



ELSEVIER

Available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com)

SCIENCE @ DIRECT®

C. R. Mecanique 333 (2005) 499–506



<http://france.elsevier.com/direct/CRAS2B/>

# Convection laminaire forcée dans le sillage d'une plaque chaude placée dans un canal

Zakaria Doulfoukar<sup>a</sup>, Abderrahim Achiq<sup>b,\*</sup>

<sup>a</sup> *Faculté des sciences Aïn chock, U.F.R. de mécanique, B.P. 5366, Maârif, Casablanca, Maroc*

<sup>b</sup> *Faculté des sciences et techniques, U.F.R. de mécanique, B.P. 146, Mohammadia, Maroc*

Reçu le 4 avril 2004 ; après révision le 8 février 2005

Disponible sur Internet le 3 mai 2005

Présenté par Sébastien Candel

---

## Résumé

Dans ce travail, la convection laminaire forcée dans le sillage d'une plaque chaude placée au milieu d'un canal est traitée numériquement. En aval immédiat du bord de fuite, on propose une étude analytique basée sur une structure de trois couches. La vitesse et la température sur l'axe central du canal ainsi que le gradient de pression sont présentés sous formes asymptotiques. La comparaison des résultats numérique et asymptotique met en valeur l'étude analytique, et montre qu'elle décrit l'essentiel de l'évolution du sillage. *Pour citer cet article : Z. Doulfoukar, A. Achiq, C. R. Mecanique 333 (2005).*

© 2005 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

## Abstract

**Laminar forced convection wake above a heated plate placed in a channel.** In this Note, a numerical investigation of laminar convection wake above a heated plate placed in a channel is carried out. An analytical study based on a three region structure is proposed in the immediate neighbourhood of the trailing edge. Velocity and temperature at the centerline channel as well as the pressure gradient are presented in asymptotic expressions. Comparison of these results with numerical solutions enhances the analytical study. *To cite this article: Z. Doulfoukar, A. Achiq, C. R. Mecanique 333 (2005).*

© 2005 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

*Mots-clés :* Mécanique des fluides numérique ; Sillage laminaire ; Convection forcée ; Raccord asymptotique

*Keywords :* Computational fluid mechanics ; Laminar wake ; Forced convection ; Asymptotic matching

---

\* Corresponding author.

Adresse e-mail : [achiq\\_abderrahim@yahoo.fr](mailto:achiq_abderrahim@yahoo.fr) (A. Achiq).

## Abridged English version

Renewed interest in laminar convection between vertical plates stems from its increasing applications in many industrial problems. The present work is concerned with the forced convection in the wake of a heated plate placed in a channel. The analytical method utilized in this paper, is essentially the classical asymptotic expansion introduced by Goldstein [3] to study the laminar wake behind a flat plate in a uniform stream. This procedure has subsequently been extended by Yang [4] to study the free convection wake above a vertical heated plate. In these two studies a development, with a zero pressure gradient assumption, has been considered. Concerning the internal flows (channel, pipe, ...), this assumption is no longer valid. Then, we consider an analysis based on a three regions structure, that is inspired from the Stewartson's triple-deck theory [5].

Consider the laminar convection wake of a plate placed in a channel. The fluid is assumed to be Newtonian and its motion to be steady and two-dimensional. In the Cartesian coordinates  $(X^*, Y^*)$ , the walls channel are defined by  $|Y^*| = L$  ( $-\infty < X^* < +\infty$ ) and the plate is placed at  $Y^* = 0$  and  $X^* \leq 0$  (Fig. 1). The walls channel are maintained at the ambient temperature  $T_A$  and the semi-infinite plate ( $Y^* = 0, X^* \leq 0$ ) is heated at temperature  $T_H$ . In dimensionless formulation, the flow in the wake ( $x > 0$ ) is governed by Eqs. (4) and the boundary conditions (2) and (5). Velocity and temperature profiles are obtained by resolving numerically this system. The results, presented in Figs. 2 and 3, show that the important variations of the flow are carried out for  $0 < x \ll 1$ .

The analytical study, in Section 3, permits us to deduce that the problem in the near wake is reduced to the systems of Eqs. (6)–(10). Then, we choose to focus on velocity and temperature at the channel centerline  $y = 0$  as well as on the pressure gradient, that are presented in asymptotic expressions (11), (12). In Figs. 4 and 5, we show the comparison between these expressions and the corresponding numerical results obtained from the system (2), (4), (5). Therefore, approaching the trailing edge ( $x \rightarrow 0^+$ ), we note that the numerical curves converge to the asymptotic behaviour. This is an important result that can be of great interest for numerical investigations. Finally, noting that since the analytical results are rather valid for  $x \ll 1$ , this behaviour becomes less respected when leaving the trailing edge area.

## 1. Introduction

L'étude de la convection laminaire entre deux plaques est suscitée par ses nombreuses applications. Sans être exhaustif, citons le cas du refroidissement des composantes électroniques et celui de la captation de l'énergie solaire à l'aide d'un canal vertical.

Dans ce travail, on s'intéresse à la convection laminaire forcée dans le sillage d'une plaque chaude placée au milieu d'un canal. De point de vue dynamique, cette situation permet de passer d'un double Poiseuille en amont du bord de fuite à un seul en aval. Ce profond changement dans la nature de l'écoulement caractérise, généralement, les sillages et nécessite la distinction entre trois régions : le voisinage du bord de fuite et les sillages proche et lointain.

L'étude analytique de ce problème, a été initiée par Badr et al. [1] en traitant le voisinage du bord de fuite, dans le cas où l'écoulement est isotherme, puis par Achiq et al. [2] en effectuant l'étude du sillage proche et de sa stabilité. Dans la présente étude, on reprend ce dernier travail dans le cadre d'un écoulement de convection forcée. Analytiquement, ceci consiste à étudier l'interaction de deux perturbations singulières : géométrique et thermique, provoquées par la brusque disparition de la paroi au niveau du bord de fuite. Il faut noter que peu de travaux ont concerné le sillage en écoulement interne, tel que celui présenté dans ce travail, et que les plus importantes contributions analytique, numérique et expérimentale sur les problèmes du sillage, ont été effectuées dans le cas où l'écoulement est externe [3–8]. Ceci est lié aux nombreuses applications de ce type d'écoulements en aérodynamique.

Pour le traitement analytique du présent problème, on utilisera la technique asymptotique initiée par Goldstein [3], pour l'étude du sillage proche d'une plaque parallèle à un champ de vitesse uniforme, puis étendue par Yang [4] pour le cas du problème de convection naturelle provoquée par une plaque verticale chauffée. Ces deux

travaux de base pour notre étude, supposent que la pression est constante, une hypothèse qui ne peut être valable en écoulements internes (canal, conduite, . . .). Pour remédier à cela, nous avons introduit une analyse basée sur une structure de trois régions, inspiré du modèle de triple couche de Stewartson [5].

Notons, enfin, que les techniques employées dans les trois travaux, cités ci-dessus [3–5], continuent à constituer la base de nombreuses études consacrées aux problèmes de sillage en écoulement externe [7,8]. Le présent travail permet d’adapter ces techniques à un écoulement de nature interne, en surmontant les difficultés liées au confinement de l’écoulement [9]. Ceci permet d’approcher la zone singulière du bord de fuite, en utilisant de simples expressions analytiques, qui peuvent être d’un grand intérêt lors d’une modélisation numérique ou pour l’étude de la stabilité [6].

## 2. Formulation du problème

On considère l’écoulement laminaire, stationnaire et bidimensionnel d’un fluide Newtonien dans le sillage d’une plaque plane placée au milieu d’un canal vertical. En coordonnées cartésiennes  $(X^*, Y^*)$ , les parois du canal sont définies par  $|Y^*| = L$  ( $-\infty < X^* < +\infty$ ) et la plaque est placée en  $Y^* = 0$  ( $X^* \leq 0$ ) (Fig. 1). Cela suppose que la plaque est infiniment mince, de telle sorte qu’aucune zone de recirculation ne prenne naissance au voisinage du bord de fuite. Les parois du canal sont maintenues à la température ambiante  $T_A$  et la plaque est chauffée à la température constante  $T_H$  ( $T_A < T_H$ ). La symétrie du problème par rapport à  $Y^* = 0$  réduit le domaine d’étude à  $0 \leq Y^* \leq L$  suivant la variable  $Y^*$ . La pression, la température et les composantes longitudinale et transversale de la vitesse sont respectivement notées  $P^*$ ,  $T^*$ ,  $U^*$  et  $V^*$ . On définit les quantités adimensionnelles :

$$X = \frac{X^*}{L} ; \quad Y = \frac{Y^*}{L} ; \quad U = \frac{U^*}{U_M} ; \quad V = \frac{V^*}{U_M} ; \quad \Theta = \frac{T^* - T_A}{T_H - T_A} ; \quad P = \frac{P^* L}{\rho_0 \nu U_M}$$

où  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide et  $U_M$  est six fois la vitesse moyenne. On suppose que la masse volumique du fluide dépend linéairement de la température :  $\rho = \rho_0[1 - \beta(T^* - T_A)]$  où  $\beta$  est le coefficient de dilatation thermique du fluide, tel que  $\beta(T^* - T_A) \ll 1$ . Ainsi, dans le cadre des approximations de Boussinesq, les équations adimensionnelles de conservation de masse, de quantité de mouvement et de chaleur, s’écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \tag{1a}$$

$$Re_L(\vec{V} \cdot \vec{\nabla})\vec{V} = -\vec{\nabla}P + (Gr_L/Re_L)\theta \vec{e}_x + \Delta\vec{V} \tag{1b}$$

$$Re_L(\vec{V} \cdot \vec{\nabla})\Theta = \frac{1}{Pr} \Delta\Theta \tag{1c}$$

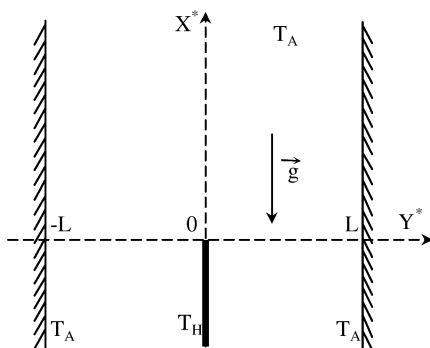


Fig. 1. Géométrie du problème.

Fig. 1. Physical model.

où  $\vec{\nabla} = (\partial/\partial X, \partial/\partial Y)$ ,  $\Delta = \partial^2/\partial X^2 + \partial^2/\partial Y^2$  et  $\vec{e}_x = -\vec{g}/g$ ,  $\vec{g}$  étant l'accélération de la pesanteur. Les nombres de Prandtl, Grashof et Reynolds sont respectivement définis par  $Pr = \nu/\kappa$ ,  $Gr_L = \beta g(T_H - T_A)L^3/\nu^2$  et  $Re_L = LU_M/\nu$  où  $\kappa$  est la diffusivité thermique du fluide.

Dans le présent travail, on se limite au cas  $Re_L \gg 1$  et  $Gr_L \ll Re_L$ , qui correspond à un problème de convection forcée [10]. Notons que dans ce cadre, l'orientation du canal et celle de la plaque par rapport à la verticale n'ont pas d'importance.

Pour  $X < 0$ , l'hypothèse d'écoulement à droites parallèles permet d'obtenir :

$$U_0(Y) = Y - Y^2; \quad \Theta_0(Y) = 1 - Y; \quad \left[ \frac{dP}{dX} \right]_0 = -2 \quad (2)$$

En aval lointain du bord de fuite lorsque  $X \rightarrow +\infty$ , l'écoulement de Poiseuille s'écrit :

$$U_\infty(Y) = \frac{1}{4}[1 - Y^2]; \quad \Theta_\infty(Y) = 0; \quad \left[ \frac{dP}{dX} \right]_\infty = -\frac{1}{2} \quad (3)$$

Il est à noter que les écoulements confinés tel que celui considéré, présentent une particularité essentielle : les termes convectifs, a priori grands en raison de la présence de  $Re_L$  en facteur dans (1), sont nuls dans les solutions (2) et (3) pour des raisons de géométrie de l'écoulement induisant une absence de variation en  $X$ . Toute brisure de cette invariance par translation leur redonne une importance prépondérante. Pour étudier l'écoulement dans le sillage ( $X > 0$ ), il est donc nécessaire d'introduire une zone où les termes convectifs d'accélération, liés à  $Re_L$ , équilibrent les termes visqueux. Dans cette zone, dans la mesure où la vitesse longitudinale, bien que perturbée, reste de l'ordre de l'unité, les ordres de grandeur de différentes quantités sont données par  $X = O(Re_L)$ ,  $Y = O(1)$ ,  $U = O(1)$ ,  $V = O(Re_L^{-1})$ ,  $\Theta = O(1)$  et  $P = O(Re_L)$ . On introduit alors des grandeurs d'ordre un dans la zone considérée en posant :  $x = X/Re_L$ ,  $y = Y$ ,  $u = U$ ,  $v = VRe_L$ ,  $p = P/Re_L$  et  $\theta = \Theta$  [2,9,11]. Dans ces conditions, les Éqs. (1) se réduisent aux équations, dites de Prandtl, en convection forcée :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4a)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (4b)$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad (4c)$$

Les conditions aux limites pour  $x > 0$  sont données par :

$$v(x, y = 0) = \frac{\partial u}{\partial y}(x, y = 0) = \frac{\partial \theta}{\partial y}(x, y = 0) = 0 \quad (5a)$$

$$u(x, y = 1) = v(x, y = 1) = \theta(x, y = 1) = 0 \quad (5b)$$

Le système parabolique composé des Éqs. (4), des conditions aux limites (5) et des conditions initiales (2), est résolu numériquement par un schéma aux différences finies [12]. La valeur du gradient de pression est déterminée, dans chaque section  $x$ , en utilisant un processus itératif qui permet de maintenir un débit constant entre  $y = 0$  et  $y = 1$ . Sur les Figs. 2 et 3, on présente respectivement les profils de vitesse et de température dans différentes sections pour  $Pr = 0,72$ . On remarque que la transition de la solution initiale (2) en  $x = 0$  à l'écoulement établi dans le sillage lointain (3) se fait d'une manière cohérente et sur un court intervalle ( $0 < x < 0,2$ ). Ceci approuve l'intérêt d'une analyse détaillée du sillage proche, telle que celle proposée dans le paragraphe suivant.

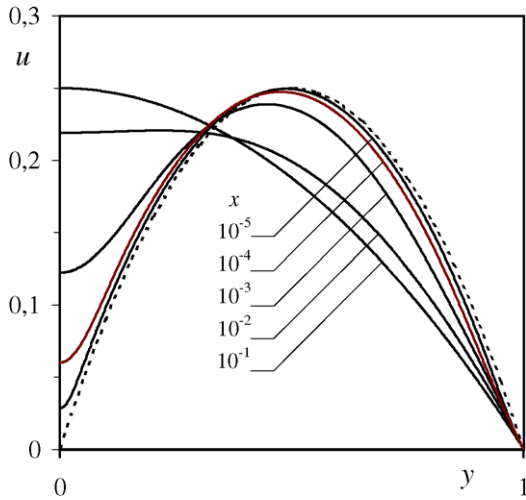


Fig. 2. Profils de vitesse  $u(x, y)$  pour différentes positions  $x$  dans le sillage.

Fig. 2. Velocity profiles  $u(x, y)$  at different positions  $x$  in the wake.

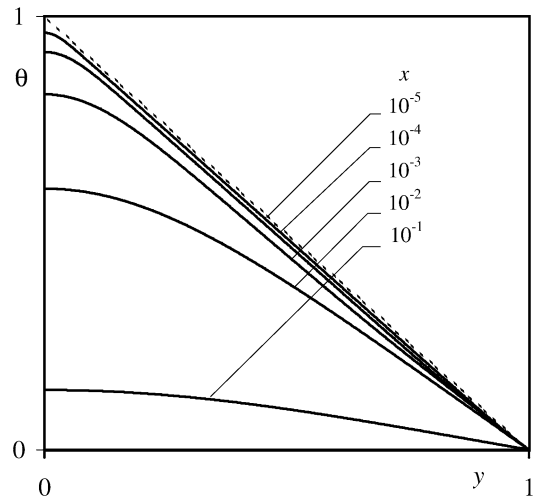


Fig. 3. Profils de température  $\theta(x, y)$  pour différentes positions  $x$  dans le sillage ( $Pr = 0.72$ ).

Fig. 3. Temperature profiles  $\theta(x, y)$  at different positions  $x$  in the wake ( $Pr = 0.72$ ).

### 3. Analyse du sillage proche

La nature de la singularité en  $x = 0$  nous conduit à adopter, pour l'analyse du sillage proche ( $x \ll 1$ ), une démarche analogue à celle de Goldstein [3]. A cet effet, on introduit la variable  $\xi = x^{1/3}$  et la fonction de courant  $\psi$  telle que  $u = \partial\psi/\partial y$  et  $v = -\partial\psi/\partial x$ . En première approximation, la distribution  $\psi_0 = (y^2/2 - y^3/3)$ , qui provient de la solution initiale (2), ne vérifie pas la condition de symétrie en  $y = 0$ . Par conséquent, on introduit une sous couche visqueuse le long de  $y \approx 0$ .

#### 3.1. Sous couche visqueuse le long de $y \approx 0$

On utilise les transformations  $\eta = y/3\xi$ ,  $\psi(x, y) = \xi^2 f(\xi, \eta)$ ,  $\theta(x, y) = 1 + \xi h(\xi, \eta)$  et les développements suivants :  $f(\xi, \eta) = f_0(\eta) + \xi f_1(\eta) + \dots$ ,  $h(\xi, \eta) = h_0(\eta) + \xi h_1(\eta) + \dots$  et  $p(x) = p_0 + \xi p_1 + \xi^2 p_2 + \dots$ . En première approximation, (2), (4) et (5) permettent d'obtenir  $p_1 = 0$  et les systèmes d'équations suivants :

$$f_0''' + 2f_0 f_0'' - f_0'^2 = 18p_2 \tag{6}$$

$$f_0(0) = f_0''(0) = 0 \quad \text{et} \quad f_0' - 9\eta \rightarrow \delta \quad \text{quand} \quad \eta \rightarrow \infty$$

et

$$\frac{1}{Pr} h_0'' + 2f_0 h_0' - f_0' h_0 = 0 \tag{7}$$

$$h_0'(0) = 0 \quad \text{et} \quad h_0(\eta) + 3\eta \rightarrow k \quad \text{quand} \quad \eta \rightarrow \infty$$

où  $\delta$  et  $k$  sont des constantes à déterminer. La résolution des systèmes d'Éqs. (6) et (7) exige des relations supplémentaires entre les inconnues  $\delta$ ,  $k$  et  $p_2$ , et par la suite, le développement de la solution au coeur de l'écoulement  $0 < y < 1$ .

### 3.2. Coeur de l'écoulement ( $0 < y < 1$ )

En considérant, dans cette région, les développements suivants  $\psi(x, y) = \psi_0(y) + \xi \psi_1(y) + \dots$  et  $\theta(x, y) = \theta_0(y) + \xi \theta_1(y) + \dots$ , le raccord asymptotique avec la sous couche visqueuse le long de  $y \approx 0$  permet d'obtenir  $k = -\delta/3$ ,  $\psi_1(y) = k\psi_0'(y)$  et  $\theta_1(y) = k\theta_0'(y)$ , et d'écrire par la suite :

$$\psi(x, y) = \psi_0(y) + kx^{1/3}\psi_0'(y) + \dots \quad \text{et} \quad \theta(x, y) = \theta_0(y) + kx^{1/3}\theta_0'(y) + \dots \quad (8)$$

Le fait que ces deux dernières solutions ne vérifient pas les conditions aux limites sur la paroi  $y = 1$ , entraîne la nécessité d'introduire une sous couche visqueuse au voisinage de celle-ci.

### 3.3. Sous couche visqueuse au voisinage de $y \approx 1$

Pour  $y \approx 1$ , on utilise les transformations  $\hat{\eta} = (1 - y)/3\xi$ ,  $\psi(x, y) = 1/6 - \xi^2 \hat{f}(\xi, \hat{\eta})$ ,  $\theta(x, y) = \xi \hat{h}(\xi, \hat{\eta})$  et les développements suivants  $\hat{f}(\xi, \hat{\eta}) = \hat{f}_0(\hat{\eta}) + \xi \hat{f}_1(\hat{\eta}) + \dots$  et  $\hat{h}(\xi, \hat{\eta}) = \hat{h}_0(\hat{\eta}) + \xi \hat{h}_1(\hat{\eta}) + \dots$ . En utilisant le raccord asymptotique avec le coeur de l'écoulement ( $0 < y < 1$ ), le système composé des Éqs. (4) et des conditions (2) et (5) permet d'obtenir :

$$\begin{aligned} \hat{f}_0''' + 2\hat{f}_0\hat{f}_0'' - \hat{f}_0'^2 &= 18p_2 \\ \hat{f}_0(0) = \hat{f}_0'(0) &= 0 \quad \text{et} \quad \hat{f}_0' - 9\hat{\eta} \rightarrow -\delta \quad \text{quand} \quad \hat{\eta} \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (9)$$

et

$$\begin{aligned} \frac{1}{Pr}\hat{h}_0'' + 2\hat{f}_0\hat{h}_0' - \hat{f}_0'\hat{h}_0 &= 0 \\ \hat{h}_0(0) = 0 \quad \text{et} \quad \hat{h}_0(\hat{\eta}) - 3\hat{\eta} &\rightarrow k \quad \text{quand} \quad \hat{\eta} \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (10)$$

### 3.4. Résultats

Les deux systèmes (9) et (10) sont, respectivement, similaires aux systèmes (6) et (7). Ceci nous conduit à adopter une démarche numérique où la résolution des systèmes (6) et (9) puis celle des systèmes (7) et (10) se font simultanément, de telle sorte que les valeurs obtenues pour  $k$ ,  $\delta$  et  $p_2$  soient les mêmes dans chaque système. En utilisant le schéma numérique de Runge–Kutta d'ordre quatre pour la résolution de chaque système, on obtient, pour  $Pr = 0,72$ , les valeurs numériques  $f_0'(0) \approx 3,95$ ,  $h_0(0) \approx -1,76$  et  $p_2 \approx 0,32$ , et par la suite, les vitesse et température sur la ligne centrale du canal ainsi que le gradient de pression sous les formes asymptotiques respectives suivantes :

$$u_{CL}(x) = u(x, y = 0) \approx \frac{1}{3}f_0'(0)x^{1/3} \approx 1,32x^{1/3} \quad (11)$$

$$\theta_{CL}(x) = \theta(x, y = 0) \approx 1 + h_0(0)x^{1/3} \approx 1 - 1,76x^{1/3} \quad (12)$$

$$\frac{dp}{dx} + 2 \approx \frac{2}{3}p_2x^{-1/3} \approx 0,21x^{-1/3} \quad (13)$$

Notons, enfin, que nous avons choisi de présenter ces dernières expressions pour leur importance physique. Elles constituent, en fait, la vitesse de libération du fluide en aval du bord de fuite, la décroissance de la température due à l'absence de la plaque chaude et le gradient de pression induit par la perte d'adhérence.

## 4. Comparaisons et commentaires

Dans cette section, on propose de comparer les résultats asymptotiques (11)–(13) à ceux obtenus numériquement en résolvant le système parabolique (2), (4), (5). Le nombre de Prandtl est fixé à 0,72 et les figures sont présentées en échelles logarithmiques compte tenu de la forme des expressions (11)–(13), et des importantes variations soulevées

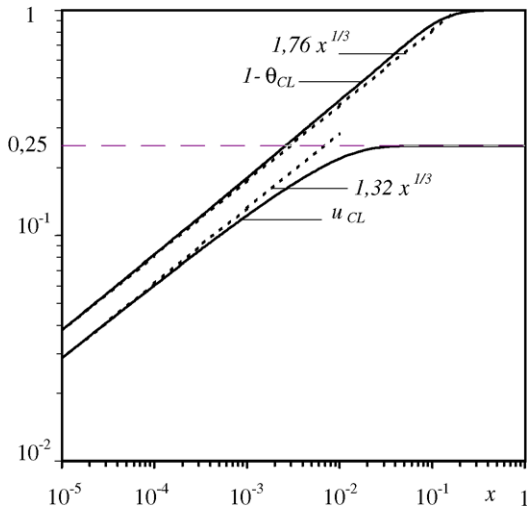


Fig. 4. Vitesse  $u_{CL}(x)$  et température  $\theta_{CL}(x)$  sur la ligne centrale du canal ( $Pr = 0.72$ ).

Fig. 4. Velocity  $u_{CL}(x)$  and temperature  $\theta_{CL}(x)$  at the centreline channel ( $Pr = 0.72$ ).

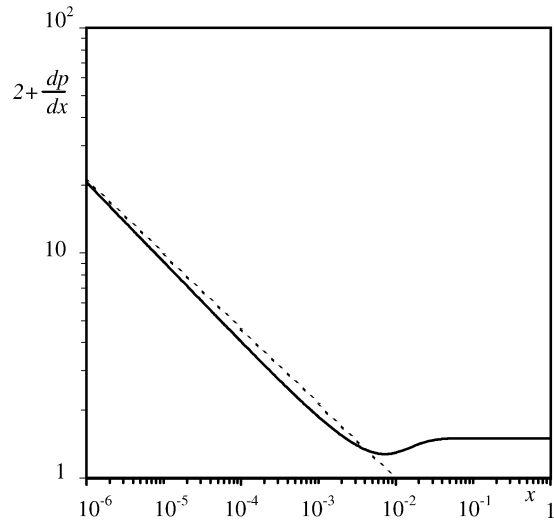


Fig. 5. Gradient de pression en fonction de  $x$ .

Fig. 5. Pressure gradient as a function of  $x$ .

lorsque  $x \rightarrow 0^+$ . Notons, toutefois, que les valeurs de  $x$  correspondent, en réalité, aux distances  $X^* = (x/L)Re$  ( $Re \gg 1$ ) à partir du bord de fuite.

Sur la Fig. 4, qui présente simultanément  $u_{CL}(x)$  et  $\theta_{CL}(x)$ , on constate qu'en approchant le bord de fuite ( $x \rightarrow 0^+$ ), les solutions numériques convergent vers les comportements asymptotiques (11) et (12). Le fait que ceci ne soit plus valable en avançant dans le sillage, est cohérent avec l'hypothèse de base ( $x \ll 1$ ) de notre démarche analytique. Toutefois, il est important de noter que les comportements asymptotiques, bien qu'ils soient limités à de faibles valeurs en  $x$ , décrivent l'essentiel de l'évolution du sillage, compte tenu du fait que les variations les plus notables se font en aval immédiat du bord de fuite (Section 2).

Sur la Fig. 5, qui présente les variations du gradient de pression en fonction de  $x$ , on constate que la convergence de la solution numérique vers le comportement asymptotique se fait plus lentement que sur la Fig. 4. Ceci est dû principalement à l'importance des valeurs prises par le gradient de pression au voisinage du bord de fuite. En effet, l'expression (13) montre que le gradient de pression induit est proportionnel à  $x^{-1/3}$ . Physiquement, ceci s'explique par le fait que la perte brutale de l'adhérence au niveau du bord de fuite entraîne une importante variation de la pression qui est de plus en plus grande lorsque  $x \rightarrow 0^+$ .

En conclusion, ces comparaisons montrent la fiabilité des comportements asymptotiques (11)–(13) lorsque  $x \rightarrow 0^+$ . Ceci permet d'approcher la zone singulière du bord de fuite à l'aide de simples expressions explicites, qui peuvent être d'une grande utilité lors d'une étude purement numérique.

Notons, enfin, que les écoulements dans le sillage sont essentiellement instables, du fait que leurs profils de vitesse contiennent des points d'inflexion. L'étude expérimentale de Miskad et al. [6] confirme ceci et montre que la transition naturelle du sillage symétrique est fortement influencée par les perturbations engendrées en aval immédiat du bord de fuite ( $0 < x \ll 1$ ). Une étude rigoureuse, telle que celle proposée dans ce travail, est alors d'un grand intérêt pour l'étude du problème de stabilité de ce type d'écoulements [2,7].

## Références

- [1] H. Badr, S.C. Dennis, S. Bates, F.T. Smith, Numerical and asymptotic solutions for merging through a channel with an upstream splitter plate, *J. Fluid Mech.* 156 (1985) 63–81.

- [2] A. Achiq, J. Khalid Naciri, Linear instability in the near wake of a symmetrical junction of two channels, *Mech. Res. Commun.* 27 (2000) 347–352.
- [3] S. Goldstein, Concerning some solutions of the boundary-layer equations in hydrodynamics, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* 26 (1930) 1–30.
- [4] K.T. Yang, Laminar free-convection wake above a heated vertical plate, *J. Appl. Mech.* 31 (1964) 131–138, *T. ASME E* 86 (1).
- [5] K. Stewartson, On the near trailing edge of a flat plate – II, *Mathematika* 16 (1969) 106–121.
- [6] R.D.W. Miskad, F.L. Jones, E.J. Powers, Measurements of nonlinear interactions during natural transition of a symmetric wake, *Phys. Fluids* 26 (1983) 1402.
- [7] F.T. Smith, R.G.A. Bowles, L. Li, Nonlinear effects in absolute and convective instabilities of a near-wake, *Eur. J. Mech. B Fluids* 19 (2000) 173–211.
- [8] B.M. Woodley, N. Peake, Global linear stability analysis of thin aerofoil wakes, *J. Fluid Mech.* 339 (1997) 239–260.
- [9] S. Saintlos, J. Mauss, Asymptotic modelling for separating boundary layers in a channel, *Int. J. Engrg. Sci.* 34 (2) (1996) 201–211.
- [10] F. Penot, A.M. Dalbert, Convection naturelle mixte et forcée dans un thermosiphon vertical chauffé à flux constant, *Int. J. Heat Mass Transfer* 26 (11) (1983) 1639–1647.
- [11] Z. Doulfoukar, A. Achiq, Laminar forced convection wake above series of parallel plates, *J. Stat. Mech.*, à paraître.
- [12] J. Cousteix, *Couche limite laminaire*, Cepadues-Editions, France, 1988.