

CONVECTION NATURELLE DANS UNE ENCEINTE RECTANGULAIRE PRESQUE HORIZONTALE CHAUFFEE PAR LE HAUT

B. DULIEU, M. L. BONNIAUD et J. P. WALCH

Laboratoire de thermodynamique des milieux ioniques et biologiques,
 Université Paris VII 2 place Jussieu—75221 Paris cedex 05, France

(Reçu le 12 Juillet 1978)

Résumé—Les auteurs étudient le cas des facteurs de forme modérés et des grands nombres de Rayleigh. Une solution asymptotique valable pour une faible inclinaison est obtenue par la méthode de Galerkin. La circulation est caractérisée pour les nombres de Rayleigh assez grands, par l'existence de deux nappes le long des parois supérieure et inférieure et d'une région centrale stratifiée où se développe une circulation faible de sens contraire. Le nombre de Nusselt global est indépendant du nombre de Prandtl et de la forme

$$Nu = 1 + \alpha(k, M) \varphi^2$$

Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prévisions théoriques.

NOMENCLATURE

- g , accélération de la pesanteur;
- h , demi-hauteur;
- H , hauteur;
- k , facteur de forme, L/H ;
- L , largeur;
- \mathbf{n} , vecteur unitaire normal aux parois;
- Nu , nombre de Nusselt global;
- Pr , nombre de Prandtl ν/χ ;
- Ra , nombre de Rayleigh,
 $(T_c - T_f) g \beta H^3 / \chi \nu$;
- T , température réduite;
- T_0 , température à l'ordre zéro en φ ;
- T_1 , température à l'ordre un en φ ;
- T_2 , température à l'ordre deux en φ ;
- T_c , température de la paroi chaude;
- T_f , température de la paroi froide;
- V_x , vitesse quasi horizontale $V_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}$;
- x , coordonnée quasi horizontale;
- y , coordonnée quasi verticale.

Symboles grecs

- α , indice d'ordre du développement en φ ;
- β , coefficient de dilatation thermique;
- δ , épaisseur de la couche limite;
- φ , angle d'inclinaison;
- ψ , fonction de courant réduite;
- ψ_1 , fonction de courant au premier ordre;
- ψ_2 , fonction de courant au second ordre;
- ν , viscosité cinématique;
- χ , diffusivité thermique.

INTRODUCTION

L'EXPERIMENTATEUR qui mesure un coefficient de transport d'un liquide, conductivité thermique ou coefficient Soret par exemple, utilise le plus souvent une cellule horizontale chauffée par le haut afin

d'éviter l'influence du transport convectif.

Notre propos est d'étudier la convection correspondant à une légère inclinaison d'une telle cellule (Fig. 1), pour des facteurs de forme modérés et des nombres de Rayleigh assez grands. Des résultats numériques et expérimentaux ont été publiés sur le flux de chaleur à travers une cellule inclinée d'un angle quelconque [1-6]. Ces résultats assez complexes permettent difficilement des prévisions précises pour le cas qui nous intéresse.

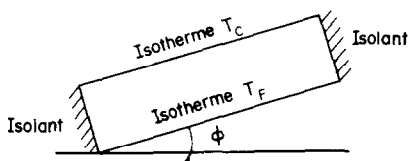


FIG. 1.

Par contre, un développement par rapport à l'angle d'inclinaison, semblable à celui utilisé par Hart [7] fournit par construction une solution asymptotique pour $\varphi \rightarrow 0$. Elle permet donc, en particulier, d'estimer correctement l'effet d'un défaut d'horizontalité lors des mesures évoquées ci-dessus.

EQUATIONS ET LINEARISATION

Supposons le mouvement bidimensionnel, et choisissons pour unité de fonction de courant la diffusivité thermique χ , pour unité de longueur la demi-épaisseur h , et pour unité de température $(T_c - T_f)/2$.

Alors, dans le cadre des approximations usuelles nous obtenons, avec les conventions de la Fig. 2,

pour le régime stationnaire, le système

$$\frac{1}{M Pr} \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \right) \Delta \psi - \frac{1}{M} \Delta^2 \psi = \left(\sin \varphi \frac{\partial}{\partial y} - \cos \varphi \frac{\partial}{\partial x} \right) T, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \right) T = \Delta T \quad \text{avec:} \quad (2)$$

$$M = \frac{(T_c - T_f) g \beta h^3}{2 \chi \nu} = \frac{Ra}{16}. \quad (3)$$

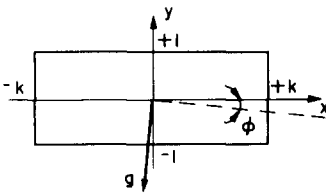


FIG. 2.

La fonction de courant ψ et la composante normale de son gradient s'annulent sur les parois. La température T vaut ± 1 pour $y = \pm 1$ et la composante normale du gradient de T est nulle sur les parois latérales adiabatiques $x = \pm k$. Pour $\varphi = 0$, le système (1), (2) admet la solution $T_0 = y$, $\psi_0 = 0$.

Supposons qu'il existe un développement rationnel en φ de la forme

$$T(x, y) = y + \varphi T_1(x, y) + \varphi^2 T_2(x, y) + \dots, \quad (4)$$

$$\psi(x, y) = \varphi \psi_1(x, y) + \varphi^2 \psi_2(x, y) + \dots \quad (5)$$

Nous obtenons alors les systèmes linéaires

$$\frac{\partial T_\alpha}{\partial x} - \frac{1}{M} \Delta^2 \psi_\alpha = f_\alpha, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \psi_\alpha}{\partial x} + \Delta T_\alpha = g_\alpha, \quad \alpha = 0, 1, 2, \dots, \quad (7)$$

avec

$$f_0 = g_0 = 0, \quad (8)$$

$$f_1 = 1, \quad g_1 = 0, \quad (9)$$

$$f_2 = \frac{\partial T_1}{\partial y} - \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial y} \Delta \frac{\partial \psi_1}{\partial x} - \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \Delta \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right), \quad (10)$$

$$g_2 = \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \frac{\partial T_1}{\partial x} - \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \frac{\partial T_1}{\partial y} \quad (11)$$

et les conditions aux limites

$$\psi_\alpha = \nabla \psi_\alpha \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{sur les bords} \quad (12)$$

$$T_0(x, \pm 1) = \pm 1, \quad (13)$$

$$T_\alpha(x, \pm 1) = 0, \quad \alpha \geq 1, \quad (14)$$

$$\frac{\partial T_\alpha}{\partial x}(\pm k, y) = 0 \quad (\text{parois isolantes}). \quad (15)$$

Remarquons que ψ_1 est paire en x et en y , ψ_2 impaire en x et en y , T_1 impaire en x et paire en y , T_2 paire en x et impaire en y .

Constatons qu'au premier ordre le nombre de Prandtl n'intervient pas.

ANALYSE SCHEMATIQUE POUR $M \gg 1$ ET $k \geq 1$

Les situations expérimentales qui nous intéressent correspondent le plus souvent à de très grandes valeurs du nombre de Rayleigh. Dans ce cas, le système (1), (2) devient singulier et, à l'ordre zéro en $1/M$, l'équation (1) se réduit à :

$$\left(\sin \varphi \frac{\partial}{\partial y} - \cos \varphi \frac{\partial}{\partial x} \right) T = 0. \quad (16)$$

Les équations admettent pour solution des fonctions de la forme

$$T = a(x \sin \varphi + y \cos \varphi) + b, \quad (17)$$

$$\psi = \psi(x \sin \varphi + y \cos \varphi). \quad (18)$$

Ces fonctions, qui correspondent à des isothermes horizontales et à des vitesses horizontales ne permettent pas de satisfaire aux conditions aux limites.

Il est néanmoins raisonnable de supposer que la région centrale est de ce type, c'est-à-dire stratifiée horizontalement, tout comme dans le cas vertical [10].

Les quatre photographies de la Fig. 3 montrent les lignes de courant pour une grande valeur du nombre de Rayleigh et des angles de 5° , 10° , 20° et 30° .

On constate pour les angles de 5° et 10° que les lignes de courant, dans la région centrale, suivent bien l'horizontale matérialisée par des croix. Cela est moins net pour les angles plus grands.

On voit également la différence de structure de l'écoulement entre les cas 5° et 10° d'une part et 30° d'autre part. Cette différence tient à l'existence dans le cas des petits angles d'une nappe centrale tournant en sens inverse. Ceci se retrouve pour Ra assez grand dès que la condition $tg \varphi < 1/k$ est réalisée. Cette condition peut s'interpréter simplement car elle permet de séparer deux situations physiquement distinctes. Lorsque $tg \varphi < 1/k$ le plan horizontal passant par le centre de la cellule coupe les parois adiabatiques. Au contraire lorsque $tg \varphi > 1/k$ un tel plan coupe les deux parois isothermes maintenues à des températures différentes. Le raccordement d'un champ de température stratifié de la forme (17) ne peut donc se faire de la même manière dans les deux cas.

Quoiqu'il en soit de cette interprétation, on constate expérimentalement que les circulations principales s'organisent comme l'indiquent les schémas de la Fig. 4.

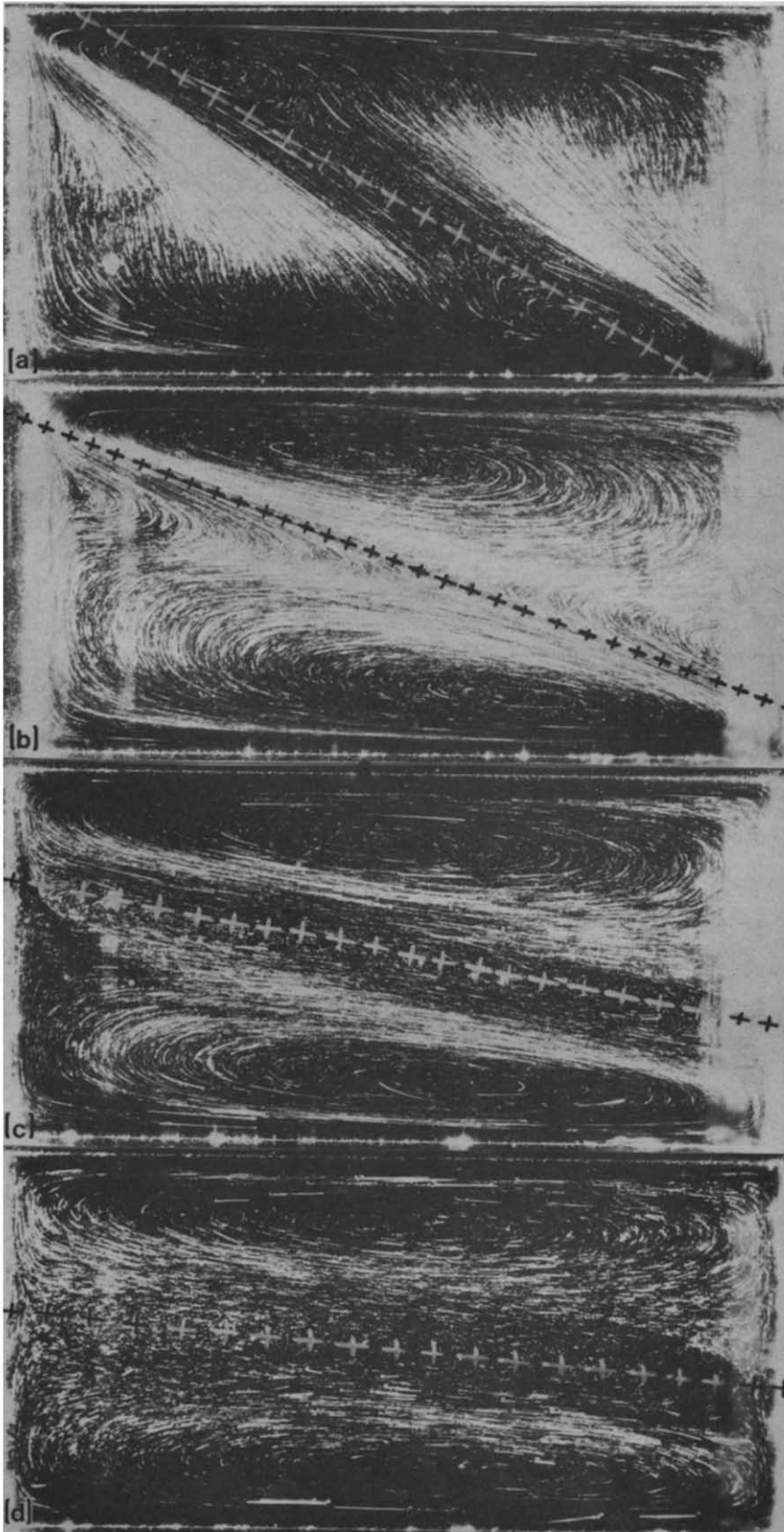


FIG. 3. Structure des lignes de courant pour différents angles d'inclinaison. $Ra = 1\,920\,000$, $k = 2$, (a) $\varphi = 30^\circ$, (b) $\varphi = 20^\circ$, (c) $\varphi = 10^\circ$, (d) $\varphi = 5^\circ$. Les croix indiquent la direction horizontale.

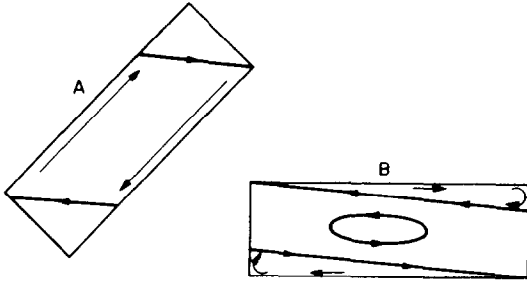


FIG. 4. Représentation schématique des lignes de courant pour $tg \varphi > 1/k$ (cas A), et $tg \varphi < 1/k$ (cas B).

Nous poserons, comme limite supérieure extrême de la validité des développements (6), (7), la condition

$$tg \varphi < \frac{1}{k} \tag{19}$$

LIGNES DE COURANT

La Fig. 5 donne pour $k = 4$ les lignes de courant $\psi = \varphi \psi_1 + \varphi^2 \psi_2$ obtenues en résolvant les équations (6) et (7) pour $\alpha = 1$ et 2, par la méthode de Galerkin [1, 7, 8, 9]. La résolution au second ordre est utile pour comparer aux photographies obtenues pour des angles relativement grands (Fig. 6). On constate que la circulation s'organise conformément au schéma B (Fig. 4). Pour Ra assez grand, apparaît une nappe centrale relativement lente, tournant en sens contraire du sens naturel, sens naturel qui est celui des nappes relativement rapides qui sont près des parois isothermes.

L'apparition de la nappe centrale correspond à l'établissement de la stratification thermique horizontale. A cette stratification est associée (Fig. 7), pour le nombre de Nusselt global, une transition qui sépare un régime fortement croissant avec Ra et un régime à croissance modérée avec Ra .

ORDRES DE GRANDEURS

Il est possible d'estimer l'ordre de grandeur des principales variables pour Ra assez grand.

Admettons que, dans la région centrale,

$$\frac{\partial T_1}{\partial x} \sim 1, \tag{20}$$

ce qui correspond, pour $\varphi \rightarrow 0$, à la forme (17).

Admettons que les nappes rapides qui raccordent la région centrale aux parois isothermes ont une épaisseur de l'ordre de δ .

L'équation (6), compte-tenu de (20), permet d'écrire

$$\frac{\psi}{\delta^4} \sim M \tag{21}$$

et (7) donne, compte-tenu de (20):

$$\frac{\psi}{k} \sim \frac{k}{\delta^2} \tag{22}$$

$$\delta \sim k^{1/3} M^{-1/6}, \tag{23}$$

Dans les nappes proches des parois:

$$\psi_{\max} \sim k^{4/3} M^{1/3}, \tag{24}$$

$$V_x \sim \frac{\psi_{\max}}{\delta} \sim k M^{1/2}. \tag{25}$$

NOMBRE DE NUSSOLT

A partir de l'équation (2), on montre (annexe 1) que le nombre de Nusselt global Nu est donné par

$$Nu = 1 + \frac{1}{4k} \iint (\nabla \tilde{T})^2 dx dy, \tag{26}$$

$$\tilde{T} = T - y. \tag{27}$$

Compte-tenu du développement (4), il vient:

$$Nu = 1 + \frac{\varphi^2}{4k} \iint (\nabla T_1)^2 dx dy + \frac{\varphi^4}{4k} \iint \{(\nabla T_2)^2 + (\nabla T_1 \cdot \nabla T_3)\} dx dy + \dots \tag{28}$$

d'où l'on déduit qu'au second ordre le nombre de Nusselt est indépendant du nombre de Prandtl

$$Nu = 1 + \alpha(k, M) \varphi^2 + O(\varphi^4). \tag{29}$$

Les valeurs de $\alpha(k, M)$ calculées à partir de (28) par la méthode de Galerkin sont données sur la Fig. 7.

La formule (28) permet également d'estimer l'ordre de grandeur de α . En effet comme $\nabla T_1 \sim 1$ dans la région centrale et $\nabla T_1 \sim (k/\delta)$ dans une région dont l'épaisseur est de l'ordre de δ près des parois isothermes, on doit avoir, si $\delta \ll 1$, d'après (28),

$$\alpha \sim \delta \left(\frac{k}{\delta}\right)^2 \sim k^{5/3} M^{1/6}. \tag{30}$$

VERIFICATIONS EXPERIMENTALES

Un premier type de vérifications a consisté à photographier les lignes de courant, rendues visibles au moyen de paillettes d'aluminium. On a utilisé de l'eau ou du glycol pour obtenir, avec des écarts de températures faibles, les valeurs souhaitées du nombre de Rayleigh.

Ces photographies, dont quelques unes sont sur la Fig. 6, sont en très bon accord avec les lignes de courant calculées.

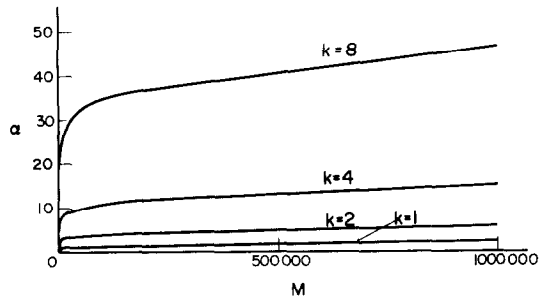


FIG. 7. Valeurs calculées de $\alpha(k, M)$.

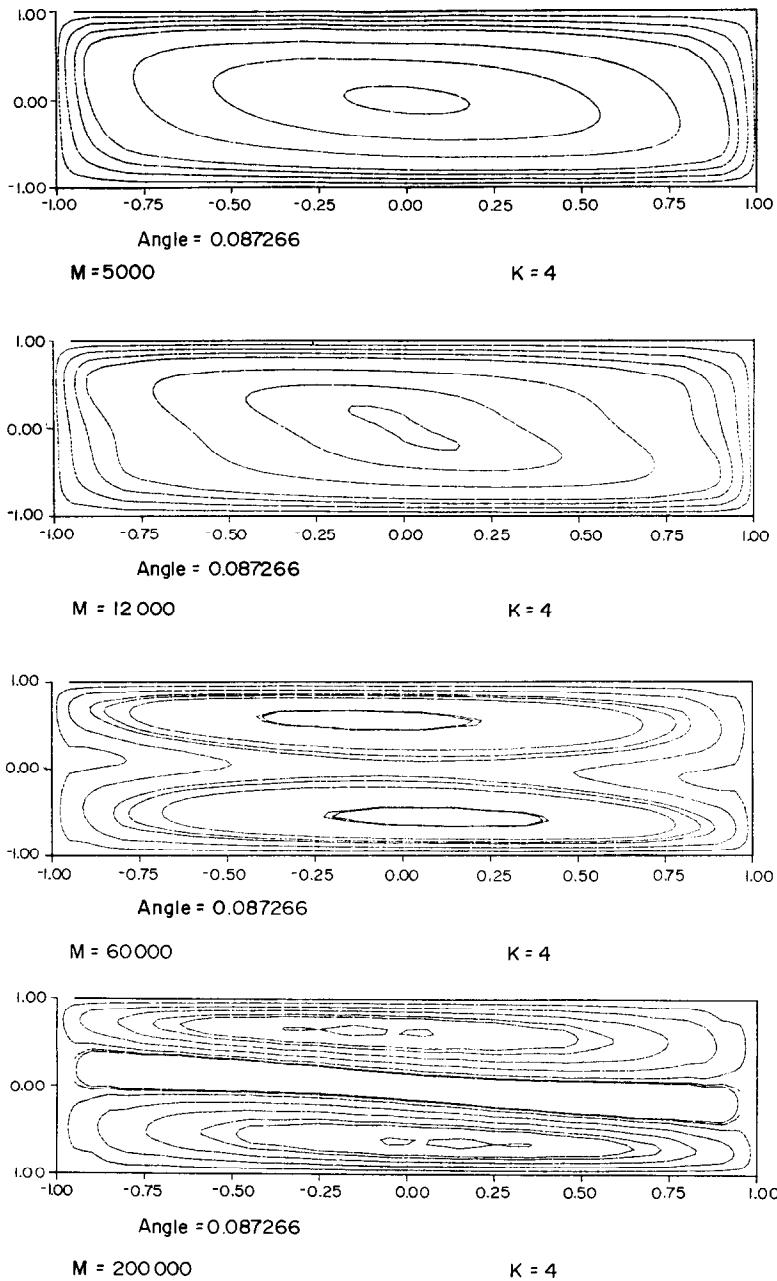


FIG. 5. Lignes de courant calculées. $k = 4$, $\alpha = 5^\circ$ et $Ra = 16M = 80\,000, 190\,000, 960\,000, 3\,200\,000$.

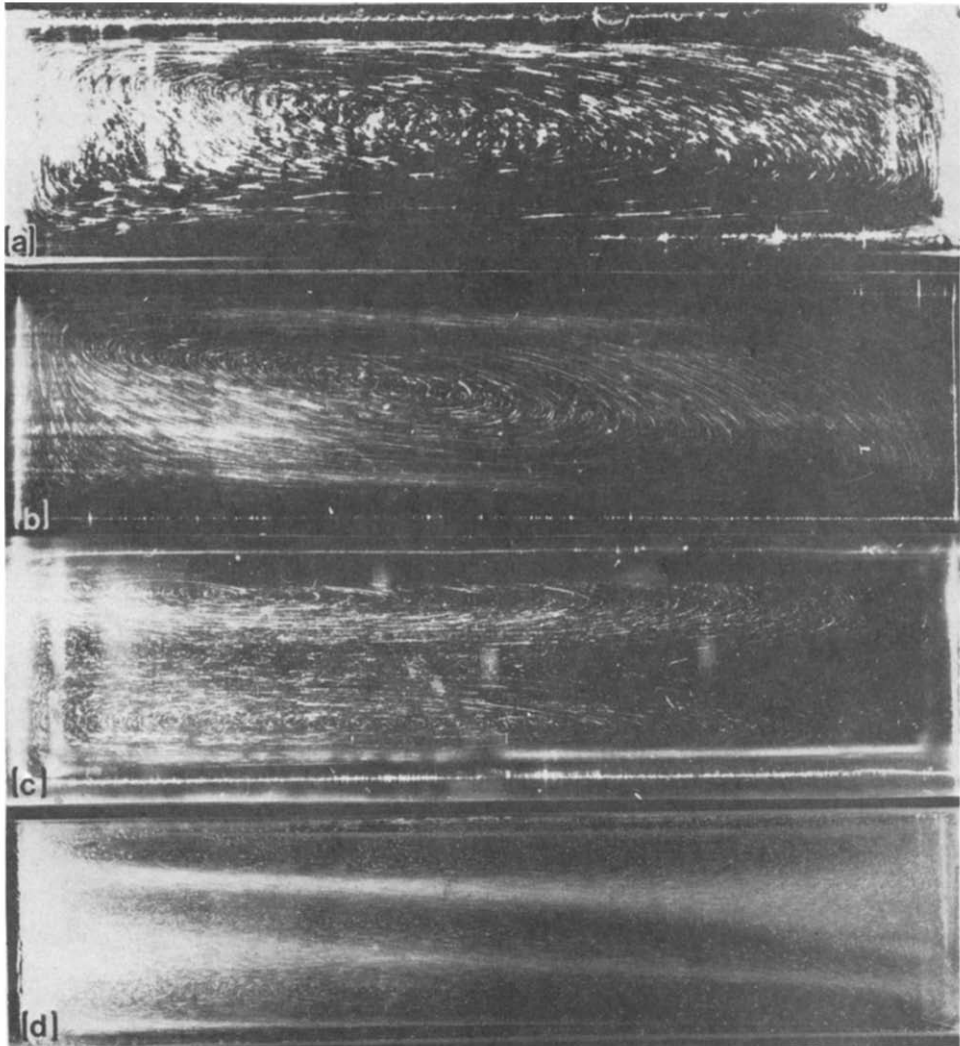


FIG. 6. Photographie des lignes de courant pour $k = 4$, $\varphi = 5^\circ$, et (a) $Ra = 80\,000$ glycol, (b) $Ra = 190\,000$ eau, (c) $Ra = 960\,000$ glycol, (d) $Ra = 3\,200\,000$ eau.

Un deuxième type de vérifications, plus quantitatif, porte sur la mesure du nombre de Nusselt global. Pour réaliser ces mesures, compte tenu de la petitesse de l'effet dans notre cas, nous avons utilisé une méthode sensible décrite dans l'annexe 2.

Une première série de mesures ($k = 2$ et $k = 4$, $Ra = 450\,000$) réalisée avec du glycol donne les points expérimentaux de la Fig. 8. Pour $k = 2$, on vérifie que les points expérimentaux se placent sur la courbe théorique lorsque φ est assez petit. Cela n'est pas visible lorsque $k = 4$, c'est pourquoi, en rééquilibrant l'appareil de mesure pour accroître la sensibilité, nous avons réalisé une deuxième série de mesures ($k = 4$, $Ra = 370\,000$) sur le domaine d'angles beaucoup plus petits correspondant au cercle de la Fig. 8. Cette deuxième série est représentée sur la Fig. 9.

Nous avons également tracé deux courbes de α en fonction de M pour $k = 4$ pour deux angles (Fig. 10). Ces courbes montrent là encore que les résultats expérimentaux s'approchent des résultats théoriques lorsque l'angle diminue.

En examinant les seconds membres des équations (6) et (7) on peut estimer, avec un nombre de Prandtl assez grand, que $T_2 \sim kT_1$. La contribution, positive, de T_2 au nombre de Nusselt est donc de l'ordre de $\alpha k^2 \varphi^4$. Ceci justifie bien l'ordre de grandeur de l'écart entre les résultats expérimentaux et théoriques dès que la condition (19) n'est plus respectée.

Enfin, la validité des exposants de la formule (30) peut être vérifiée sur les Figs. (11) et (12). Ces figures montrent que compte tenu du caractère un peu rustique des approximations les résultats sont acceptables.

CONCLUSION

La théorie asymptotique $\varphi \rightarrow 0$ permet d'estimer l'influence de la convection sur une mesure de conductivité thermique lorsque cette convection est liée à un défaut d'horizontalité.

Les résultats obtenus mettent en évidence l'inconvénient qu'il y a, toutes choses égales par

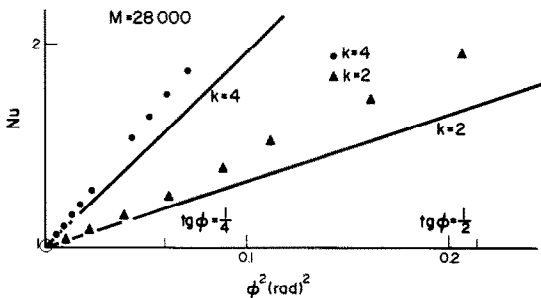


FIG. 8. Nombre de Nusselt en fonction du carré de l'angle, pour $M = 28000$, les droites correspondent aux valeurs calculées de α . Le cercle près de l'origine correspond au domaine de la Fig. 9.

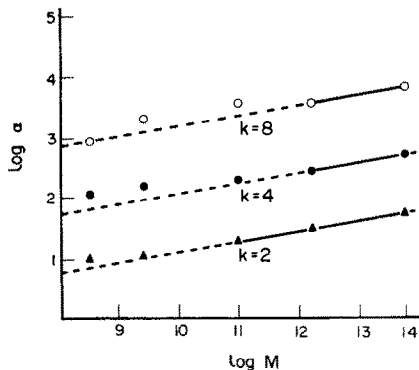


FIG. 11.

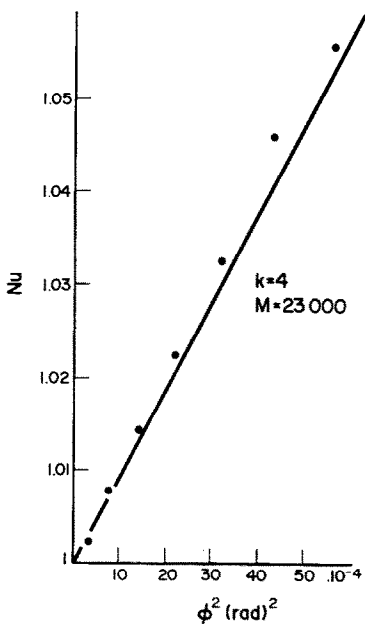


FIG. 9. Nombre de Nusselt en fonction du carré de l'angle d'inclinaison pour de très petits angles.

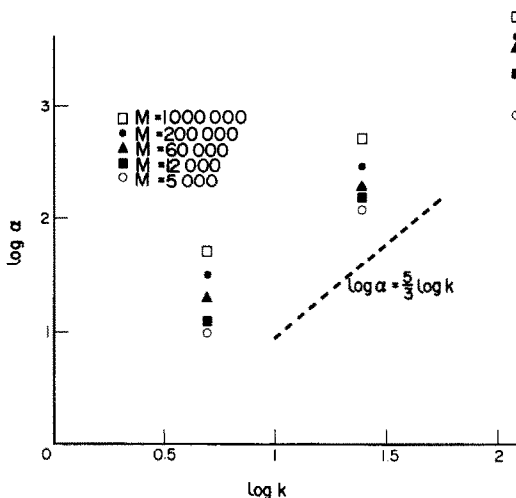


FIG. 12.

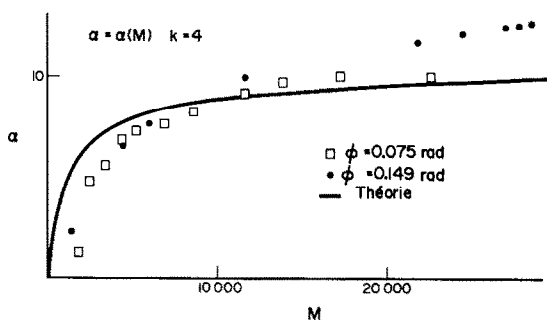


FIG. 10. Comparaison des résultats théoriques calculés et des valeurs expérimentales de α déduites des mesures du nombre de Nusselt au moyen de l'équation (29).

ailleurs, à utiliser des cellules de grands facteurs de forme, pour de telles mesures.

Par ailleurs nous espérons avoir mis en lumière le caractère un peu original de la convection laminaire dans le cas des faibles angles et lorsque la paroi supérieure est la plus chaude.

REFERENCES

1. I. Catton, P. S. Ayyaswamy and R. M. Clever, Natural convection flow in a finite, rectangular slot arbitrarily oriented with respect to the gravity vector, *Int. J. Heat Mass Transfer* **17**, 173-185 (1974).
2. H. Ozoe, K. Yamamoto, H. Sayama and S. W. Churchill, Natural circulation in an inclined rectangular channel heated on one side and cooled on the opposite side, *Int. J. Heat Mass Transfer* **17**, 1209-1217 (1974).
3. H. Ozoe and H. Sayama, Natural convection in an inclined rectangular channel at various aspect ratios and angles. Experimental measurements, *Int. J. Heat Mass Transfer* **18**, 1425-1431 (1975).
4. H. Ozoe, H. Sayama and S. W. Churchill, Natural convection in an inclined square channel, *Int. J. Heat Mass Transfer* **17**, 401-406 (1974).
5. J. N. Arnold, P. N. Bonaparte, I. Catton and D. K. Edwards, Experimental investigation of natural convection in a finite rectangular region inclined at various angles from 0° to 180° , *Proceedings of the 1974 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, Cornvallis, pp. 321-326.
6. J. N. Arnold, I. Catton and D. K. Edwards, Experimental investigation of natural convection in inclined rectangular regions of differing aspect ratios, *J. Heat Transfer* **98**, 67-71 (1976).
7. J. E. Hart, A note on the structure of thermal convection in a slightly slanted slot, *Int. J. Heat Mass Transfer* **16**, 747-753 (1973).
8. G. Poots, Heat transfer by laminar free convection in enclosed plane gas layers, *Q. Jl Mech. Appl. Math.* **11**(3), 257-273 (1958).

- 9. B. Dulieu, Convection naturelle et thermodiffusion dans une enceinte rectangulaire faiblement inclinée, chauffée par le haut, Thèse Université Paris VII (1977).
- 10. J. W. Elder, Laminar free convection in a vertical slot, *J. Fluid Mech.* **23**, 77-98 (1965).

ANNEXE I

Reprenons l'équation (2) sous la forme

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[T \frac{\partial \psi}{\partial y} - \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[-T \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{\partial T}{\partial y} \right] = 0. \quad (31)$$

Les parois latérales étant adiabatiques, le flux de chaleur à travers une ligne $y = y_0$, c'est-à-dire:

$$\Phi = \int_{-k}^{+k} dx \left[T \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} \right]_{y=y_0} \quad (32)$$

est indépendant de y_0 , d'où, en intégrant par rapport à y :

$$\Phi = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} dy \int_{-k}^{+k} dx \left[T \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} \right]. \quad (33)$$

Posons $T = T_0 + \tilde{T}$ où T_0 est la température en absence de convection, $T_0 = y$.

Il vient $\Phi = \Phi_0 + \Phi_c$ avec (34)

$$\Phi_0 = \frac{1}{2} \int \int \left[T_0 \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial T_0}{\partial y} \right] dx dy = 2k, \quad (35)$$

$$\Phi_c = \frac{1}{2} \int \int \left[\tilde{T} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{T}}{\partial y} \right] dx dy = \frac{1}{2} \int \int \tilde{T} \frac{\partial \psi}{\partial x} dx dy. \quad (36)$$

Par ailleurs réécrivons (31) sous la forme:

$$\Delta(T_0 + \tilde{T}) - \mathbf{V} \cdot \nabla(T_0 + \tilde{T}) = 0. \quad (37)$$

Comme $\Delta T_0 = 0$, il vient

$$\int \int \tilde{T} (\Delta \tilde{T} - \mathbf{V} \cdot \nabla \tilde{T}) = \int \int \tilde{T} (\mathbf{V} \cdot \nabla \tilde{T}) = \int \int \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{V} \tilde{T})^2 = 0 \quad (38)$$

d'où $\int \int \tilde{T} \mathbf{V} \cdot \nabla \tilde{T} = \int \int \tilde{T} \Delta \tilde{T}$ (39)

d'où $\Phi = 2k - \frac{1}{2} \int \int \tilde{T} \Delta \tilde{T}$ (40)

et enfin

$$Nu = \frac{\Phi}{\Phi_0} = 1 + \frac{1}{4k} \int \int (\nabla \tilde{T})^2 dx dy. \quad (26)$$

ANNEXE II: METHODE DE MESURE DU NOMBRE DE NUSSLET

L'appareil utilisé, dont la Fig. 13 donne une coupe schématique, permet de déduire les variations du flux de

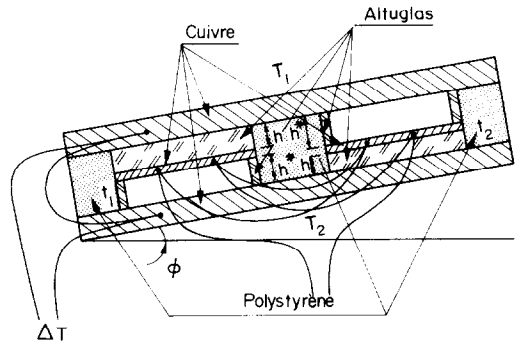


FIG. 13. Coupe schématique de l'appareil de mesure du flux de chaleur.

chaleur Φ à travers une cellule du rapport de deux différences de températures. L'hypothèse principale est que dans toutes les parties solides le gradient de température est perpendiculaire aux blocs T_1 et T_2 . Dans ces conditions, en négligeant les variations des conductivités thermiques avec la température et, pour les liquides, la variation du nombre de Rayleigh avec la température moyenne, on peut écrire l'égalité du flux de chaleur à travers les quatre compartiments sous la forme

$$\Phi = \frac{T_1 - t_1}{h} \lambda S, \quad (41)$$

$$\Phi = \frac{t_1 - T_2}{h^*} \{ \lambda S + \lambda^* (S' - s) \}, \quad (42)$$

$$\Phi = \frac{T_1 - t_2}{h^*} \{ \lambda S + \lambda^* (S' - s) \}, \quad (43)$$

$$\Phi = \frac{t_2 - T_2}{h} \lambda S, \quad (44)$$

λ conductivité thermique du solide (plexiglas), h épaisseur du plexiglas, $\lambda^* = Nu \lambda_0$ (où λ_0 est la conductivité thermique du liquide, glycol), h^* épaisseur de la couche liquide, S aire de la section droite du solide, s aire de la section droite des cloisons qui entourent le liquide.

On peut négliger la chute de température dans les blocs de cuivre centraux qui sont cependant assez épais pour assurer l'isothermie de t_1 et t_2 .

Des équations (41)-(44) on déduit facilement

$$Nu = \left[X - \frac{h \cdot s}{h^* S} \right] \frac{S \lambda h^*}{h \lambda_0 (S - s)}, \quad (46)$$

où $X = \frac{t_2 - t_1}{T_2 - T_1}$. (47)

Les facteurs géométriques sont connus avec précision. Il n'en est pas de même pour la conductivité thermique du plexiglas. C'est pourquoi nous avons préféré déduire λ/λ_0 de la condition $Nu = 1$ pour $\omega = 0$ (ce qui nous donne $\lambda/\lambda_0 = 1,369$).

Sans discuter ici les avantages et les inconvénients de cette méthode de mesure, précisons que la sensibilité maximale (dNu/dX maximum) est obtenue lorsque le "pont" est équilibré, c'est-à-dire lorsqu'on choisit h de telle sorte que $X = 0$ pour $Nu = 1$.

Les points de la Fig. 9 ont été obtenus pour $h^* = 22$ mm et $h = 25$ mm, ce qui correspond presque à l'équilibre.

Les points de la Fig. 9 ont été obtenus pour $h^* = 22$ mm et moyen de thermocouples chromel-constantan, de 0,1 mm de diamètre, deux en série pour la mesure de $(t_2 - t_1)$, associés à un microvoltmètre et à un enregistreur.

NATURAL CONVECTION IN A RECTANGULAR BOX
NEARLY HORIZONTAL AND HEATED FROM ABOVE

Abstract—Moderate aspect ratios and large Rayleigh numbers are studied. An asymptotic solution suitable to small inclination angles is given by the Galerkin method. When Rayleigh numbers are large enough, the flow is characterized by the presence of two sheets along the upper and lower plates and a stratified core where a slow and counter-rotating flow is running. The global Nusselt number is independent of the Prandtl number and is given by the following equation:

$$Nu = 1 + \alpha(k, M)\phi^2.$$

Experimental results are in good agreement with the theoretical predictions.

FREIE KONVEKTION EIN EINEM RECHTECKIGEN, NAHEZU HORIZONTALEN,
VON OBEN BEHEIZTEN BEHÄLTER

Zusammenfassung—Mäßige Seitenverhältnisse und große Rayleigh-Zahlen wurden untersucht. Eine für kleine Neigungswinkel geeignete asymptotische Lösung nach der Galerkin-Methode wird angegeben. Wenn die Rayleigh-Zahlen groß genug sind, wird die Strömung charakterisiert durch das Vorhandensein von zwei Schichten längs der oberen und unteren Platten sowie durch einen geschichteten Kern mit einer langsamen gegenläufigen Strömung. Die globale Nusselt-Zahl ist von der Prandtl-Zahl unabhängig und wird durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$Nu = 1 + \alpha(K, M)\phi^2.$$

Die experimentellen Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Voraussagen.

ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ЁМКОСТИ,
РАСПОЛОЖЕННОЙ ПОЧТИ ГОРИЗОНТАЛЬНО И НАГРЕВАЕМОЙ СВЕРХУ

Аннотация— Проведено исследование естественной конвекции в ёмкости с умеренным отношением сторон при больших значениях числа Релея. Методом Галёркина получено асимптотическое решение, справедливое для малых углов наклона ёмкости. При довольно больших значениях числа Релея картина течения характеризуется наличием слоя вдоль верхней и слоя вдоль нижней пластин и стратифицированного ядра, в котором происходит медленное возвратно-вращательное движение жидкости. Суммарное число Нуссельта не зависит от значения числа Прандтля и определяется из следующего уравнения

$$Nu = 1 + \alpha(k, M)\phi^2.$$

Получено хорошее совпадение экспериментальных данных с теоретическими результатами.