogel, J.K. Eaton, Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing step, *J. of Heat Transfer* 107 (1985) 922–929.

- [13] D.E. Abbott, S.J. Kline, Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward facing steps, *J. of Basic Engineering* 84 (1962) 317–340.
- [14] S. Koout, Etude aérodynamique et aérothermique d'un sillage de marche en écoulement permanent et pulsé, Thèse de docteur-ingénieur de l'Université de Nancy 1 (1977).
- [15] T. Kondoh, Y. Nagano, T. Tsui, Computational study of laminar heat transfer downstream of a backward-facing step, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (3) (1993) 577–591.
- [16] E.M. Sparrow, S.S. Kang, W. Chuck, Relation between the point of flow reattachment and maximum heat transfer for regions of flow separation, *Int. J. Heat Mass Transfer* 30 (7) (1987) 1237–1276.
- [17] V. de Brederode, P. Bradshaw, Three dimensional flow in normally two dimensional separation bubbles, I.C. Aera rep 72–19, Imperial College, London, 1972.
- [18] D. Pajani, *Mesure par thermographie infrarouge*, ADD Editeur, Le Plessis Robinson, France, 1989.
- [19] F. Boizumault, S. Harmand, B. Desmet, Experimental determination of the local heat transfer coefficient on a thermally thick wall downstream of a backward-facing step, in: *Proceedings of Eurotherm Seminar n°50, QIRT 96*, Stuttgart, 1996, pp. 141–146.
- [20] F. Boizumault, Contribution à l'étude expérimentale du transfert de chaleur local par convection forcée dans le cas d'écoulement présentant une zone de recirculation, Thèse de l'Université de Valenciennes, n° d'ordre 98–12, 1998.
- [21] C.A. Brebia, *The Boundary Element Method for Engineers*, Pentech Press, Plymouth, 1978.
- [22] G. Cardone, O.M. di Leva, G. Carlomagno, Heat transfer measurements and surface flow visualization of a backward-facing step turbulent flow, *Exp. and Num. Flow Visualization* 172 (1993) 35–42.