

Effets des forces de Coriolis sur le seuil convectif stationnaire d'une couche liquide confinée en cellule de Hele–Shaw annulaire en rotation

Sepehr Ramezani^a, Saïd Aniss^b, Mohamed Souhar^a

^a LEMTA-UMR CNRS 7563-ENSEM, 2, av. de la Forêt de Haye, BP 160, Vandoeuvre-lès-Nancy 54504, France

^b Faculté des sciences Ain Chok, UFR de mécanique BP 5366, Maarif, Casablanca, Maroc

Reçu le 12 mars 2002 ; accepté après révision le 25 juillet 2002

Note présentée par René Moreau.

Résumé

Nous présentons une analyse de stabilité linéaire d'une couche liquide confinée dans une cellule de Hele–Shaw annulaire horizontale en rotation ; la couche liquide étant soumise à un gradient de température radial orienté vers l'extérieur de la cellule. En considérant que le nombre de Prandtl est de l'ordre de l'unité ou supérieur à l'unité, nous étudions l'influence des forces de Coriolis et du rayon de courbure de la cellule sur le seuil convectif stationnaire. Nous montrons que les forces de Coriolis ont un effet stabilisant, que le nombre d'onde reste indépendant de ces forces. Cependant un régime multicellulaire se développe dans la direction radiale au fur et à mesure que le nombre d'Ekman diminue. *Pour citer cet article : S. Ramezani et al., C. R. Mécanique 330 (2002) 633–640.*

© 2002 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

mécanique des fluides numérique / stabilité linéaire / convection naturelle / cellule de Hele–Shaw annulaire / forces centrifuges / forces de Coriolis

Effects of the Coriolis forces on the stationary convective threshold of a liquid layer confined in an annular Hele–Shaw Cell in rotation

Abstract

The convective instability of a horizontal liquid layer confined in an annular Hele–Shaw cell subject to a constant rotation and submitted to a centrifugal gradient of temperature is investigated. Using a linear stability analysis, we study the effects of both Coriolis forces and curvature aspect on the stationary convective threshold when the Prandtl number is of the order of unity or larger than unity. We show that the Coriolis forces have a stabilizing effect, and the wave number is independent of these forces. However, a multicellular regime in the radial direction is observed for small Ekman numbers. The results related to the influence of the curvature are also shown. *To cite this article: S. Ramezani et al., C. R. Mécanique 330 (2002) 633–640.*

© 2002 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

computational fluid mechanics / linear stability / natural convection / annular Hele–Shaw cell / Coriolis forces / centrifugal forces

Abridged English version

The effects of the Coriolis forces on the onset of convection in a fluid layer heated from below and rotating about a vertical axis have been studied early in the case where the centrifugal forces are neglected with respect to gravity [1]. It was shown that the onset of convection occurs in the form of oscillations

Adresse e-mail : Mohamed.Souhar@ensem.inpl-nancy.fr (M. Souhar).

when the Prandtl number Pr is below the value 0.6766. Recently, several works have been devoted to described thermal convection driven by centrifugal forces, in the absence of gravity, in a fluid gap between two corotating coaxial cylinders kept at different temperatures [2,4]. In these works, different models have been extensively used for understanding thermal atmospheric instabilities. In the present work, we further extend the results reported by [2,4] to the configuration of a Newtonian liquid confined in an annular Hele–Shaw cell and submitted to a centrifugal gradient of temperature (Fig. 1). The aspect ratio of the cell, ε , is considered smaller than unity. Under these assumptions, the dimensionless linear system describing the evolution of disturbances upon the base state in the Boussinesq approximation is given by the conservation equations (6)–(10). Here, two limiting cases depending on the order of magnitude of the Prandtl number are distinguished. Hereafter, we discuss only the asymptotic case, $Pr = O(1)$ or $Pr \gg 1$. In this case, a first approximation (11), (12) is obtained from Eqs. (7) and (8) by setting $\varepsilon^2 = 0$. These equations are integrated, with respect to the variable z , to obtain the averaged velocity field (13). Furthermore, the averaged continuity and energy equations are given by (14) and (16). These equations are associated to the free–free boundary conditions (17). Using a normal mode analysis and a change of variables to simplify the boundary conditions (17), we obtain the system (18) associated to the boundary conditions (19). The system (18) is transformed into a set of four differential equations. The solution of this boundary value problem is sought as a superposition of linearly independent solutions following a method often used in stability problems [7]. Each independent solution which satisfies the boundary conditions at $r = 0$, is constructed by a Runge–Kutta numerical schema of fourth order. A linear combination of these solutions satisfying the boundary conditions at the other extreme, $r = 1$, leads to a homogenous algebraic system for the coefficients of the combination. A necessary condition for the existence of nontrivial solutions is the vanishing of the determinant, which defines a characteristic equation, relating the cell curvature coefficient, δ , the Ekman number, E , the Rayleigh number, Ra , and the wave number, m . We present in Fig. 2, for different values of δ ($0 \leq \delta \leq 1$), the variation of the critical Rayleigh number, Ra_c , versus E^{-1} . In contrast to the critical Rayleigh number, Ra_c , which increases with E^{-1} for a fixed δ , the wave number stills independent on the Ekman number and it depends only on the geometrical parameter δ as shown in Fig. 3. Here, the Coriolis forces have a stabilizing effect. In Fig. 4, we have plotted the streamlines, at the onset of convection, for two values of E^{-1} . These plots show a transition phenomenon, in the radial direction, from a unicellular regime corresponding to large Ekman numbers to a multicellular regime for fast rotation.

1. Introduction

Une première synthèse concernant l’effet des forces de Coriolis sur l’instabilité convective de Rayleigh–Bénard, au sein d’un liquide en rotation, a été présentée dans [1]. Dans cette synthèse, on néglige les forces centrifuges devant la pesanteur et on montre d’une part que le seuil convectif est stationnaire pour des nombres de Prandtl de l’ordre de l’unité ou supérieurs à l’unité et oscillant pour des nombres de Prandtl inférieurs à 0.676. D’autre part, on montre que les forces de Coriolis ont un effet stabilisant. La situation où les forces centrifuges sont à l’origine du mouvement convectif et où l’on néglige la pesanteur devant ces forces a été largement abordée dans le cas d’une couche liquide confinée dans un cylindre annulaire en rotation; la couche liquide étant soumise à un gradient de température radial orienté vers l’extérieur du cylindre. Ce modèle a été souvent utilisé afin de comprendre des instabilités atmosphériques d’origine thermique. Ce problème a été abordé dans différentes configurations. Dans le cas d’une modulation spatiale et azimutale de la hauteur du cylindre, on montre qu’en fonction des paramètres du problème, le seuil convectif peut être stationnaire ou instationnaire avec l’apparition d’ondes thermiques de Rossby [2]. Une simulation de la convection de Rayleigh–Bénard avec l’apparition d’ondes de Rossby ainsi que d’autres caractéristiques d’écoulements convectifs a été effectuée dans le cas où les couvercles du cylindre présentent à leurs bords des chanfreins [3]; L’étude de stabilité des ondes de Rossby a été traitée dans cette même configuration pour de faibles nombres de Prandtl [4]. L’influence d’une faible inclinaison des bases du

cylindre en rotation rapide a été traitée avec une analyse de stabilité linéaire dans [5]. Dans cette note, et à la suite des travaux cités au-dessus, nous présentons une étude de stabilité linéaire dans une configuration où la couche liquide est confinée dans une cellule de Hele–Shaw annulaire en rotation constante. En tenant compte de l’analogie qui existe entre écoulement en cellule de Hele–Shaw et celui en milieu poreux (Loi de Darcy), cette étude peut représenter un modèle d’étude des effets des forces de Coriolis sur le seuil convectif stationnaire dans un milieu poreux en rotation. À l’inverse de l’approximation utilisée dans [3] et [4], où l’on néglige la largeur de la couche fluide par rapport au rayon moyen de la cavité cylindrique et par rapport à sa longueur si bien que les conditions aux limites sur les parois horizontales deviennent sans intérêt, dans la configuration qu’on étudie, la largeur de la cavité est beaucoup plus grande que sa longueur de telle sorte que les effets de viscosité entre les deux parois horizontales sont importants et par la suite les conditions aux limites sur ces parois ont un rôle essentiel. En outre, nous tenons en compte dans cette étude du paramètre traduisant la variation de la largeur de la couche fluide par rapport au rayon intérieur de la cavité. Par la suite, l’approximation de Hele–Shaw nous permet de travailler avec des conditions aux limites sur les rayons intérieur et extérieur du type libre–libre. En nous restreignant dans notre analyse linéaire aux nombres de Prandtl de l’ordre de l’unité ou supérieurs à l’unité, nous étudions l’influence des forces de Coriolis, par l’intermédiaire du nombre d’Ekman, sur le seuil de convection.

2. Formulation du problème

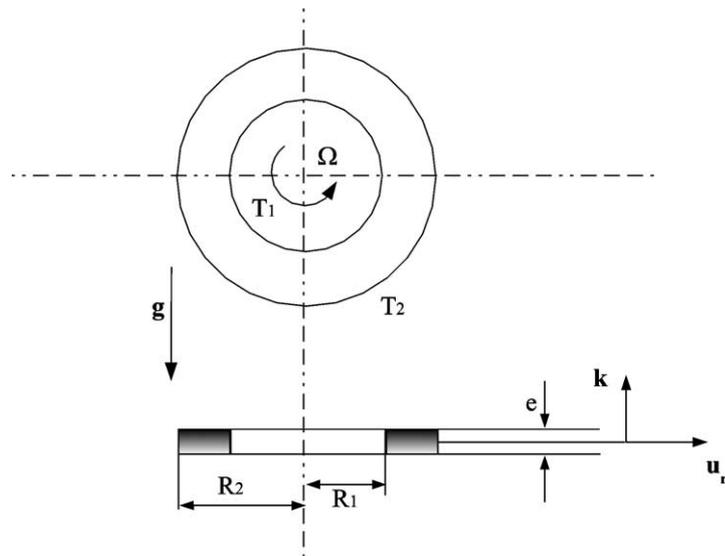
On considère un liquide Newtonien confiné dans une cellule de Hele–Shaw annulaire laquelle effectue un mouvement de rotation uniforme autour de son axe (Fig. 1), la vitesse angulaire de rotation étant $\Omega = \Omega \mathbf{k}$. Les parois horizontales situées $z^* = \pm e/2$ sont supposées parfaitement adiabatiques. Le liquide est maintenu aux températures T_1 et T_2 en $r^* = R_1$ et $r^* = R_2$ ($T_2 > T_1$). Le rapport d’aspect géométrique de la cellule, $\varepsilon = e/\Delta R$ où $\Delta R = R_2 - R_1$, est supposé très petit devant l’unité, et le paramètre de courbure sera désigné par $\delta = \Delta R/R_1$. Nous négligeons la pesanteur en considérant $g \ll \Omega^2 \Delta R$. Dans le repère relatif, $(O, \mathbf{u}_r, \mathbf{u}_\theta, \mathbf{k})$ lié à la cellule, les équations de conservation au voisinage du seuil de convection en approximation de Boussinesq s’écrivent :

$$\text{div}(\mathbf{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{d\mathbf{V}}{dt^*} \right) = -\nabla p^* + \mu \Delta \mathbf{V} - \rho \Omega \wedge (\Omega \wedge \mathbf{OM}) - 2\rho \Omega \wedge \mathbf{V} \quad (2)$$

Figure 1. Couche liquide confinée en cellule de Hele–Shaw annulaire en rotation et soumise à un gradient de température centrifuge ($T_2 > T_1$).

Figure 1. Confined liquid layer in an annular, rotating Hele–Shaw cell, with a centrifugal temperature gradient ($T_2 > T_1$).



$$\frac{dT^*}{dt^*} = \kappa \Delta T^* \tag{3}$$

Les grandeurs ρ , μ , ν et κ désignent respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique, la viscosité cinématique et la diffusivité thermique du liquide. L'équilibre correspond à un champ de vitesse nul et un champ de température conductif et vérifie les équations suivantes :

$$\nabla p_b^* + \rho_b \boldsymbol{\Omega} \wedge (\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{OM}) = \mathbf{0} \tag{4}$$

$$T_b = [(T_2 - T_1) \ln(r^*)] / \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) + (-T_2 \ln(R_1) + T_1 \ln(R_2)) / \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \tag{5}$$

Nous faisons apparaître le rapport d'aspect géométrique de la cellule en adimensionnant le temps par $\Delta R^2/\kappa$, la coordonnée z^* par e , le champ de vitesse $\mathbf{V}(u^*, v^*, w^*)$ par $(\kappa/\Delta R, \varepsilon\kappa/\Delta R, \kappa/\Delta R)$, la pression par $\rho\nu\kappa/e^2$ et la température par $(T_2 - T_1)$ [6]. Nous introduisons aussi le changement de variable $r = (r^* - R_1)/\Delta R$. Le système d'équations (1)–(3) s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\delta}{1 + \delta r} u + \frac{\delta}{1 + \delta r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{6}$$

$$\varepsilon^2 Pr^{-1} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \varepsilon^2 \Delta_2 u - Ra \frac{1 + \delta r}{\delta} T + \frac{2}{E} v + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \tag{7}$$

$$\varepsilon^2 Pr^{-1} \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\delta}{1 + \delta r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \varepsilon^2 \Delta_2 v - \frac{2}{E} v + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \tag{8}$$

$$\varepsilon^4 Pr^{-1} \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \varepsilon^4 \Delta_2 w + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \tag{9}$$

$$\varepsilon^2 \left[\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{1}{\ln(1 + \delta)} \frac{\delta}{1 + \delta r} u \right] = \varepsilon^2 \Delta_2 T + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \tag{10}$$

où

$$\Delta_2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\delta}{1 + \delta r} \frac{\partial}{\partial r} + \left(\frac{\delta}{1 + \delta r} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}, \quad Ra = \frac{\beta \Omega^2 R_1 (T_2 - T_1) \Delta R^3}{\nu \kappa} \varepsilon^2 \delta$$

est le nombre de Rayleigh de la cellule, $E = \nu/\Omega e^2$ est le nombre d'Ekman, $Pr = \nu/\kappa$ est le nombre de Prandtl et β le coefficient de dilatation thermique.

3. Seuil de convection stationnaire – Effet du nombre d'Ekman

3.1. Approximation de Hele–Shaw

Nous considérons dans cette étude la situation où $Pr \sim 1$ ou $Pr \gg 1$, les termes inertiels sont négligés des équations de mouvement (7)–(9). On désigne par u_o , v_o , w_o , p_o et T_o la solution du système (6)–(10) au premier ordre ($\varepsilon^2 = 0$). L'équation (9) permet de montrer que la pression est indépendante de z . En utilisant les conditions d'adiabaticité, $\partial T_o/\partial z = 0$ en $z = \pm 1/2$, on montre que T_o est aussi indépendante de z . Les équations (7) et (8) s'écrivent :

$$0 = -\frac{\partial p_o}{\partial r} - Ra \frac{1 + \delta r}{\delta} T_o + \frac{2}{E} v_o + \frac{\partial^2 u_o}{\partial z^2} \tag{11}$$

$$0 = -\frac{\delta}{1 + \delta r} \frac{\partial p_o}{\partial \theta} - \frac{2}{E} u_o + \frac{\partial^2 v_o}{\partial z^2} \tag{12}$$

Nous intégrons ce système par rapport à z sachant que $u_o = v_o = 0$ en $z = \pm 1/2$. Nous obtenons les composantes du champ de vitesse u_o et v_o qu'on moyenne, par la suite, par rapport à la variable z pour

obtenir :

$$\begin{cases} \bar{u} = \frac{\delta}{1+\delta r} M_1(\gamma) \frac{\partial p_o}{\partial \theta} + M_2(\gamma) \left[\frac{\partial p_o}{\partial r} + \frac{1+\delta r}{\delta} Ra T_o \right] \\ \bar{v} = \frac{\delta}{1+\delta r} M_2(\gamma) \frac{\partial p_o}{\partial \theta} - M_1(\gamma) \left[\frac{\partial p_o}{\partial r} + \frac{1+\delta r}{\delta} Ra T_o \right] \end{cases} \quad (13)$$

où

$$\begin{aligned} M_1(\gamma) &= \frac{1}{8\gamma^2} \left[-1 + \frac{\sin(\gamma) \cos(\gamma) + \cosh(\gamma) \sinh(\gamma)}{2\gamma(\cosh^2(\gamma) - \sin^2(\gamma))} \right] \\ M_2(\gamma) &= \frac{1}{8\gamma^2} \left[\frac{\sin(\gamma) \cos(\gamma) - \cosh(\gamma) \sinh(\gamma)}{2\gamma(\cosh^2(\gamma) - \sin^2(\gamma))} \right], \quad \gamma = \frac{1}{2\sqrt{E}} \end{aligned}$$

L'équation de continuité (6) moyennée par rapport à la variable z s'écrit donc :

$$\Delta_2 p_o = -Ra \left[2T_o + \frac{1+\delta r}{\delta} \frac{\partial T_o}{\partial r} - F(\gamma) \frac{\partial T_o}{\partial \theta} \right] \quad (14)$$

avec $F(\gamma) = M_1/M_2$.

Au premier ordre ($\varepsilon^2 = 0$), les équations de mouvement (7), (8) et (9) ne peuvent être couplées à l'équation de l'énergie (10). Nous exploitons donc l'équation de l'énergie à l'ordre ε^2 en utilisant les développements suivants : $u = u_o + \varepsilon^2 u_1$ et $T = T_o + \varepsilon^2 T_1$ où T_1 vérifie les conditions d'adiabaticité $\partial T_1 / \partial z = 0$ en $z = \pm 1/2$. En introduisant ces développements dans l'équation (10) et en ne gardant que les termes à l'ordre ε^2 , on obtient :

$$\Delta_2 T_o + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} = \frac{1}{\ln(1+\delta)} \frac{\delta}{1+\delta r} u_o \quad (15)$$

Nous moyennons cette équation par rapport à la variable z pour obtenir :

$$\Delta_2 T_o - \frac{Ra M_2(\gamma)}{\ln(1+\delta)} T_o = \frac{\delta}{1+\delta r} \frac{1}{\ln(1+\delta)} \left[M_1(\gamma) \frac{\delta}{\delta r + 1} \frac{\partial p_o}{\partial \theta} + M_2(\gamma) \frac{\partial p_o}{\partial r} \right] \quad (16)$$

Contrairement au système (6)–(10) qui doit être associé à six conditions aux limites, le système d'équations (14) et (16), correspondant à l'approximation de Hele–Shaw n'a besoin que de quatre conditions aux limites au lieu de six. Celles qui sont convenables correspondent à celles du cas libre-libre ($\bar{u} = T_o = 0$ en $r = 0, 1$):

$$\frac{\delta}{1+\delta r} M_1(\gamma) \frac{\partial p_o}{\partial \theta} + M_2(\gamma) \frac{\partial p_o}{\partial r} = T_o = 0 \quad \text{en } r = 0, 1 \quad (17)$$

Les solutions de (14) et (16) sont cherchées en modes normaux : $p_o = f(r) \exp(im\theta)$ et $T_o = g(r) \exp(im\theta)$ où m est un nombre d'onde azimutale qui est ici un entier naturel. Ensuite, par souci de simplification des conditions aux limites (17) et pour rendre la nature du problème réelle et non complexe, nous introduisons le changement de variable $\Lambda(r) = im M_1(\gamma) f + \frac{1+\delta r}{\delta} M_2(\gamma) \frac{df}{dr}$. Nous obtenons ainsi :

$$\begin{cases} D_m(g) - \frac{Ra M_2(\gamma)}{\ln(1+\delta)} g = \frac{\delta^2}{(1+\delta r)^2} \frac{\Lambda}{\ln(1+\delta)} \\ D_m(\Lambda) = -\frac{(1+\delta r)^2}{\delta^2} M_2 Ra \frac{d^2 g}{dr^2} - \frac{4M_2^2 + m^2 M_1^2}{M_2} Ra g - 5Ra M_2 \frac{1+\delta r}{\delta} \frac{dg}{dr} \end{cases} \quad (18)$$

où $D_m = \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} - \frac{m^2}{r^2}$. Ce système est maintenant associé aux conditions aux limites simplifiées suivantes :

$$\Lambda = g = 0 \quad \text{pour } r = 0, 1 \quad (19)$$

3.2. Résultats numériques

La méthode de résolution consiste à transformer le problème aux valeurs propres (18), (19) en un problème aux conditions initiales [7]. Un ensemble de solutions indépendantes, satisfaisant les conditions aux limites en $r = 0$, sont construites par un schéma numérique de Runge–Kutta du quatrième ordre avec un pas de l'ordre de 0.001. Une combinaison linéaire de ces solutions satisfaisant les conditions aux limites en $r = 1$, mène à un système algébrique homogène dont les inconnus sont les coefficients d'une telle combinaison. Une condition nécessaire de l'existence de solutions non nulles est que le déterminant de ce système homogène soit nul. Ceci mène à une équation de dispersion qui peut s'écrire formellement sous la forme : $\mathfrak{S}(\delta, m, Ra, E) = 0$. Sur la Fig. 2, nous présentons l'évolution du nombre de Rayleigh critique, Ra_c , en fonction de l'inverse du nombre d'Ekman, E^{-1} , pour différentes valeurs de $\delta = \Delta R/R_1$, variant entre $\delta = 0,1$ et $\delta = 1$. On remarquera que le nombre de Rayleigh critique augmente avec E^{-1} . L'effet des forces de Coriolis sur l'instabilité convective, qui provient des forces centrifuges, est donc un effet stabilisant. Notons aussi que le nombre de Rayleigh critique croît avec δ pour un nombre d'Ekman fixé; ainsi Ra_c dépend fortement de la courbure de la cellule. Cependant le nombre d'onde critique, m_c , reste indépendant du nombre d'Ekman et ne dépend que de δ . La variation du nombre d'onde critique, en fonction de δ sera présentée dans la Section 4. Sur la Fig. 3, nous présentons l'évolution du régime multicellulaire qui se développe dans la direction radiale au fur et à mesure que le nombre d'Ekman diminue.

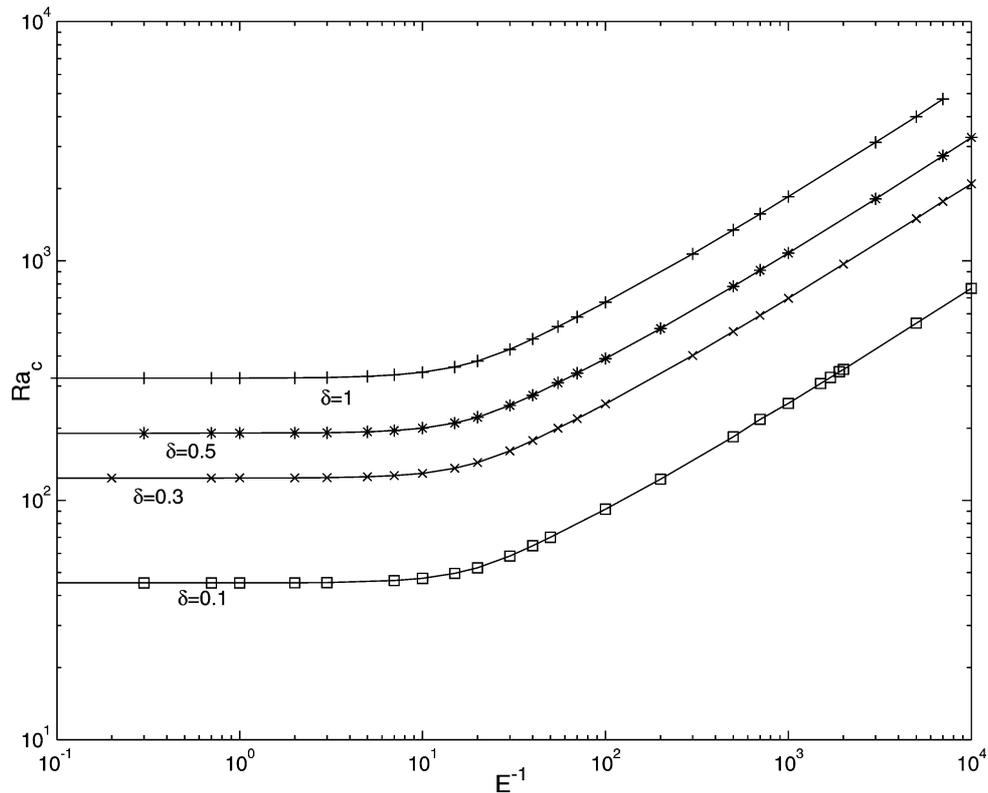


Figure 2. Variations du nombre de Rayleigh critique, Ra_c , en fonction de l'inverse du nombre d'Ekman pour différentes valeurs du paramètre de courbure δ .

Figure 2. Variations of the critical Rayleigh number, Ra_c , as a function of the inverse of the Ekman number, for different values of the curvature δ .

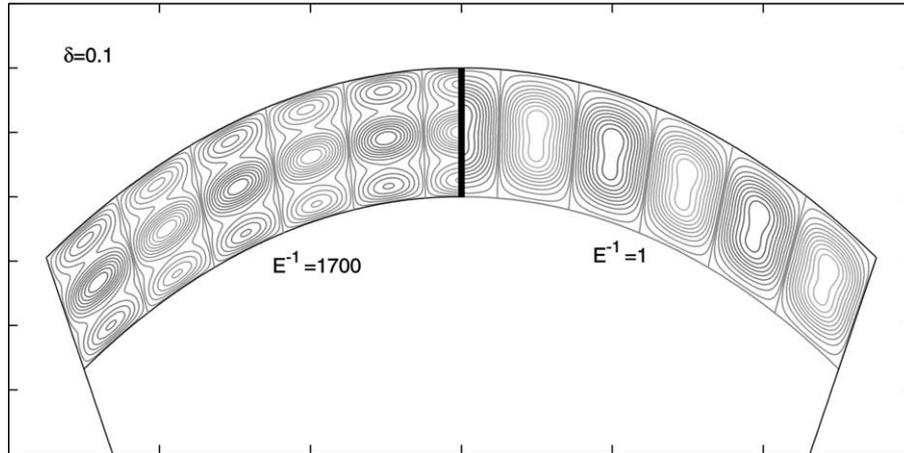


Figure 3. Organisation cellulaire pour 2 valeurs du nombre d'Ekman.

Figure 3. Cellular organisation for 2 values of the Ekman number.

4. Cas des grands nombres d'Ekman ($E \gg 1$)

Dans cette situation le champ de vitesse est développé de la façon suivante :

$$u_o = \frac{1}{2}(z^2 - z) \left[\frac{\partial p_o}{\partial r} + Ra \frac{1 + \delta r}{\delta} T_o \right] + O(\gamma^2)$$

$$v_o(z) = \frac{1}{2}(z^2 - z) \frac{\delta}{1 + \delta r} \frac{\partial p_o}{\partial \theta} + O(\gamma^2), \quad w_o = 0$$

Nous procédons à la même démarche que dans la Section 3 pour obtenir le système suivant :

$$\Delta_2 p_o = -Ra \left[2T_o + \frac{1 + \delta r}{\delta} \frac{\partial T_o}{\partial r} \right] \quad (20)$$

$$\Delta_2 T_o + \frac{Ra}{12 \ln(1 + \delta)} T_o = -\frac{1}{12 \ln(1 + \delta)} \frac{\delta}{1 + \delta r} \frac{\partial p_o}{\partial r} \quad (21)$$

La résolution de ce système, indépendant du nombre d'Ekman, s'effectue de la même manière que dans la Section 3. Sur les Fig. 4, nous présentons l'évolution du nombre de Rayleigh critique, Ra_c , et celle du nombre d'onde critique, m_c , en fonction de δ . Notons que pour de faibles valeurs de δ , une résolution analytique du système (20), (21) permet d'obtenir les nombres de Rayleigh et d'onde critiques : $Ra_c = 48\pi^2\delta$ et $m_c = \pi/\delta$.

5. Conclusion

Dans cette note nous avons fait apparaître l'influence des forces de Coriolis et du paramètre de courbure sur le seuil convectif stationnaire d'un liquide confiné en cellule de Hele–Shaw en rotation quelconque. Pour de grands nombres d'Ekman, le problème est équivalent au problème standard de la convection de Rayleigh–Bénard en cellule de Hele–Shaw annulaire, sauf qu'ici la gravité est centrifuge ; en outre pour de faibles valeurs du rayon de courbure, le nombre de Rayleigh critique est $48\delta\pi^2$. Pour un rayon de courbure fixé, nous avons montré que le nombre de Rayleigh critique augmente en fonction de l'inverse du nombre d'Ekman E^{-1} , et si le nombre d'onde reste indépendant de celui-ci, une structure radiale se manifeste par l'apparition d'un régime multicellulaire au fur et à mesure que le nombre d'Ekman diminue. Enfin, la nature de l'instabilité convective que nous avons obtenue est relative à l'ordre de grandeur du nombre de Prandtl

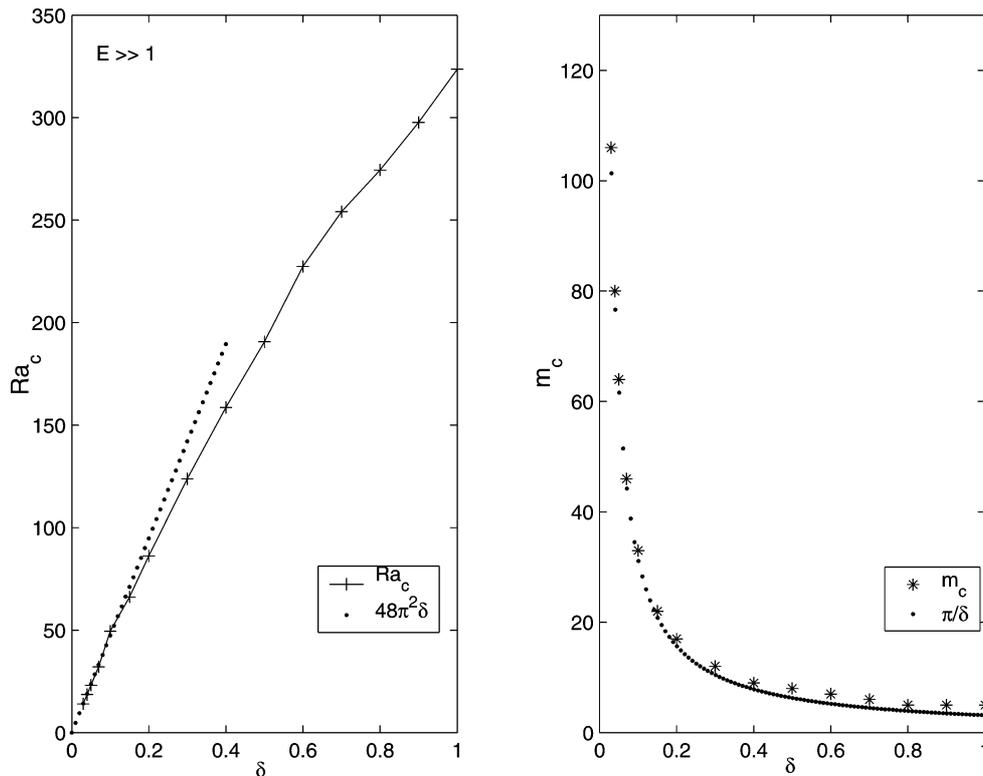


Figure 4. Variations du nombre de Rayleigh et du nombre d'onde critiques en fonction du paramètre de courbure δ .

Figure 4. Variations of the Rayleigh number and the critical wave number as functions of the curvature δ .

pour lequel nous avons opté : $Pr \simeq 1$ ou $Pr \gg 1$. Il serait donc judicieux d'étudier, par la suite, la nature de cette instabilité pour de faibles nombres de Prandtl.

Références bibliographiques

- [1] S. Chandrasekhar, in: Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford University Press, London, 1961, pp. 76–145.
- [2] J. Hermann, F.H. Busse, Stationary and time dependant convection in the rotating cylindrical annulus with modulated height, Phys. Fluids 10 (7) (1998) 1611–1620.
- [3] F.H. Busse, Asymptotic theory of convection in a rotating cylindrical annulus, J. Fluid Mech. 173 (1986) 545–556.
- [4] J. Hermann, F.H. Busse, Convection in a rotating cylindrical annulus, Part 4. Modulations and transition to chaos at low Prandtl numbers, J. Fluid Mech. 350 (1997) 209–229.
- [5] D. Pino, I. Mercader, M. Net, Thermal and inertial modes of convection in a rapidly rotating annulus, Phys. Rev. E 61 (2) (1999).
- [6] M. Souhar, S. Aniss, J.P. Brancher, Convection de Rayleigh–Bénard dans les liquides magnétiques en cellule de Hele–Shaw annulaire, Internat. J. Heat Mass Transfer 42 (1999) 61–72.
- [7] J.K. Platten, J.C. Legros, Convection in Liquids, Springer-Verlag, Heidelberg, 1984.