

ÉCHANGES THERMIQUES ET TOURBILLONS DANS UNE COUCHE POREUSE HORIZONTALE

Communication
présentée au Comité technique
de la Société Hydrotechnique de France
le 22 novembre 1968

PAR S. BORIES * ET
C. THIRRIOT **

Introduction

Les mécanismes de transfert de masse de quantité de mouvement et d'énergie sont très souvent dépendants de phénomènes tourbillonnaires dont la turbulence est un aspect fréquent mais non point unique. Les tourbillons ne sont pas rares dans les écoulements laminaires, qu'ils soient dus aux singularités de géométrie des tubes de courant provoquant les décollements ou à des instabilités persistant de manière stationnaire comme c'est le cas de la convection naturelle. Celle-ci peut intéresser d'énormes volumes de fluide dans les perturbations atmosphériques, ou des écoulements à la taille du pore lorsqu'il s'agit d'échanges thermiques en milieu poreux. Ces derniers phénomènes de transfert énergétique interviennent dans des problèmes de plus en plus nombreux.

Quarante ans après les magnifiques travaux de Bénard sur la convection naturelle dans des couches fluides horizontales, on a entrepris depuis deux décennies des recherches sur les courants convectifs dans des couches poreuses.

Notations

- d diamètre des billes de verre constituant le milieu poreux;
 g accélération due à la pesanteur $g = gk$, k vecteur unitaire suivant oz ;

- H épaisseur de la couche poreuse;
 k perméabilité géométrique;
 p pression;
 \mathcal{R} nombre de Rayleigh pour la couche poreuse;
 \mathcal{R}_c nombre de Rayleigh critique;
 T_1 température de la plaque froide isotherme;
 T_2 température de la plaque chaude isotherme;
 T température en un point;
 \vec{V} vitesse de filtration;
 u, v, w composantes de la vitesse de filtration;
 x, y, z coordonnées;
 α coefficient d'expansion thermique du fluide;
 β gradient de température;
 μ viscosité dynamique du fluide;
 ν viscosité cinématique du fluide;
 ρ masse spécifique du fluide;
 χ_f diffusivité thermique du fluide;
 χ diffusivité thermique du milieu poreux saturé.

Dans ce qui suit, nous nous proposons de présenter quelques résultats portant plus particulièrement sur la vérification de la théorie de la stabilité linéaire.

Après avoir utilisé cette méthode pour déterminer la répartition des températures dans une couche poreuse saturée horizontale présentant une surface libre, des expériences sont réalisées afin d'apprécier dans quelle mesure les solutions théoriques ainsi obtenues sont bien significatives.

* Attaché de Recherches au C.N.R.S.

** Professeur à la Faculté des Sciences de Toulouse.

Etude théorique de la convection naturelle dans une couche poreuse

Si l'on considère une couche poreuse saturée maintenue entre deux plans horizontaux portés à des températures différentes T_1 et T_2 avec $T_2 > T_1$, on peut montrer simplement à partir du calcul de l'énergie potentielle que suivant l'orientation du gradient de température (vers le haut ou vers le bas) les systèmes respectifs correspondants seront instables ou stables.

Dans le premier cas, si la différence des températures extrêmes $T_2 - T_1$ est assez grande, une perturbation accidentelle sera alors susceptible d'amorcer des mouvements qui tendront à faire évoluer le système en assurant l'échange des places entre les masses froides et chaudes du liquide. En outre, si les parois sont conductrices et uniformément chauffées, le mouvement s'entretiendra par suite du réchauffement de la masse froide descendante et du refroidissement de la masse chaude ascendante.

1. Equations générales.

Dans ce qui suit, nous nous intéressons au mouvement permanent entretenu. La méthode de calcul est fondée sur les travaux de Chandrasekhar et Lapwood (théorie linéaire), mais les conditions aux limites ont été choisies afin de se rapprocher autant que possible des conditions qui seront réalisées sur le modèle expérimental.

Désignons par o, x, y, z le système de référence, avec oz vertical dirigé vers le haut. Soient u, v, w les composantes de la vitesse \vec{V} , p, ρ et μ la pression, la masse spécifique et la viscosité, g l'accélération due à la pesanteur, k la perméabilité géométrique du milieu poreux, χ la diffusivité thermique, α le coefficient de dilatation cubique du fluide et H l'épaisseur de la couche.

Compte tenu des hypothèses suivantes :

- écoulement lent;
- perméabilité du milieu poreux uniforme;
- viscosité du fluide constante;
- effets de rayonnement négligeables;
- pas de réaction chimique entre le milieu poreux et le fluide;
- pas de transfert de masse.

Le phénomène de la convection naturelle dans une couche poreuse obéit aux équations :

— équation de mouvement :

$$\vec{V} = - \frac{k}{\mu} (\text{grad } p - \vec{\rho}g);$$

— équation de continuité :

$$\text{div } \rho \vec{V} = 0;$$

— équation de l'énergie :

$$\vec{V} \cdot \text{grad } T = \chi \cdot \nabla^2 T;$$

— équation d'état de fluide :

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha (T - T_0)].$$

Au repos $\vec{V} = 0$, si l'on appelle p_s la pression statique et T_s la température, les équations précédentes s'écrivent :

$$\frac{\partial p_s}{\partial z} = - \rho_s g \quad \chi \nabla^2 T_s = 0 \quad (1)$$

La répartition de température dans la couche correspond dès lors au régime de conduction et en un point elle est donnée par la relation suivante :

$$T_s = T_2 - \beta z \quad \text{avec :} \quad \beta = \frac{T_2 - T_1}{H}$$

Dans le cas du mouvement, \vec{V} étant la vitesse du fluide, soient $p = p_s + \Delta p$ la pression, $\rho = \rho_s + \Delta \rho$ la densité et $T = T_s + \theta$ la température, $\Delta p, \Delta \rho$ et θ représentant les perturbations subies par p_s, ρ_s et T_s par suite du mouvement.

En portant ces expressions dans le système précédent et en admettant que les quantités provenant des perturbations sont suffisamment petites pour que l'on puisse négliger leurs produits, nous obtenons, compte tenu de (1) :

$$\vec{V} = - \frac{k}{\mu} (\text{grad } \Delta p - \rho_m \alpha \theta \vec{g}) \quad (2)$$

$$\text{II} \quad \rho_m \text{div } \vec{V} = 0 \quad (3)$$

$$-\omega \beta = \chi \nabla^2 \theta \quad \beta = \frac{\partial T_s}{\partial z} \quad (4)$$

$$\rho = \rho_m (1 - \alpha \theta) \quad (5)$$

Etant donné que α est très petit, on peut en effet, sans commettre d'erreur appréciable, remplacer ρ_s par ρ_m (masse spécifique du fluide à la température moyenne de la couche).

L'élimination de ω et Δp dans le système II conduit enfin à l'équation classique :

$$\nabla^4 \theta = - \frac{g \alpha \beta \rho_m k}{\mu \chi} \nabla_1^2 \theta \quad \nabla_1^2 = \frac{\delta^2}{\delta x^2} + \frac{\delta^2}{\delta y^2} \quad (6)$$

équation qui est résolue en cherchant une solution particulière de la forme :

$$\theta = Z(z) \sin lx \cdot \sin my$$

On est alors finalement amené à résoudre l'équation différentielle en Z .

En posant :

$$z = H\xi$$

$$(D^2 - a^2)^2 Z = \mathcal{R} a^2 Z \quad \mathcal{R} = \frac{g \alpha \beta \rho_m k H^2}{\mu \chi} \quad (7)$$

est un nombre adimensionnel appelé nombre de Rayleigh (*) :

$$a^2 = H^2 (l^2 + m^2) \quad \text{et} \quad D = \frac{d}{d\xi}$$

(*) On sait que les mouvements de convection naturelle ne peuvent se développer qu'à partir d'une certaine valeur critique du nombre de Rayleigh. Bien que les résultats expérimentaux ne corroborent pas tous les valeurs fournies par la théorie linéaire, dans le cas d'une couche poreuse présentant une surface libre, cette valeur serait de l'ordre $\mathcal{R}_c = 28$.

En cherchant des solutions de la forme $e^{q\xi}$ la solution générale de l'équation précédente (7) devient :

$$Z = Ae^{q_1\xi} + Be^{-q_1\xi} + Ce^{q_2\xi} + De^{-q_2\xi} \quad (8)$$

où q_1 et q_2 sont les racines de l'expression :

$$q^2 = a^2 \pm \tau a \quad \text{avec} \quad \tau^2 = \mathcal{R}$$

A, B, C et D sont des constantes à déterminer à partir des conditions aux limites.

2. Répartition des températures dans le cas particulier de la couche poreuse dont la face supérieure est une surface libre.

La détermination de la fonction Z et, par suite, de la solution donnant la distribution des températures dans la couche, nécessite le calcul des quatre constantes arbitraires contenues dans la relation (8).

Ce calcul peut s'effectuer en écrivant les conditions aux limites, mais ces conditions étant surabondantes (6 au total) par rapport aux constantes à déterminer, il n'est pas possible de les prendre toutes en considération. Les conditions relatives aux contraintes tangentielles qui s'explicitent en fonction des dérivées de la vitesse seront donc écartées et par suite la théorie précédente ne saurait rendre compte du phénomène au voisinage des parois. C'est là une des limitations de la théorie linéaire.

En raison de la présence du milieu poreux qui atténue de façon sensible la zone d'influence des parois, il est toutefois permis de penser que les résultats obtenus resteront malgré tout significatifs.

Les conditions aux limites choisies dans le cas particulier que nous considérons sont les suivantes :

$$\omega = 0 \quad (9) \quad \text{et} \quad \theta = 0 \quad \text{pour} \quad \xi = 0 \quad (10)$$

$$\omega = 0 \quad (11) \quad \text{et} \quad -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z} = h\theta \quad \text{pour} \quad \xi = 1 \quad (12)$$

Les conditions (9) et (11) traduisent le fait que les parois sont horizontales, tandis que les conditions (10) et (12) traduisent d'une part la bonne conductibilité thermique de la plaque chaude inférieure et d'autre part la présence de l'atmosphère au-dessus de la surface libre.

En utilisant la fonction Z les conditions précédentes deviennent :

$$\begin{aligned} (D^2 - a^2) Z &= 0 & \text{pour} \quad \xi = 0 & \quad \text{et} \quad \xi = 1 \\ Z &= 0 & \text{pour} \quad \xi = 0 \\ \text{et} \quad -KDZ &= Z & \text{pour} \quad \xi = 1 & \quad \text{avec} \quad K = \frac{\lambda}{h} \end{aligned}$$

Z étant donné par la relation (8) il vient :

1	1	1	1	A
1	1	1	1	B
e^{q_1}	e^{-q_1}	$-e^{q_2}$	$-e^{-q_2}$	C
$(1+Kq_1) e^{q_1}$	$(1-Kq_1) e^{q_1}$	$(1+Kq_2) e^{q_2}$	$(1-Kq_2) e^{-q_2}$	D

Ce système admettra une solution différente de 0 si le déterminant :

$$2 \operatorname{sh} q_1 \operatorname{sh} q_2 + K (q_1 \operatorname{ch} q_1 \operatorname{sh} q_2 + q_2 \operatorname{ch} q_2 \operatorname{sh} q_1) = 0$$

ou :

$$q_1 \operatorname{coth} q_1 + q_2 \operatorname{coth} q_2 + \frac{2}{K} = 0 \quad (13)$$

Cette condition ne pourra être satisfaite que si au moins l'une des valeurs q_1 ou q_2 est imaginaire. Il vient alors :

$$q_1 \operatorname{coth} q_1 + q_2 \operatorname{cotg} q_2 + \frac{2}{K} = 0$$

avec :

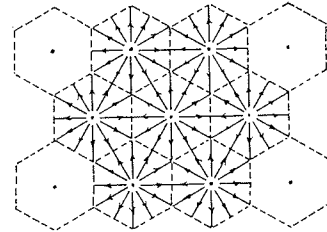
$$q_1^2 = a^2 + \tau a \quad \text{et} \quad q_2^2 = a^2 - \tau a$$

Les constantes A, B, C et D peuvent ainsi être calculées et l'on obtient :

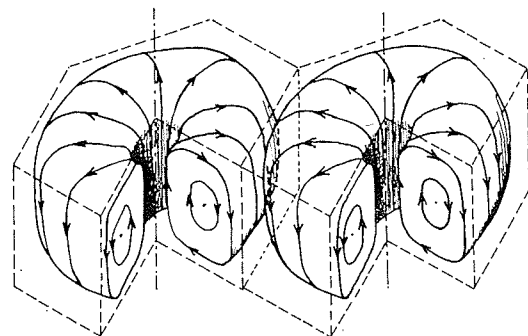
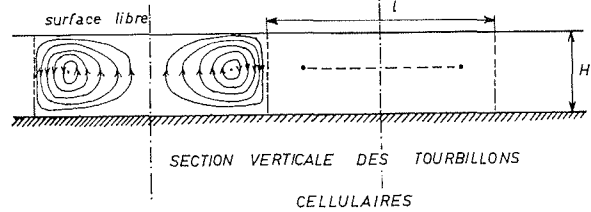
$$Z = A \left(\frac{\operatorname{sh} q_1 \xi}{\operatorname{sh} q_1} + \frac{\sin q_2 \xi}{\sin q_2} \right)$$

A étant une constante.

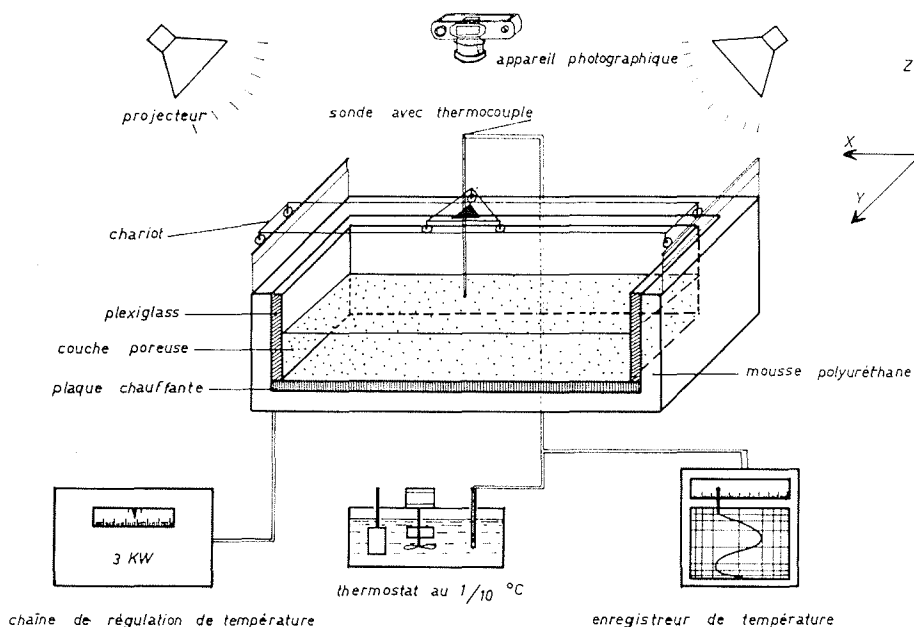
La détermination de q_1 et de q_2 s'effectue en résolvant numériquement l'équation transcendante (13) sous réserve que, pour K donné, la valeur du nombre d'onde a de la perturbation soit celui qui assure la condition de stabilité, soit τ minimal. Autrement dit, on cherche la perturbation qui est susceptible de se développer le plus facilement.



TOURBILLONS CELLULAIRES ... COURANTS SUPERFICIELS ... VUE DE DESSUS



CIRCULATION A L'INTERIEUR DES CELLULES HEXAGONALES DES TOURBILLONS



2/ Schéma de l'installation expérimentale.
Test rig layout.

La distribution de température dans la couche poreuse obéit alors à l'équation suivante :

$$\theta = A \left(\frac{\text{sh } q_1(z/H)}{\text{sh } q_1} + \frac{\sin q_2(z/H)}{\sin q_2} \right) \sin lx \cdot \sin my$$

De la connaissance de θ on pourrait aisément déduire les valeurs de u , v et ω composantes de la vitesse. En particulier ω étant relié à θ par l'équation (4) :

$$-\omega\beta = \chi \nabla^2 \theta$$

dans le plan oxy , ω est donc en phase avec θ .

La couche sera donc divisée en cellules de longueurs d'ondes $2\pi/l$ et $2\pi/m$ et par conséquent un phénomène tout à fait analogue au phénomène bien connu des cellules de Bénard « cellules polygonales à l'intérieur desquelles une circulation torique s'établit » (fig. 1) devrait donc se développer au sein de la couche poreuse.

Etude expérimentale

La solution déterminée à partir de la théorie linéarisée laissant prévoir des mouvements de convection naturelle organisés, nous avons entrepris une série d'expériences afin de vérifier ce résultat.

1. Installation expérimentale.

L'installation expérimentale est constituée des éléments suivants :

1. L'enceinte contenant le milieu poreux, constituée par une cuve en matière plastique de 70 cm de long, 50 cm de large et 8 cm de hauteur, dont l'isolation thermique latérale est assurée, outre la matière plastique constituant les parois, par un matelas de mousse polyuréthane de 3 cm d'épaisseur.

La partie inférieure de la cuve est une plaque

d'AU G4 chauffée par des résistances « thermo-coax » placées dans des rainures.

2. Une chaîne de régulation de température maintenant la plaque chauffante à température constante.

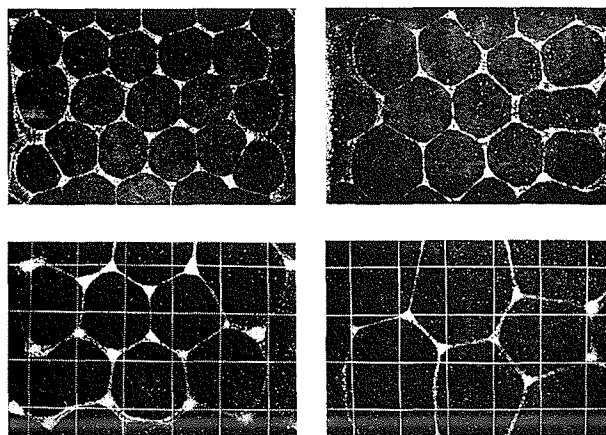
3. Un bac thermostaté permettant de régler la température de référence T_0 des thermocouples à la valeur désirée afin d'accroître la précision des mesures.

4. Un thermocouple pouvant être déplacé verticalement et monté sur un chariot qui peut se déplacer dans un plan horizontal parallèle à la couche poreuse.

5. Un système d'enregistrement et de mesure des températures.

6. Un système d'éclairage et de photographie.

La figure 2 donne une vue d'ensemble de l'installation. La couche poreuse est constituée par des billes de verre (dans nos expériences, nous avons



3/ H = 3 cm.

4/ H = 4 cm.

5/ H = 5 cm.

6/ H = 6 cm.

utilisé des billes de 3 et 5 mm). L'épaisseur de cette couche est réglée avant d'introduire les billes dans la cellule, au moyen d'un couvercle emboîtable dont la distance au fond peut être réglée à volonté.

Le modèle ayant été vibré et mis en place, le fluide de saturation (huile de silicone SI 510) est alors introduit par des orifices disposés latéralement. Le couvercle est ensuite enlevé et la chaîne de régulation mise en route pour une température permettant d'assurer un nombre de Rayleigh correspondant à un régime franchement convectif $\mathcal{R} \cdot 10^2$.

2. Méthode de visualisation.

A cause des difficultés que présente la visualisation des écoulements en milieu poreux et à plus forte raison dans des conditions non isothermes, nous avons utilisé un procédé fondé sur l'observation des aberrations causées par les mouvements de convection sur la surface libre du fluide de saturation.

En effet, en régime de convection stationnaire, les courants viennent se fermer à la surface. En pulvérisant sur celle-ci de fines particules d'aluminium, il doit par conséquent être possible d'observer les mouvements superficiels qui résultent des mouvements à l'intérieur de la couche.

Avant d'appliquer ce procédé aux milieux poreux, nous avons eu cependant le souci de contrôler la validité de notre hypothèse en réalisant quelques expériences avec des couches fluides.

Au cours de ces expériences, nous avons tout d'abord observé les tourbillons thermoconvectifs au moyen de particules en suspension. Ensuite, en saupoudrant la surface, nous avons observé effectivement que les particules venaient se placer sur le contour des cellules.

En conclusion de ces expériences, il apparaissait donc possible, à partir d'observations superficielles, d'induire une organisation cellulaire résultant de courants de convection.

Dans le cas d'une couche poreuse présentant une surface libre, on peut cependant faire remarquer que le résultat d'une altération peut tout aussi bien provenir de mouvements ayant leur origine dans la pellicule fluide superficielle. En pratique, ceci peut être évité si l'on choisit, compte tenu des expressions donnant la valeur des gradients critiques en couche fluide et en couche poreuse, des épaisseurs telles que la convection ne puisse pas apparaître dans la pellicule fluide.

Ainsi, pour une couche fluide présentant une surface libre, le nombre de Rayleigh critique s'écrit :

$$\mathcal{R}_c = 1\,100 = \frac{g\alpha\beta_1\rho h^4}{\mu\chi_f}$$

d'où la valeur du gradient de température critique :

$$\beta_c = 1\,100 \frac{\mu\chi_f}{\rho g\alpha h^4}$$

χ_f diffusivité thermique du fluide, h épaisseur de la pellicule fluide; tandis que pour une couche poreuse :

$$\beta_c \approx 28 \frac{\mu\chi}{\rho g\alpha k H^2}$$

gradient de température critique pour la couche poreuse.

$$\beta_c \ll \beta_{fc} \quad \text{si} \quad H^2 \gg \frac{28 \chi_f h^4}{1\,100 \chi k}$$

Si l'on prend $h = 0,1$ cm avec des billes de verre de 3 mm pour un milieu poreux et de l'huile de silicone pour fluide de saturation, il vient :

$$H \gg 0,5 \text{ cm}$$

k est calculé à partir de l'expression de Koseny.

Résultats des visualisations Contrôle des résultats déduits des observations par les relevés de température Longueurs d'ondes

1. Visualisation.

Les photographies 3, 4, 5 et 6 représentent les visualisations superficielles des courants de convection dans des couches poreuses de 3, 4, 5 et 6 cm d'épaisseur.

Les particules d'aluminium saupoudrées en surface ont été chassées du centre des cellules et sont venues s'accumuler sur les contours des polygones, délimitant ainsi les cellules de convection. Les centres des polygones correspondent aux jets ascendants des courants chauds, tandis que les contours délimitent la zone de descente des courants froids. Il en résulte au sein de la couche poreuse une organisation cellulaire tout à fait analogue au phénomène qui apparaît dans les couches fluides et que nous avons représenté sur la figure 1.

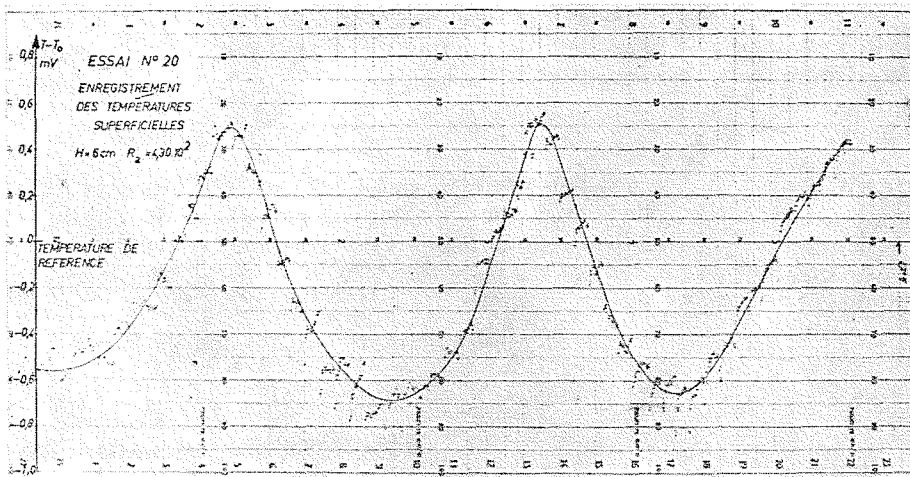
Les photographies précédentes sont relatives à des couches poreuses constituées par des billes de verre de 3 mm de diamètre, mais des expériences analogues effectuées avec des billes de 5 mm n'ont pas fait apparaître de modification dans l'organisation, la grandeur et la forme des cellules.

2. Contrôle des observations par la mesure des températures.

Si les observations superficielles sont bien significatives d'une distribution périodique des vitesses, il doit en résulter pour la température un phénomène semblable (d'après la correspondance $\theta_1\omega$).

Ainsi, les mesures de température effectuées le long d'horizontales (fig. 7) coupant les cellules doivent permettre d'observer des répartitions périodiques en accord avec l'organisation superficielle : un maximum de température doit apparaître au centre de la cellule et un minimum sur les bords. Les figures 8 et 9 qui traduisent les résultats des mesures de température effectuées le long d'une horizontale, dans la pellicule fluide superficielle et le long d'une horizontale située dans le même plan vertical que la précédente mais au milieu de la couche poreuse, confirment, d'une manière évidente, la validité des résultats fournis par la visualisation.

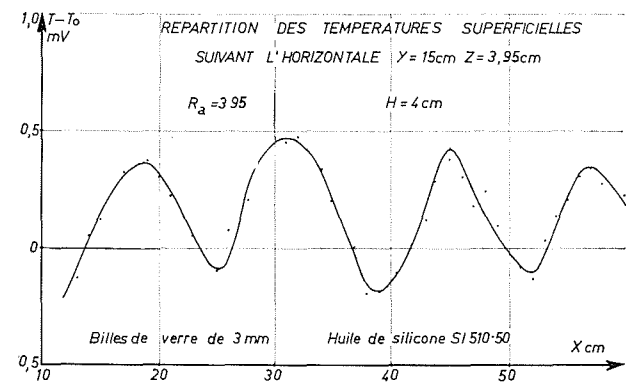
En outre, des mesures réalisées dans une cellule unitaire, le long de trois verticales situées : au centre (zone de courants chauds ascendants), sur les bords (zone de courants froids descendants) et dans la zone intermédiaire (conduction) confirment



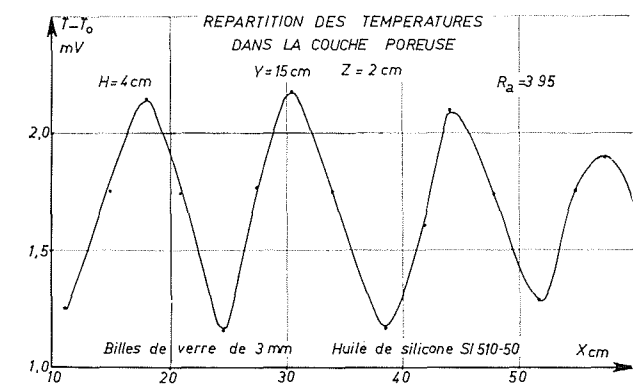
7/

8/ Essai n° 21.
Test 21.

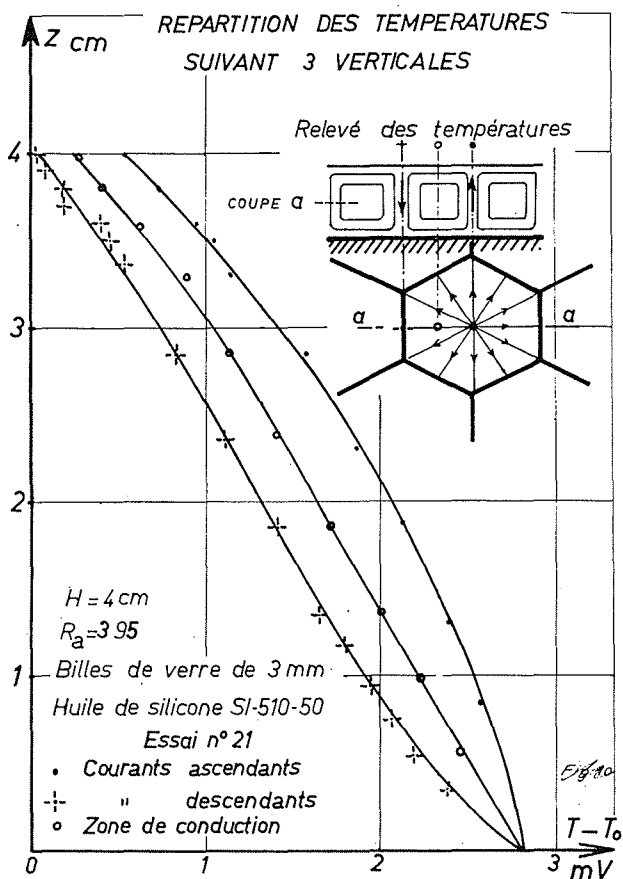
9/ Essai n° 21.
Test 21.



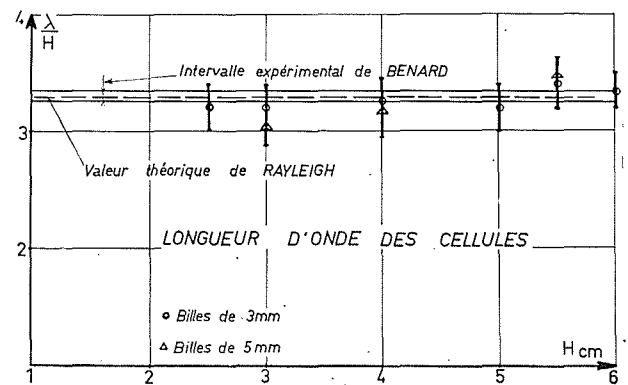
8/



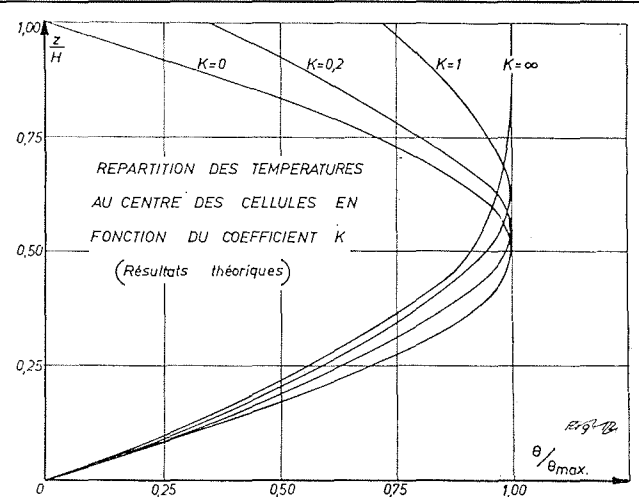
9/



10/



11/



12/

une fois de plus la validité de nos observations (fig. 10).

A titre d'information, nous citerons encore les essais de vérification réalisés en utilisant de l'huile de silicone colorée. Des injections effectuées à la partie inférieure de la couche poreuse ont permis d'observer effectivement la remontée de l'huile colorée vers le centre des cellules.

3. Longueur d'onde des cellules.

Le dépouillement d'une vingtaine d'essais nous a permis de déterminer la valeur approchée de la longueur d'onde des cellules. Sur la figure 11, nous avons porté, en fonction de l'épaisseur de la couche poreuse, le rapport λ/H où λ représente la longueur d'onde. Chaque segment porté sur cette figure englobe la plage des différents résultats obtenus pour une valeur de H donnée, ainsi que l'intervalle de confiance des mesures.

Nous remarquerons que la valeur moyenne 3,2 est à rapprocher des résultats obtenus dans le cas des couches fluides par :

— Rayleigh : valeur théorique :

$$\lambda/H = 3,29;$$

— Bénard : valeur expérimentale :

$$3,34 > \lambda/H > 3,27.$$

Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques

Le premier point d'accord entre théorie et expérience est fourni par les résultats qualitatifs de la visualisation qui ont permis de constater, comme le laissait prévoir l'étude théorique, le caractère parfaitement organisé du phénomène.

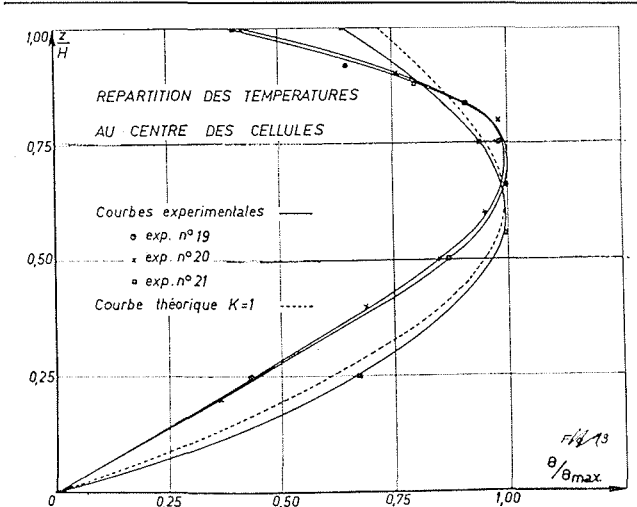
Cependant la théorie linéaire ne permettant pas de calculer les valeurs de l et m qui interviennent dans la définition des longueurs d'onde dans le plan oxy , il n'est donc pas possible de faire porter la comparaison sur la forme des cellules.

Malgré cette limitation, un autre point est toutefois susceptible de comparaison; il s'agit de la distribution des températures dans les zones qui correspondent aux perturbations maximale et minimale.

En effet, d'une part, ces régions sont facilement accessibles à la mesure puisque les observations superficielles permettent de déceler avec une bonne approximation les contours et les centres des cellules et, d'autre part, du point de vue théorique, elles s'explicitent en fonction de z seulement. Ces perturbations correspondent en effet aux zones pour lesquelles $\sin lx \sin my = \pm 1$ et, par suite, le long de verticales passant par les points du plan où la relation précédente est vérifiée, nous avons :

$$\theta = \pm A \left(\frac{\text{sh } q_1 (z/H)}{\text{sh } q_1} + \frac{\sin q_2 (z/H)}{\sin q_2} \right)$$

Sur la figure 12 nous avons porté pour différentes valeurs de K les profils de température théoriques. Sur cette figure la courbe $K=0$ correspond à la conduction parfaite au niveau de la surface libre tandis que la courbe $K = \infty$ (qui ne saurait rendre



13/

compte d'une réalité physique) correspond à l'isolation parfaite (θ_m représente la valeur maximale de θ).

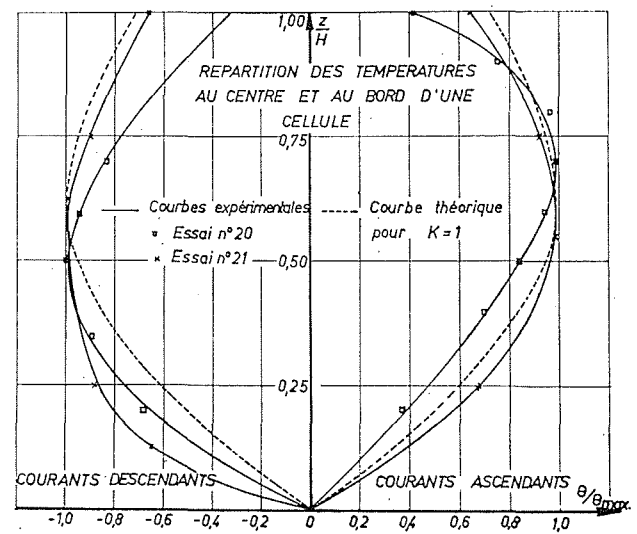
Les planches 13 et 14 représentent pour trois expériences la répartition de la perturbation θ au centre et sur le bord des cellules.

Malgré une distorsion sensible par rapport au profil théorique $K=1$ qui se rapproche de nos conditions d'expérience, la ressemblance qualitative du profil thermique est vraiment nette.

Ce résultat est d'autant plus encourageant que la théorie simplifiée est fondée sur de petites perturbations au voisinage de l'équilibre alors que nos résultats correspondent à des expériences situées très au-delà.

Conclusion

Dans ce qui précède, nous venons de voir que la théorie simplifiée, malgré ses approximations, est susceptible de fournir des informations qualitatives particulièrement intéressantes tant en ce qui concerne l'aspect mécanique des fluides du phénomène que l'aspect purement thermique.



14/

Les résultats des visualisations, parfaitement confirmés par les relevés de température, sont en effet significatifs : une organisation périodique de mouvements de convection se développe bien au sein de la couche poreuse.

Sur le plan essentiellement thermique, les relevés de température au centre et sur le bord des cellules ont montré que dans l'ensemble les résultats fournis par la théorie linéaire étaient d'un grand intérêt.

Bien que ce dernier résultat soit difficilement interprétable du point de vue quantitatif, étant donné que la condition d'échange à la surface n'est pas parfaitement connue (tout au plus peut-on avoir une idée de la valeur du coefficient K en écrivant l'égalité des flux en régime de conduction), il n'en reste pas moins que ce résultat est tout à fait logique.

Afin d'obtenir des informations plus complètes

d'autres expériences sont actuellement en cours à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse.

Dans le cadre de cette étude, effectuée sous le patronage de la Division Production de l'I.F.P. et de l'A.R.T.F.P., nous envisageons notamment l'étude de la phase transitoire d'amorce des instabilités et leur persistance lorsque la cause de perturbation cesse.

Bibliographie

- BÉNARD. — Tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. *Rev. Gén. Sci.*, 11 (1900), 1261-1271; 1309-1328.
- CHANDRASEKHAR. — Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. *Oxford, at the Clarendon Press* (1961).
- LAPWOOD. — Convection of a fluid in a porous medium. *Proc. Cambridge Philos. Soc. G.-B.*, 44, 1 (1948), 508-521.

Discussion

Président : M. A. CRAYA

M. le Président donne la parole à M. THIRRIOT qui présente M. BORIES, Attaché de Recherches au C.N.R.S., lequel présente la communication.

M. le Président se félicite d'avoir pu entendre l'exposé de son filleul du C.N.R.S., M. BORIES dont il suit les travaux avec le plus grand intérêt. Il remercie M. THIRRIOT et M. BORIES de leur communication qui se rattache à un important et très ancien domaine de l'hydrodynamique : celui de l'instabilité; il est satisfaisant pour l'esprit de retrouver en milieu poreux la plupart des aspects et des processus déjà mis en lumière dans le cas d'une lame liquide assez mince.

M. JORGENSEN a été très intéressé par le travail de MM. THIRRIOT et BORIES, car certains aspects de leurs cellules de convection rappellent le défaut — appelé « martelage » par les praticiens — que présentent certaines feuilles de verre; celui-ci résulte du fait qu'au cours de la fabrication, il se produit dans l'épaisseur de la feuille une juxtaposition de courants chauds et de courants froids qui engendrent des contraintes mécaniques dans la feuille; celles-ci provoquent des modifications de l'indice optique du verre; aussi, les défauts ci-dessus, qui sont — *mutadis mutandis* — l'équivalent des cellules étudiées par MM. THIRRIOT et BORIES, peuvent-ils être visualisés par polarimétrie.

Peut-être, dit M. JORGENSEN, nos méthodes de mesure de contraintes internes, basées sur les différences d'indice seraient-elles transposables à la visualisation des cellules qui se forment dans les plaques poreuses chauffées.

M. THIRRIOT juge intéressante cette suggestion bien que l'installation actuelle « ne soit pas transparente »; M. JORGENSEN rappelle que l'on peut utiliser dans le dispositif expérimental un verre transparent chauffé électriquement par effet Joule dans sa masse; on peut par ce moyen dissiper environ 1 kW par dm².

M. THIRRIOT avait envisagé la photographie infrarouge, et serait heureux de recevoir quelques renseignements pratiques concernant son emploi dans ce cas particulier.

M. JOLAS (E.D.F., Chatou) pose les deux questions suivantes :

« 1° Vous avez parlé d'un nombre de Rayleigh critique; avez-vous comparé le résultat de la théorie linéaire à celui obtenu par des essais ou pensez-vous que l'essai que vous avez présenté ne peut donner cette valeur avec précision ?

« 2° A quel nombre de Rayleigh correspondent les résultats expérimentaux que vous donnez en ce qui concerne le rapport H/L ? Ce rapport varie-t-il quand on fait varier le nombre de Rayleigh ? »

M. THIRRIOT rappelle que la communication présentée est relative à des expériences préliminaires tendant à visualiser l'existence des cellules; de ce fait, les résultats obtenus à ce jour ne permettent que de répondre très partiellement aux questions ci-dessus.

« Nous avons envisagé notamment, dit M. BORIES, la détermination du nombre de Rayleigh critique à partir duquel les instabilités se développent.

« Les méthodes expérimentales qui ont été utilisées jusqu'ici pour déterminer les valeurs de ces nombres de Rayleigh critiques sont de deux types : les premières sont fondées sur l'étude du coefficient de transfert de chaleur et de sa variation à partir du moment où les courants de convection apparaissent; les deuxièmes sont basées soit sur des observations de particules qui se trouvent en suspension dans le milieu (dans le fluide, qui sature le milieu poreux), soit sur la détection d'un traceur. Entre les résultats obtenus par ces méthodes, il y a des différences très importantes.

« Pour notre part, nous pensons utiliser d'une part, la mesure de la variation du coefficient de transfert de chaleur lorsqu'on augmente la différence de température entre la plaque froide et la plaque chaude, et d'autre part une visualisation par interférométrie en mode Hele Shaw, laquelle nous permettrait de suivre progressivement la phase de développement des instabilités au voisinage de la plaque chaude. »

A quels nombres de Rayleigh correspondent vos expériences, demande M. le Président ?

« Les nombres indiqués sur les courbes figurant dans notre communication, répond M. BORIES, ne sont que des ordres de grandeur; d'une part, la couche poreuse n'étant pas maintenue entre deux plaques, il est difficile de déterminer la perméabilité géométrique qui intervient dans la détermination du nombre de Rayleigh; d'autre part, la viscosité du fluide que nous avons utilisé — une huile de silicone — diminuait avec la température. Disons que le nombre de Rayleigh était de l'ordre de 100, donc bien au-delà du régime critique. »

En ce qui concerne la deuxième question de M. JOLAS relative à l'étude systématique en fonction du nombre de Rayleigh, nous n'avons pas encore de résultats. Si l'on n'impose pas de condition de température à la surface, il devient très difficile d'atteindre des nombres de Rayleigh critiques qui permettraient éventuellement de faire apparaître des turbulences susceptibles de modifier la structure des cellules.

Sur une question de M. le Président, M. THIRRIOT précise qu'il envisage de faire varier la perméabilité du milieu — et par suite les gradients — en utilisant dans le dispositif expérimental des billes de plus gros diamètre; dans cette voie, il faut pourtant éviter de transformer l'écoulement en milieu poreux en un écoulement de fluide à travers une série d'obstacles successifs.

Par analogie, — il ne saurait être question d'identité, — avec la viscosité apparente des dispersions à deux phases mobiles, M. BONNIN suggère d'adopter pour le calcul des critères de stabilité des structures cellulaires, une viscosité, fictive corrigée, tenant compte de la présence du milieu poreux. Ce procédé ne serait pas équivalent à la prise en compte de la perméabilité du milieu dans les équations du mouvement, mais pourrait peut-être conduire à un modèle utilisable dans un certain domaine.

M. THIRRIOT pense que le concept de perméabilité doit conduire à un modèle équivalent à celui envisagé par M. BONNIN.

M. GROSSIN présente quelques clichés, à titre d'exemple, sur des visualisations réalisées au moyen d'un « liquide teinté » par la Société Bertin au cours d'études sur le comportement de l'eau naturelle en milieu poreux.

« Nous avons choisi, dit-il, comme milieu poreux de la laine de verre disposée de façon que la perméabilité soit isotrope pour les mouvements considérés, et nous avons introduit dans la laine de verre un liquide ayant le même indice que la laine. Nous avons visualisé, non pas dans le sens vertical, mais latéralement, c'est-à-dire que nous avons pris une tranche de milieu suffisamment mince pour que le phénomène ne soit pas tridimensionnel, mais bidimensionnel.

« Sur l'une des vues projetées par M. GROSSIN, on voit une cellule disposée horizontalement; la phase chaude est en bas et la phase froide en haut. Il apparaît un phénomène assez curieux lorsqu'on immerge dans un liquide d'indice A de la laine de verre ou des billes de verre; c'est le phénomène de Christiansen qui provient des courbes de dispersion de l'indice en fonction de la longueur d'onde; celles-ci sont différentes pour le verre et pour le liquide. A une certaine température, si on éclaire le milieu en lumière blanche, les colonnes chaudes apparaissent vertes, tandis que les colonnes froides apparaissent jaunes. D'ailleurs, en augmentant l'écart de température, on arrive à produire de très beaux phénomènes avec toutes les couleurs du spectre.

« D'autre part, par le même procédé optique, on peut réaliser une strioscopie à fente, qui fait apparaître non pas les températures, mais les gradients de température résultant des gradients d'indice. Cette strioscopie peut être quantitative.

« Nous avons réalisé, dit M. GROSSIN, un calcul numérique sur ordinateur à partir de l'équation du mouvement et nous avons fait apparaître les gradients de la même façon qu'ils apparaissent dans l'expérience; en général, la concordance était bonne.

« Le fluide utilisé dans nos essais est du chlorobenzène, mais en réalité, le fluide n'a pas tellement d'importance; il faut que son indice corresponde à celui de la laine de verre; si l'on change de qualité de laine de verre, on est obligé de changer de fluide. En général, parmi les liquides dont l'indice est adéquat, on recherche ceux qui ont les propriétés physiques convenables pour obtenir de la convection naturelle. En particulier, si on prend un liquide de même indice, mais dix fois plus visqueux, on passe dans un domaine du nombre de Rayleigh où la convection naturelle devient négligeable, et on ne voit plus apparaître le « phénomène de colonnes. »

« Je dois dire que les calculs aussi bien que les expériences ont montré que le nombre de Nusselt relatif au transfert de chaleur dans la couche était proportionnel environ au $1/100^{\text{e}}$ du nombre de Rayleigh, c'est-à-dire que le nombre de Rayleigh critique est d'environ 100.

« Nous avons aussi fait des visualisations sur une cellule verticale (le mur chaud et le mur froid étant verticaux), et obtenu des écarts de température et de gradient qui ont été comparés directement au calcul; la concordance a toujours été bonne. »

Sur une question de M. le Président, M. GROSSIN précise que dans son expérience, il ne s'agit pas de colonnes hexagonales ou pentagonales; en augmentant l'écart de température, on voit progressivement augmenter le nombre des colonnes, lesquelles deviennent de plus en plus minces lorsque le nombre de Rayleigh croît; si le nombre de Rayleigh devient trop grand, on obtient un phénomène tridimensionnel et on a successivement, dans le champ du rayon lumineux, des colonnes chaudes et des colonnes froides qui sont transparentes — l'une par exemple au vert, l'autre au jaune —; ensuite, le tout devient opaque puisque le phénomène devient tridimensionnel.

Le but final des essais de la Société Bertin, dont M. GROSSIN vient d'évoquer l'une des « phases », était l'étude de la convection naturelle dans la laine de verre, utilisée comme isolant thermique dans les réacteurs nucléaires. Il a été possible de visualiser les vitesses en introduisant dans la cellule un mince filet coloré par du « Rouge Organol »; les vitesses observées n'ont jamais différé de plus de 20 à 30 % de celles obtenues sur ordinateur à partir de considérations théoriques.

Se référant à des essais effectués précédemment par la Société Bertin dans une atmosphère d'oxyde de carbone sous pression, M. GROSSIN précise que dans les cellules libres non laminaires, le nombre de Nusselt est proportionnel au quart de la puissance du nombre de Rayleigh, alors que dans les cellules libres poreuses verticales, le nombre de Nusselt est proportionnel à la racine du nombre de Rayleigh. Mais, aux limites, les régimes que l'on obtient sont tout à fait semblables.

M. le Président clôt la discussion en se félicitant de l'intérêt suscité par la communication de MM. THIRRIOT et BONNIN qu'il remercie encore une fois.

LA HOUILLE BLANCHE

A L'ÉTRANGER

Bureaux d'abonnement et de vente

AUSTRALIE

Sydney N.S.W.

GRAHAME BOOK COMPANY : 39-49, Martin Place.

BRÉSIL et AMÉRIQUE DU SUD

Rio de Janeiro

« S.O.G.E.C.O. », José Luis Garcia Renalès : Avenida Rio Branco, 9, Sala 218.

CANADA

Montréal 8.PQ

LIBRAIRIE LEMEAC (Messageries France-Canada) : 371, Ouest Avenue Laurier.

ESPAGNE

Madrid

J. DIAS DE SANTOS : Lagasca n° 38.

Madrid

LIBRERIA VILLEGAS : Preciados, 46.

GRANDE-BRETAGNE

London W.C.2.

W.M. DAWSON & SONS LIMITED : Cannon House, Macklin Street.

London W.1.

I.R. MAXWELL Co. : 4-5, Fitzroy Square.

HOLLANDE

Amsterdam C.

MEULENHOF & Cie (Librairie) : Beulingstraat, 2-4.

La Haye

MARTINUS NIJHOFF : 9, Lange Voorhout.

HONGRIE

Budapest 62

KULTURA P.O.B. 149.

INDES

Calcutta 16

FRANCE-ARTS, 33-34 Park Mansions, Park Street.

ITALIE

Bologna

TECHNA : Via San Felice, 28, Casella Postale 503.

JAPON

Tokyo

MARUZEN Co. : 6, Tori-Nichome, Nihonbashi, P.O. Box 605.

MEXIQUE

Mexico D.F.

LIBRERIA VILLEGAS MEXICANA : Santa Ma., La Redonda, n° 209-9.

Mexico D.F.

MANUEL BONILLA (Librairie) : Tiber 38-201.

NOUVELLE-ZÉLANDE

Auckland-Wellington C.2.

R. HILL & SONS : Matlock House, 32, Quay Street.

PORTUGAL

Lisboa

LIVRARIA BERTRAND : 73, Rua Garret.

SUÈDE

Stockholm

A.B. HENRIK LINDSTAHL'S BOKHANDEL : Odengatan, 22.

SUISSE

Lausanne

S.P.E.S., S.A. Librairie et Editions techniques, 1, rue de la Paix.

TCHÉCOSLOVAQUIE

Praha 2

ARTIA : V° Smeckach, 30.

Praha 1

ORBIS (Import-Export) : Narodin, 37.

TURQUIE

Istanbul

LIBRAIRIE HACHETTE : 469, Istiklal Caddesi, Beyoglu.

U.S.A.

New York

MOORE-COTTRELL SUBSCRIPTION AGENCIES INC. : North Cohocton.

VENEZUELA

Caracas

LIBRERIA VILLEGAS VENEZOLANA, Avenida Urdaneta, Esquina Ibarra, Edificio Riera.