

PII: S0017-9310(96)00077-4

Contrôle hydrodynamique des couches limites thermiques en convection mixte autour d'ellipsoïdes aplatis axisymétriques

A. ALI CHÉRIF,[†] CH. R. R. RAMINOSOA,[‡] M. RAKOTOMALALA,[‡] A. DAÏF[†]
 et M. DAGUENET[‡]

[†]LMAI, U. P., 52, Avenue de Villeneuve 66860 Perpignan-Cedex, France

[‡]LTE, U. P., 52, Avenue de Villeneuve 66860 Perpignan-Cedex, France

(Reçu 30 mai 1995 et sous forme finale 31 janvier 1996)

Resumé—Les auteurs résolvent les équations de la couche limite laminaire et permanente qui entoure des corps à symétrie de révolution (sphère, ellipsoïdes allongé et aplati), au nez orienté vers le bas, porté à 500°C, en rotation uniforme autour d'un axe vertical dans un écoulement axial ascendant de gaz d'hydrogène à 25°C. La variabilité des propriétés physiques du fluide en fonction de la température est prise en compte ainsi que la convection naturelle qui en résulte. Un code de calcul reposant sur une méthode aux différences finies permet de retrouver des résultats de la littérature. Les auteurs montrent qu'il est possible de contrôler la croissance de la couche limite thermique en agissant sur les conditions opératoires, notamment sur le profil des corps. Copyright © 1996 Elsevier Science Ltd.

1. INTRODUCTION

D'après V. G. Levich [1], le terme de "surface uniformément accessible du point de vue de la diffusion" aurait été proposé par D. A. Frank-Kamenatskiy [2]. Il signifie que la densité du flux de diffusion a la même valeur en tous les points d'une surface réactive. Les surfaces possédant cette remarquable propriété sont rares: le disque tournant (l'électrode à disque tournant est célèbre en Electrochimie [1]); le point de stagnation [3]; une micro électrode isolée sur une surface réactive [4, 5]; une surface plane placée au centre d'un convergent bidimensionnel [6]; certains paraboloïdes axisymétriques dans un fluide d'Otswald [7, 8].

Parmi les applications industrielles utilisant cette propriété, citons les dépôts de composés métalliques à partir d'une phase gazeuse dans l'industrie des semi-conducteurs. Les mécanismes réactionnels sont généralement mal connus et on admet en général, que les transferts de matière n'influencent ni sur les transferts d'impulsion ni sur les transferts de chaleur [9]. Lorsque le support est un corps de révolution d'axe vertical et à nez rond, par exemple une sphère, un paraboloïde, un ellipsoïde, en rotation uniforme autour de son axe et baignant dans un volume infini de gaz en écoulement vertical, la région polaire se comporte approximativement comme un disque tournant frappé normalement par l'écoulement. La rotation du corps est conseillée pour éventuellement uniformiser les dépôts. On peut ainsi réaliser des pastilles semi-conductrices uniformes.

Les écoulements autour de corps à symétrie de révolution et les transferts de chaleur susceptibles de les accompagner ont beaucoup été étudiés [10, 11], étant

donné que ces corps interviennent dans de nombreux appareils et processus industriels. En général, les propriétés physiques du fluide sont supposées constantes. Parmi ces travaux, beaucoup supposent que les parois des corps sont isothermes, peu considèrent qu'elles sont traversées par des flux de densité imposée, certains traitent de fluides à propriétés variables fonction de la température [12] et montrent que leurs variations jouent un rôle non négligeable sur l'écoulement et les transferts de chaleur. La plupart des auteurs considèrent un seul type d'écoulement, par exemple une convection forcée du fluide suivant la verticale, une convection naturelle ou bien une convection engendrée par la rotation du corps. Certains considèrent la superposition de deux de ces convections [13–15], voire le mélange des trois [10–12, 16–19].

L'application, sous-jacente à nos calculs, est le dépôt décrit plus haut et nous nous posons la question de savoir si, dans le cas complexe d'une convection mixte à trois composantes autour d'un corps axisymétrique, en l'occurrence un ellipsoïde, il est possible de définir ce dernier pour que sa surface ou une partie utile de celle-ci soit uniformément accessible. En effet, la zone polaire se comporte, en rotation, comme un disque tournant et plongée dans un écoulement axial, comme une zone de stagnation. On étudie notamment l'influence de la géométrie et de chaque composante de la convection mixte sur la densité du flux de transfert de chaleur traversant la surface de l'ellipsoïde.

2. DESCRIPTION ET FORMULATION MATHÉMATIQUE DU PROBLÈME

Considérons un ellipsoïde de révolution d'axe vertical en rotation uniforme porté à une température

NOMENCLATURE

A	facteur de forme, R_b^*/R^*	y	ordonnée adimensionnelle locale à la paroi,
B	paramètre de rotation, $4(R^*\omega^*/u_\infty^*)^2/9$		$y^*(\varepsilon_1\sqrt{Re_\infty} + \varepsilon_2\sqrt{Re_w} + \varepsilon_3Gr^{1/4})/R^*$
C_i	symbole de présence ($C_i = 1$) ou d'absence ($C_i = 0$) de la convection d'indice i	u	vitesse adimensionnelle suivant x , $u^*(\varepsilon_1/u_\infty^* + \varepsilon_2/R^*\omega^* + \varepsilon_3R^*Gr^{-1/2}/v_\infty^*)$
C_p	capacité calorifique massique à pression constante adimensionnelle du fluide, $(C_p^*/C_{p\infty}^*)$	u_e	vitesse adimensionnelle à la frontière extérieure de la couche limite
Cf_u	coefficient de frottement,	v	vitesse adimensionnelle suivant y , $v^*(\varepsilon_1\sqrt{Re_\infty}/u_\infty^* + \varepsilon_2\sqrt{Re_w}/R^*\omega^* + \varepsilon_3R^*Gr^{-1/4}/v_\infty^*)$
	$\mu^*\frac{\partial u^*}{\partial y^*}\bigg _{y^*=0}/\frac{1}{2}\rho_\infty^*(\varepsilon_1u_\infty^{*2} + \varepsilon_2(r^*\omega^*)^2 + \varepsilon_3g^*R^*\beta^*(T_p^* - T_\infty^*))$	w	vitesse adimensionnelle circonférentielle, $w^*(\varepsilon_1/u_\infty^* + \varepsilon_2/R^*\omega^* + \varepsilon_3R^*Gr^{-1/2}/v_\infty^*)$
Cf_w	coefficient de frottement,	Lettres grecques	
	$-\mu^*\frac{\partial w^*}{\partial y^*}\bigg _{y^*=0}/\frac{1}{2}\rho_\infty^*(\varepsilon_1u_\infty^{*2} + \varepsilon_2(r^*\omega^*)^2 + \varepsilon_3g^*R^*\beta^*(T_p^* - T_\infty^*))$	β^*	coefficient d'expansion thermique du fluide
g^*	accélération de la pesanteur	Γ	nombre adimensionnel, Re_w/Re_∞
Gr	nombre de Grashof, $g^*R^{*3}\beta^*(T_p^* - T_\infty^*)/v_\infty^{*2}$	ε_i	$\varepsilon_i = 1$ si la convection d'indice i est prépondérante, sinon $\varepsilon_i = 0$.
h^*	coefficient de transfert de chaleur local,	θ	angle polaire
	$-\lambda^*\frac{\partial T^*}{\partial y^*}\bigg _{y^*=0}/(T_p^* - T_\infty^*)$	λ	conductivité thermique adimensionnelle du fluide, $\lambda^*/\lambda_\infty^*$
Nu	nombre de Nusselt local, h^*R^*/λ_∞^*	μ	viscosité dynamique adimensionnelle du fluide, μ^*/μ_∞^*
Pr	nombre de Prandtl, $\mu_\infty^*C_{p\infty}^*/\lambda_\infty^*$	ν	viscosité cinématique adimensionnelle du fluide, ν^*/ν_∞^*
r	distance normale adimensionnelle de l'axe de symétrie à la paroi, r^*/R^*	ρ	masse volumique adimensionnelle du fluide, ρ^*/ρ_∞^*
R^*	demi-axe horizontal de l'ellipsoïde	ω^*	vitesse angulaire de rotation
R_b^*	demi-axe vertical (de symétrie) de l'ellipsoïde	Ω	nombre adimensionnel, Gr/Re_∞^2
Re_∞	nombre de Reynolds relatif à l'écoulement axial, $R^*u_\infty^*/\nu_\infty^*$	Ω_w	nombre adimensionnel, Gr/Re_w^2
Re_w	nombre de Reynolds relatif à la rotation, $R^{*2}\omega^*/\nu_\infty^*$	Indices	
T	température adimensionnelle du fluide, $(T^* - T_\infty^*)/(T_p^* - T_\infty^*)$	i	$i = 1$: convection forcée axiale ; $i = 2$: convection forcée rotatoire ; $i = 3$: convection naturelle
x	abscisse curviligne locale adimensionnelle à la paroi, x^*/R^*	p	paroi
		∞	loin de la paroi (à l'extérieur de la couche limite).
		Exposants	
		$*$	valeur dimensionnelle.

suffisamment élevée (de l'ordre de 500°C) et plongé dans un gaz à température ambiante, en écoulement vertical ascendant. Le gaz de volume infini, en l'occurrence de l'hydrogène, est considéré transparent, ce qui permet de négliger les transferts par rayonnement.

Choisissons un système de coordonnées locales curvilignes orthogonales comme indiqué sur la Fig. 1 et posons les hypothèses simplificatrices suivantes : les transferts sont laminaires et permanents ; la vitesse

u_∞^* et la température T_∞^* du gaz loin de la paroi sont constantes ; il existe une couche limite sur la paroi du corps ; la paroi n'est le siège d'aucune réaction chimique ; la dissipation d'énergie par viscosité est négligeable ; la température de la paroi est constante ; il existe une convection naturelle ascendante engendrée par les variations de la masse volumique du gaz avec la température ; dans l'équation du mouvement, la masse volumique varie linéairement avec la tem-

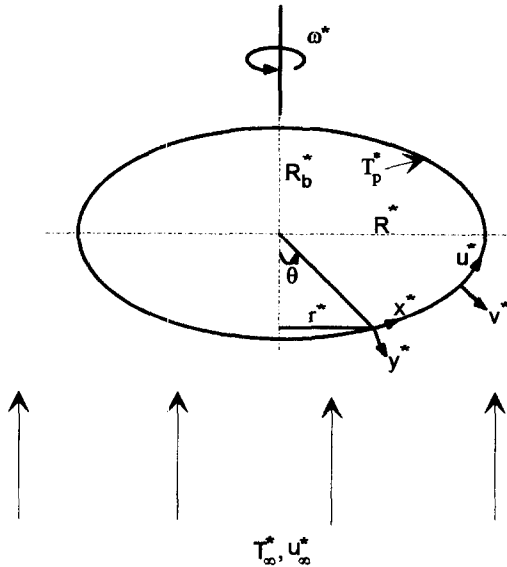


Fig. 1. Présentation schématique d'un ellipsoïde et des coordonnées.

pérature conformément aux hypothèses de Bousinesq ; le gaz est un gaz parfait ; il existe une symétrie de révolution.

Outre ces hypothèses, nous formulons les équations de transfert en introduisant des grandeurs adimensionnelles (y, u, v, w) dont la définition varie selon la composante de la convection mixte qui prédomine, mais qui peuvent s'écrire d'une façon unique en utilisant des symboles de prépondérances ε_i . Après résolution des équations de transfert dans la couche limite, nous calculons les grandeurs adimensionnelles locales suivantes :

$$Nu(\varepsilon_1 Re_\infty^{1/2} + \varepsilon_2 Re_w^{1/2} + \varepsilon_3 Gr^{1/4})^{-1} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \quad (1)$$

$$Cf_u(\varepsilon_1 Re_\infty^{1/2} + \varepsilon_2 Re_w^{1/2} + \varepsilon_3 Gr^{1/4}) = 2\mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2)$$

$$Cf_w(\varepsilon_1 Re_\infty^{1/2} + \varepsilon_2 Re_w^{1/2} + \varepsilon_3 Gr^{1/4}) = -2\mu \frac{\partial w}{\partial y} \quad (3)$$

3. METHODE DE RESOLUTION ET CONDITIONS DE CALCUL

Les équations et les conditions aux limites qui leur sont associées sont discrétisées à l'aide d'une méthode aux différences finies implicite. Les dérivées premières sont approchées par des différences vers l'avant suivant x et par des différences centrées suivant y . Les différences vers l'avant ainsi qu'un processus itératif du système d'équations à résoudre permettent, en effet, un calcul précis en utilisant un minimum de points.

Pour le démarrage du calcul, on se donne des profils paraboliques pour les vitesses et les températures vérifiant les conditions imposées sur celles-ci à la paroi

et à la frontière de la couche limite. A partir du deuxième pas de calcul, ce profil est corrigé par une méthode itérative avec sous-relaxation pour satisfaire l'équation du mouvement. Un coefficient de sous-relaxation égal à 0,8 permet une convergence rapide des calculs. La précision du calcul sur la vitesse u est de 10^{-4} . Le pas de discrétisation suivant θ est de $0,5^\circ$ et suivant y , il est de 10^{-2} .

La vitesse à l'extérieur de la couche limite dynamique est obtenue en résolvant numériquement les équations qui décrivent l'écoulement stationnaire d'un fluide parfait incompressible et irrotationnel autour de l'ellipsoïde à l'aide de la méthode des singularités qui permet l'accès direct au champ des vitesses recherchées. L'ellipsoïde est discrétisé en facettes et on utilise une répartition surfacique de singularités de type "sources de densité constante" sur chaque facette [21–23]. Après avoir vérifié, dans le cas de la sphère, qu'il donne les mêmes résultats que la formule classique $u_e = 1,5 \sin \theta$ [20], ce sous-programme de calcul est intégré à celui permettant de résoudre les équations de transfert dans la couche limite. Un autre sous-programme permet une interpolation numérique de ces résultats afin d'améliorer la précision.

4. RESULTATS ET DISCUSSION

4.1. Choix des valeurs des paramètres

Le gaz choisi est l'hydrogène. Les températures du gaz et de la paroi sont respectivement : $T_\infty^* = 500^\circ\text{C}$ et $T_p^* = 25^\circ\text{C}$. Le demi-axe horizontal de l'ellipsoïde est constant ($R^* = 0,06 \text{ m}$). Les nombres de Prandtl et de Grashof valent : $Pr = 0,7$ et $Gr = 393 \times 10^3$.

En plus des paramètres (B, ε_i, C_i) et des rapports (Ω, Ω_w, Γ) de nombre adimensionnel portés directement sur les figures qui permettent de qualifier la convection prédominante, nous fixons les paramètres physiques suivants :

quand la convection forcée axiale est prépondérante : $u_\infty^* = 1 \text{ m s}^{-1}$; $\omega^* = 5 \text{ rad s}^{-1}$

quand la convection rotatoire est prépondérante : $u_\infty^* = 1 \text{ m s}^{-1}$; $\omega^* = 100 \text{ rad s}^{-1}$

quand la convection naturelle est prépondérante : $u_\infty^* = 0,2 \text{ m s}^{-1}$; $\omega^* = 10 \text{ rad s}^{-1}$

Dans la couche limite, les propriétés physiques du gaz d'hydrogène sont calculées à l'aide des relations données par [24, 25].

4.2. Validation du programme de calcul

La Fig. 2, qui concerne la sphère ($A = 1$), permet de comparer des résultats concernant la couche limite issus de notre programme de calcul à ceux trouvés dans la littérature lorsque les propriétés physiques du fluide, hormis sa masse volumique, sont constantes. Les courbes 1a et 1b concernent le cas étudié par Chen et Mucoglu [13] d'une convection naturelle prédominante perturbée par une convection forcée axiale ; les courbes 2a et 2b concernent le cas traité par Lee, Jen et De Witt [14] d'une convection rotatoire prédominante perturbée par une convection axiale et les

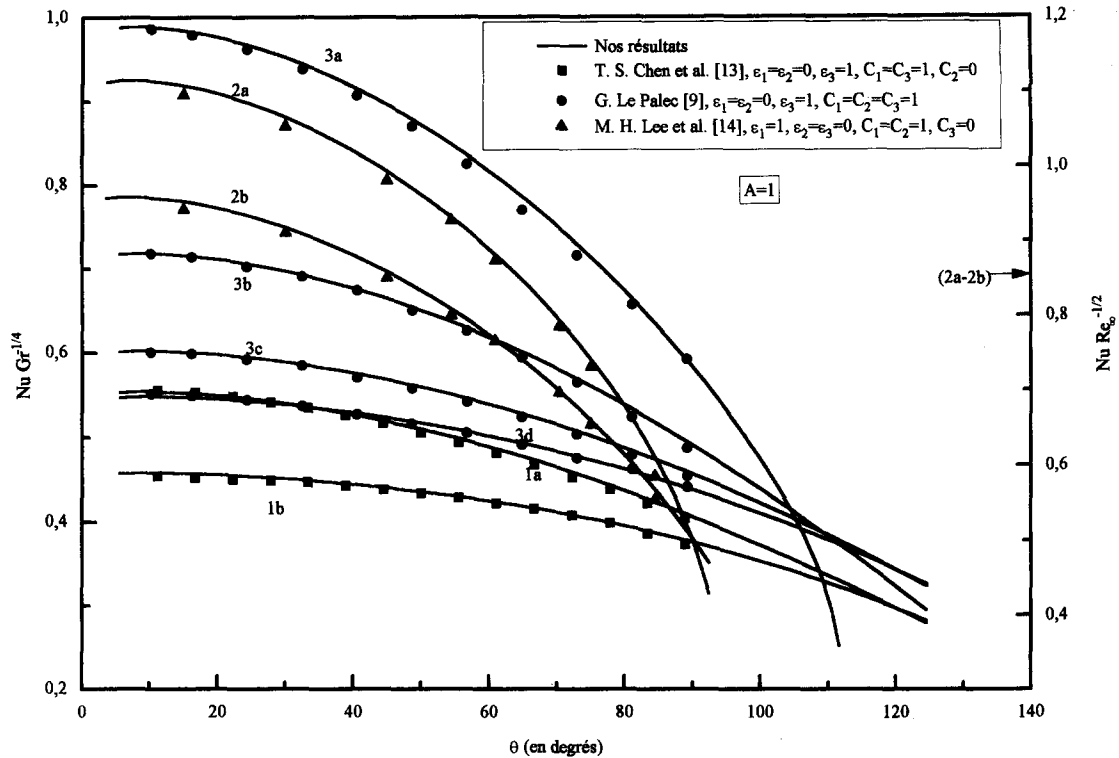


Fig. 2. Comparaison entre nos résultats et ceux de la littérature dans le cas d'une sphère.

Courbes 1: Influence de Ω (1a: $\Omega = 10$; 1b: $\Omega = \infty$) sur l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction de l'angle polaire θ dans le cas d'une convection naturelle (prédominante) perturbée par une convection forcée axiale (propriétés physiques constantes), $Pr = 0,7$, [13].

Courbes 2: Influence de B (2a: $B = 10$; 2b: $B = 1$) sur l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction de l'angle polaire θ dans le cas d'une convection rotatoire (prédominante) perturbée par une convection forcée axiale (propriétés physiques constantes), $Pr = 1$, [14].

Courbes 3: Influence de Ω (3a: $\Omega = 1$; 3b: $\Omega = 5$; 3c: $\Omega = 20$; 3d: $\Omega = 100$) sur l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction de l'angle polaire θ dans le cas d'une convection naturelle prédominante perturbée par une convection forcée axiale et une convection naturelle (propriétés physiques constantes), $Pr = 1$; $B = 1$, [10].

courbes 3a à 3d concernent le cas traité par Le Palec [10] d'une convection mixte à trois composantes, la convection naturelle étant prédominante. On voit que, dans tous les cas, l'accord est excellent. Nous avons également trouvé un très bon accord en calculant les coefficients de frottement.

4.3. Résultats

La Fig. 3 montre l'évolution de la vitesse adimensionnelle à la frontière extérieure de la couche limite en fonction de l'angle polaire. La courbe relative à $A = 1$, qui correspond à la sphère, est identique à celle donnée par la formule classique $u_e = 1,5 \sin \theta$ [20]. On voit notamment sur l'ensemble des courbes que l'augmentation de la vitesse en fonction de x est d'autant plus forte que l'ellipsoïde est aplati. Il en résulte un gradient longitudinal de pression de plus en plus favorable à l'adhérence de la couche limite, d'autant plus que l'ellipsoïde est aplati, au fur-et-à-mesure que l'on s'approche de l'équateur.

Quel que soit le type de convection prépondérante, nous avons observé que les coefficients du frottement Cf_u et Cf_w diminuaient rapidement en fonction de x à

partir d'une certaine vitesse amorçant ainsi un décollement de la couche limite. Celui-ci est d'autant plus près de l'équateur que l'aplatissement est grand mais en est d'autant plus éloigné que la rotation est grande à cause du jet équatorial ou que les convections axiale et naturelle sont grandes.

La Fig. 4 montre les variations du nombre local de Nusselt le long de la paroi. En convection rotatoire prépondérante (courbes 4b), ce nombre reste sensiblement constant jusqu'à une distance du pôle d'autant plus grande que l'ellipsoïde est plus aplati. Ce fait était attendu puisque la zone polaire tend alors à s'identifier à un disque tournant qui, comme on le sait [1], est uniformément accessible. Dans le cas d'une convection forcée axiale prépondérante, l'aplatissement de l'ellipsoïde contribue à élargir la "zone de stagnation", également uniformément accessible.

5. CONCLUSION

Ainsi, nous répondons par l'affirmative à la question posée plus haut: quel que soit le cas de prépondérance, même s'il s'agit d'une convection natu-

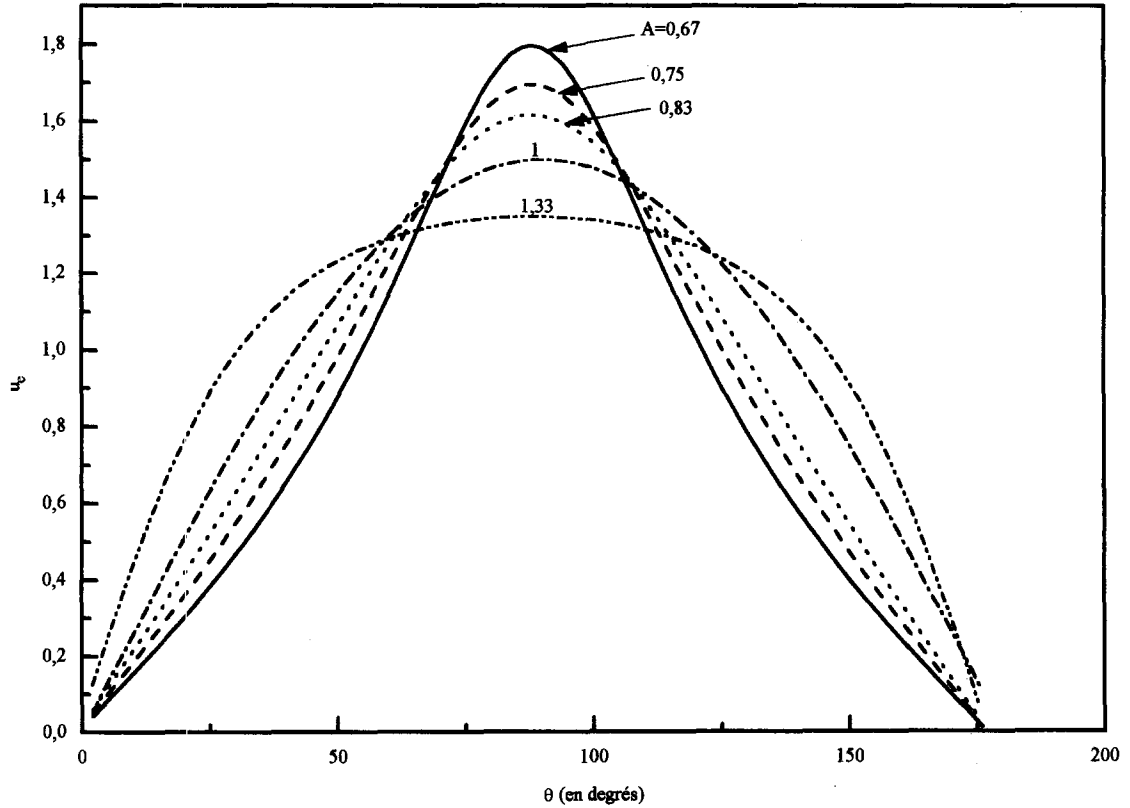


Fig. 3. Variations de la vitesse adimensionnelle à la frontière extérieure de la couche limite en fonction de l'angle polaire θ pour plusieurs valeurs du facteur de forme A .

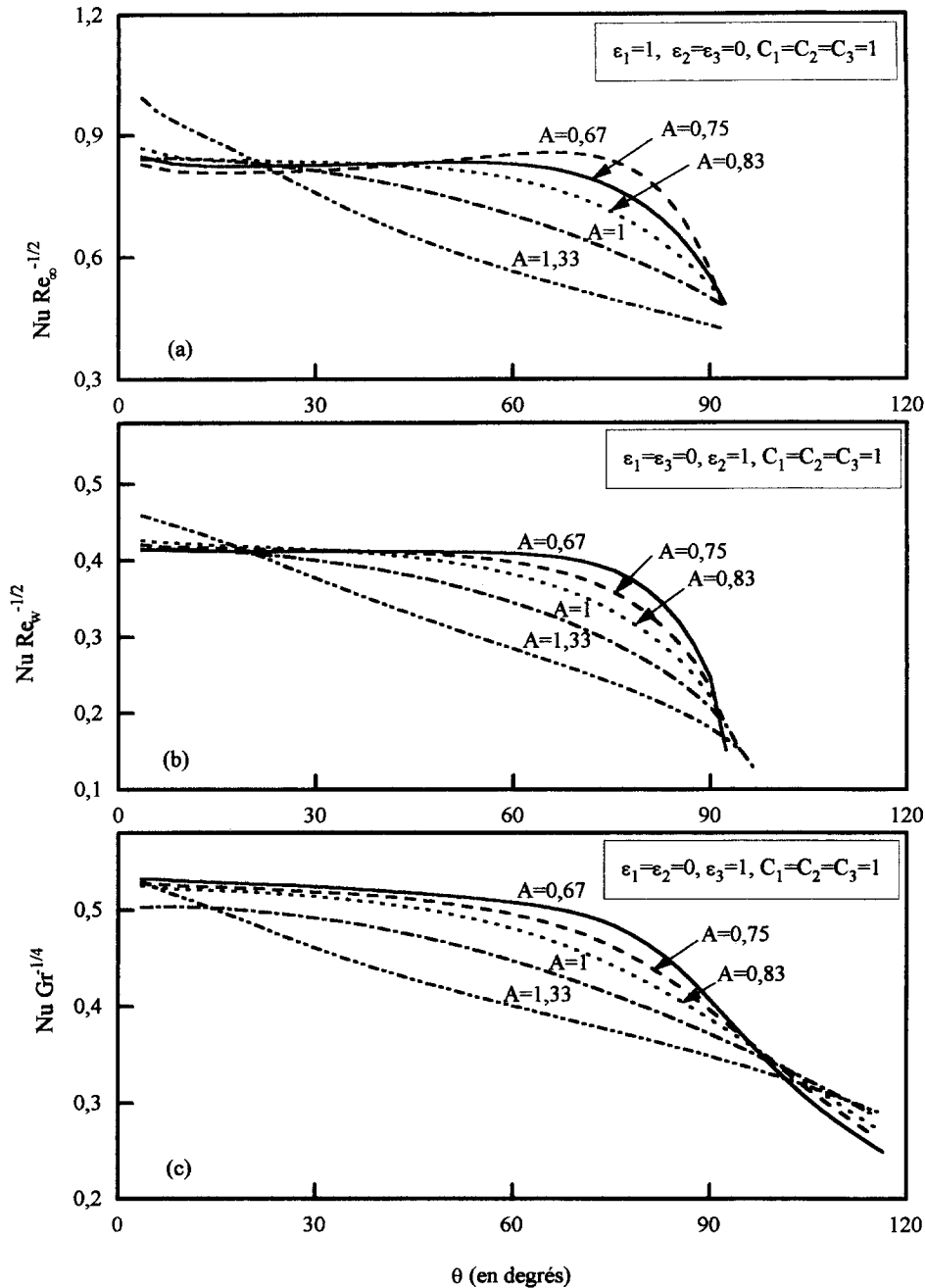


Fig. 4. Variations du nombre de Nusselt local en fonction de l'angle polaire θ pour différentes valeurs du facteur de forme A . Courbes a: convection forcée axiale prédominante, $\Omega = 0,93$; $\Gamma = 0,3$. Courbes b: convection rotatoire prédominante, $\Omega_w = 2,6 \times 10^{-3}$; $\Gamma = 6$. Courbes c: convection naturelle prédominante, $\Omega_w = 2,6$; $\Omega = 23$.

relle, il est possible de trouver un ellipsoïde aplati (possédant un facteur de forme de l'ordre de 0,7) pour lequel la zone uniformément accessible est très étendue. En choisissant de façon optimale les valeurs des paramètres, il est possible d'opérer le contrôle hydrodynamique de la couche limite thermique et par là même le contrôle du transfert de masse sur un ellipsoïde. Il s'agit là d'un fait qui peut connaître de nombreuses applications tels que les dépôts en couche

mince de matériau (celui-ci est uniforme), le traitement de la surface de lentilles optiques etc. En effet alors qu'un disque est uniformément accessible lorsque la convection est purement rotatoire, l'utilisation d'un ellipsoïde de révolution permet d'avoir des surfaces uniformément accessibles même lorsque la convection est mixte avec la précision souhaitée. L'approche et la méthode de calcul sont applicables à d'autres géométries. Suivant l'application, on peut

envisager une portion d'ellipsoïde, de parabolioïde ou une autre forme montée sur un second support dont la géométrie est choisie essentiellement pour le bon contrôle des couches limites sur la portion active.

REFERENCES

1. V. G. Levich, *Physicochemical Hydrodynamics* trad. angl. Prentice-Hall, New York (1962).
2. D. A. Franck-Kamenetskiy, *Diffusion and Heat Exchange in Chemical Kinetics*. Princeton University Press (1955).
3. H. Schlichting, *Boundary Layer Theory*. Academic Press, New York (1968).
4. M. Daguene et F. Aïmeur, Les électrodes uniformément accessibles, *J. Chimie Phys.* **4**, 605–607 (1972).
5. F. Aïmeur, M. Daguene, F. Kermiche et M. Meklati, Théorie et application des microélectrodes, *Electrochim. Acta* **18**, 87–93 (1973).
6. J. Jimenez et M. Daguene, Contrôle hydrodynamique de la croissance de la couche limite de diffusion sur une surface plongée dans un écoulement en conduite de fluide d'Ostwald, *C. R. Acad. Sci. Sér. B* **286**, 239–242 (1978).
7. B. Rachmat, A. Suwono and M. Daguene, Control of the growth of the diffusional boundary layer on a rotating axisymmetric electrode of arbitrary shape in an Ostwaldian fluid, *Electrochim. Acta* **25**, 1561–1570 (1980).
8. B. Rachmat and M. Daguene, Laminar boundary layer flow near a rotating axisymmetric electrode of arbitrary shape in a power-law fluid, *J. Electroanal. Chem.* **124**, 53–72 (1981).
9. C. Le Palec, Etude de la convection mixte tridimensionnelle autour d'une sphère en rotation dans un écoulement ascendant de fluide newtonien, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Perpignan (1986).
10. M. Rakotomalala et M. Daguene, Convection mixte autour de corps à symétrie de révolution, *Rev. Gén. Thermique* **390/391**, 396–405 (1994).
11. Ch. R. R. Raminosoa et M. Daguene, Convection mixte autour d'une sphère. Influence de la variabilité des propriétés physiques du fluide, *Rev. Gén. Thermique* **389**, 315–322 (1994).
12. Z. Rotem and L. Claassen, Analysis of forced and free convection about a disk, *Can. J. Chem. Engng* **47**, 464–468 (1968).
13. T. S. Chen and A. Mucogulu, Analysis of forced and free convection about a sphere, *Int. J. Heat Mass Transfer* **20**, 867–875 (1977).
14. M. H. Lee, D. R. Jeng and K. J. De Witt, Laminar boundary layer transfer over rotating bodies in forced convection, *Trans. ASME* **100**, 819–820 (1978).
15. M. Th. Razafiarimanana, M. Daguene, G. Le Palec et F. Coeuret, Transfert en convection mixte entre une sphère en rotation et un liquide newtonien en écoulement vertical ascendant, *Electrochim. Acta* **32**, 1103–1111 (1987).
16. G. Le Palec and M. Daguene, Laminar three-dimensional mixed convection about a rotating sphere in a stream, *Int. J. Heat Mass Transfer* **30**, 1511–1520 (1987).
17. G. Le Palec et M. Daguene, Convection mixte autour d'une sphère en rotation dans un écoulement forcé axial, *Entropie* **142**, 58–64 (1988).
18. G. Le Palec and M. Daguene, Mixed convection about a sphere rotating in forced axial flow, *Int. Chem. Engng* **30**, 683–690 (1990).
19. J. Bousquet, *Méthode des Singularités*. Edition E.N.S.A.E., Toulouse (1982).
20. A. M. O. Smith and J. Pierce, Exact solution of the Neumann problem calculation of non circulatory plane and axially symmetric flows about or within arbitrary boundaries, Douglas Aircraft company, Aircraft Division, Cong. Beach, California, Report no. 26988 (1958).
21. J. P. Nougier, *Méthodes de Calcul Numérique*. Edition Masson, Paris (1987).
22. V. Suhas Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, New York (1980).
23. M. Marjan, Elaboration de l'alliage ternaire Ga_{1-x}Al_xSb par épitaxie en phase vapeur à partir d'organométalliques en vue de son utilisation en photodétection, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Montpellier (1987).
24. R. B. Bird, W. E. Stewart and E. N. Lightfoot, *Transport Phenomena*. Wiley, New York (1960).
25. *Aide-mémoire du Thermicien A₃·E₂·Th*. Ecole de Thermique, Editions Européennes Thermique et Industrie, Paris (1987).

HYDRODYNAMIC CONTROL OF BOUNDARY LAYERS AROUND A BODY OF REVOLUTION IN MIXED-CONVECTION

Abstract—The authors solve the equations for a steady-state laminar boundary layer around a revolving body (sphere, extended and flattened ellipsoids). Hydrogen gas at 25°C flows upwards around the body. Its nose faces downwards, the temperature at its surface is 500°C, and it rotates about its vertical axis at a constant velocity. The variation in the physical properties of the fluid as a function of the temperature is considered as well as the resulting natural convection. The results of the calculation using the finite difference method show a good agreement with those in the literature. It is revealed that it is possible to control the development of a thermal boundary layer using the operational conditions, especially the contour of the body. Copyright © 1996 Elsevier Science Ltd.