

# Influence de l'*acoustic streaming* sur les instabilités affectant une couche de fluide chauffée latéralement

Walid Dridi \*, Daniel Henry, Hamda BenHadid

Laboratoire de mécanique des fluides et d'acoustique, CNRS–Université de Lyon–École centrale de Lyon/Université Lyon 1/INSA de Lyon ;  
École centrale de Lyon, 36, avenue Guy-de-Collongue, 69134 Ecully cedex, France

Reçu le 3 avril 2007 ; accepté après révision le 23 avril 2009

Disponible sur Internet le 20 mai 2009

Présenté par Patrick Huerre

## Résumé

Nous étudions l'influence de l'*acoustic streaming* (et plus précisément de l'Eckart *streaming*) sur la stabilité de l'écoulement créé par le chauffage latéral d'une couche fluide entre deux plaques planes horizontales infinies (écoulement de Hadley). Dans la gamme de nombres de Prandtl considérée ( $4 \times 10^{-3} \leq Pr \leq 1$ ) et en l'absence d'*acoustic streaming*, trois types d'instabilités peuvent apparaître dans ces écoulements chauffés : des instabilités bidimensionnelles stationnaires pour les faibles nombres de Prandtl et des instabilités tridimensionnelles oscillatoires, puis stationnaires lorsque le nombre de Prandtl est plus fort. Sous l'action d'un faisceau acoustique de largeur  $H_s = 0,8$  (normalisée par rapport à la hauteur de la couche fluide), les seuils des modes bidimensionnels, qui deviennent oscillatoires, augmentent avec l'intensité acoustique (considérée à travers le paramètre  $A$ ) avant de fortement décroître pour rejoindre le seuil d'instabilité de l'écoulement acoustique pur. En ce qui concerne les modes tridimensionnels, les seuils des modes oscillatoires augmentent tandis que ceux des modes stationnaires décroissent fortement. Pour  $Pr = 0,1$ , ce comportement induit un croisement des courbes critiques de ces deux modes lorsque  $A$  est augmenté, si bien que les modes oscillatoires qui sont dominants pour les faibles valeurs de  $A$  laissent place aux modes stationnaires pour de plus fortes valeurs de  $A$ . La position de ce croisement dépend de la largeur du faisceau acoustique  $H_s$ . *Pour citer cet article : W. Dridi et al., C. R. Mécanique 337 (2009).*  
© 2009 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

## Abstract

**Influence of acoustic streaming on the instabilities appearing in a laterally heated fluid layer.** The effect of acoustic streaming (more precisely the Eckart streaming) on the linear stability of a laterally heated fluid layer confined between two horizontal infinite walls (Hadley flow) has been studied. In the considered range of Prandtl number ( $4 \times 10^{-3} \leq Pr \leq 1$ ), three types of instabilities prevail in the absence of acoustic streaming: two-dimensional stationary instabilities for low Prandtl numbers, and three-dimensional oscillatory and then stationary instabilities for higher Prandtl numbers. When an acoustic beam of width  $H_s = 0.8$  (normalized by the layer depth) is applied, the thresholds of the two-dimensional modes, which become oscillatory, increase with the acoustic intensity (monitored through the parameter  $A$ ) before strongly decreasing to reach the pure acoustic streaming instability threshold. Concerning the three-dimensional instabilities, the thresholds of the oscillatory modes increase while those of the stationary modes strongly decrease. For  $Pr = 0.1$ , these evolutions induce the crossing of the critical curves of these two modes when  $A$  is increased, so that the oscillatory modes which are dominant for small values of  $A$  are replaced by the stationary modes for larger values of  $A$ . The position of the crossing depends on the width  $H_s$  of the acoustic beam.

\* Auteur correspondant.

Adresses e-mail : [walid.dridi@ec-lyon.fr](mailto:walid.dridi@ec-lyon.fr) (W. Dridi), [daniel.henry@ec-lyon.fr](mailto:daniel.henry@ec-lyon.fr) (D. Henry), [hamda.benhadid@univ-lyon1.fr](mailto:hamda.benhadid@univ-lyon1.fr) (H. BenHadid).

To cite this article: W. Dridi et al., C. R. Mecanique 337 (2009).

© 2009 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Mécanique des fluides numérique ; Stabilité ; Convection naturelle ; Acoustic streaming

Keywords: Computational fluid mechanics; Stability; Buoyant flow; Acoustic streaming

## Abridged English version

We consider an incompressible, Newtonian fluid in a layer of thickness  $H$  between two infinite horizontal walls. This layer is subject to a horizontal temperature gradient  $\nabla \tilde{T}$  along  $x$  and to a constant radiation pressure caused by an ultrasonic beam applied in the same direction (Eckart streaming). The dimensionless equations of the problem are given by (1)–(3). In these equations,  $Gr$  is the Grashof number ( $Gr = g\beta\nabla\tilde{T}H^4/\nu^2$ ),  $Pr$  is the Prandtl number ( $Pr = \nu/\kappa$ ), and  $A$  is an acoustic parameter defined as  $A = \alpha u_{ac}^2 H^3/\nu^2$ , where  $\alpha$  is the acoustic absorption coefficient and  $u_{ac}$  is the amplitude of the acoustic velocity oscillation. In our study, the layer is considered as infinite in both longitudinal  $x$  and transverse  $y$  directions, and a stationary parallel flow solution only depending on the vertical coordinate  $z$  can be found. The temperature profiles induced by this parallel flow are emphasized in Fig. 1. The linear stability analysis of this flow is then performed, which leads to an eigenvalue problem for the perturbations considered as normal modes in both horizontal  $x$  and  $y$  directions. The first results presented in Fig. 2 concern the effect of acoustic streaming on the different instabilities appearing for a Prandtl number between  $4 \times 10^{-3}$  and 1, i.e. the two-dimensional stationary instabilities which dominate for small  $Pr$  values, and the three-dimensional oscillatory and stationary instabilities which successively prevail when  $Pr$  is further increased. An acoustic beam of normalized width  $H_s = 0.8$  is considered, with two intensities corresponding to  $A = 5 \times 10^4$  and  $10^5$ . The two-dimensional instabilities become oscillatory when the acoustic beam is applied, and the threshold, which is increased for  $A = 5 \times 10^4$ , then disappears for  $A = 10^5$  as this value is above the critical threshold  $A_c$  for pure acoustic streaming. Concerning the three-dimensional instabilities, the two types of instabilities evolve differently when the acoustic beam is applied. The thresholds of the stationary instabilities strongly decrease while those of the oscillatory instabilities increase. These evolutions, which are more precisely shown in Fig. 3(a) for  $Pr = 0.1$ , lead to the crossing of the critical curves and thus to a change in the dominant three-dimensional instability. The oscillatory instabilities are found to be dominant for small values of  $A$  whereas the stationary instabilities will prevail for larger values of  $A$ . As shown in Fig. 3(b), the transition depends on the beam width  $H_s$ , occurring for smaller  $A$  when  $H_s$  is decreased from 0.8 to 0.3.

## 1. Introduction

Les écoulements générés par le chauffage latéral d'un fluide sont largement étudiés dans la littérature en raison de leur intérêt dans des situations diverses du domaine de l'industrie (croissance cristalline, soudage, refroidissement de composants électroniques, de réacteurs nucléaires), de l'habitat ou de l'environnement. Une configuration simple représentative de ce type d'écoulements est le cas d'un fluide entre deux plaques planes infinies soumis à un gradient de température horizontal (écoulement de Hadley). Les premières études de stabilité concernant cette configuration ont été menées par Hart [1]. Laure et Roux [2] et Gershuni et al. [3] ont ensuite complété ces résultats. Leurs études montrent qu'il existe essentiellement trois types d'instabilités : les instabilités stationnaires correspondant à des modes normaux se développant dans la direction de l'écoulement (instabilités dites également bidimensionnelles) qui sont dues au cisaillement dans l'écoulement de base, et les instabilités correspondant à des modes normaux se développant dans la direction transverse à l'écoulement (instabilités dites également tridimensionnelles). Ces dernières instabilités sont de deux types : des instabilités stationnaires dues à la stratification instable en température qui apparaît dans les zones proches des parois de la cavité, et des instabilités oscillatoires qui correspondent à des paires d'ondes progressives se développant dans la direction transverse  $y$ . Le domaine d'existence de ces instabilités dépend essentiellement du nombre de Prandtl.

Un des objectifs des études sur ces fluides différentiellement chauffés est de contrôler les instabilités qui s'y développent, c'est-à-dire retarder, voire éviter leur apparition. Un des moyens préconisés dans le cas des fluides électriquement conducteurs est l'utilisation d'un champ magnétique. Kaddeche et al. [4–6] ont ainsi montré que, pour l'écoulement de Hadley, l'application d'un champ magnétique permet de stabiliser à la fois les instabilités bidimen-

sionnelles et les instabilités tridimensionnelles. L'application d'un champ acoustique ultrasons, qui peut agir sur tout type de fluide, peut également être un moyen de contrôler ces instabilités. En effet, il est bien connu qu'en appliquant un faisceau acoustique ultrasons dans un volume fluide on peut y générer un écoulement stationnaire connu sous le nom d'Eckart streaming [7]. Cet écoulement peut fortement modifier la structure des écoulements convectifs et ainsi conduire à des changements importants dans la stabilité de ces écoulements [8]. Des études expérimentales sur l'effet des ondes acoustiques lors de l'élaboration de mono-cristaux par solidification dirigée, ont été menées par Kozhemyakin et al. [9] dans le cas de la configuration de Czochralski. Ces études ont montré un effet bénéfique de l'application des ondes acoustiques à haute fréquence : les ondes acoustiques sont capables de réduire, voire d'éliminer, les striations dans les mono-cristaux obtenus par solidification dirigée. Kozhemyakin [10] a aussi étudié l'effet des ondes acoustiques sur les écoulements convectifs générés dans une configuration Czochralski modèle utilisant de l'eau pure qui possède pratiquement les mêmes propriétés que le bain fondu d'InSb. Un effet de stabilisation des écoulements convectifs a été constaté lors de cette expérience, et cet effet est attribué à la formation d'ondes stationnaires entre le guide d'onde et l'interface de croissance du cristal qui lui fait face.

L'objectif de notre travail est d'étudier l'influence de l'Eckart streaming sur les différentes instabilités pouvant affecter l'écoulement de Hadley. Pour cela nous considérons dans un premier temps un champ acoustique généré par une source ultrasons de dimension égale à  $H_s = 0,8$  (valeur adimensionnée par la hauteur) et nous déterminons son effet sur les différents seuils de stabilité, sur une large gamme de valeurs du nombre de Prandtl ( $4 \times 10^{-3} \leq Pr \leq 1$ ) couvrant une large gamme de fluides. Dans un deuxième temps, pour une valeur fixe du nombre de Prandtl,  $Pr = 0,1$ , nous analysons plus finement l'effet du champ acoustique sur les instabilités tridimensionnelles pour différentes dimensions de la source ultrasons.

## 2. Modélisation et équations

### 2.1. Équations de base

Nous considérons une couche fluide incompressible d'épaisseur  $H$  contenue entre deux plaques planes infinies horizontales. Cette couche fluide est soumise à un gradient de température horizontal  $\nabla \tilde{T}$  et à un faisceau d'ondes ultrasons de largeur  $H_b < H$ , centré dans l'épaisseur de la couche et se propageant dans la direction horizontale  $x$ . Le fluide est considéré comme Newtonien, de viscosité cinématique  $\nu$  et de diffusivité thermique  $\kappa$  constantes. En se basant sur l'approximation de Boussinesq, la densité du fluide est considérée comme constante, sauf dans le terme de gravité où elle varie linéairement avec la température ( $\rho = \rho_0(1 - \beta(\tilde{T} - \tilde{T}_0))$ , avec  $\tilde{T}_0$  la température de référence et  $\beta$  le coefficient d'expansion thermique). Nous considérons une onde plane progressive qui se propage en s'atténuant dans la direction  $x$  positive. L'atténuation de l'onde acoustique dans le milieu fluide visqueux, dû à la dissipation de l'énergie acoustique dans le fluide, génère une force volumique  $F$  de composantes  $F_j = -\partial(\rho_0 \overline{u'_j u'_j})/\partial x_i$  où les  $u'_j$  sont les vitesses de fluctuation des particules fluides au passage de l'onde acoustique et le trait de surliignement désigne la moyenne temporelle. Dans le cas d'une onde plane se propageant dans la direction  $x$ , la force acoustique  $F$ , orientée selon  $x$  se simplifie en donnant  $F = \rho_0 \alpha u_{ac}^2 e^{-2\alpha x}$ , où  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation de l'onde acoustique et  $u_{ac}$  est l'amplitude des fluctuations de vitesse. On considère enfin que l'atténuation de l'onde reste faible et que la force peut s'écrire  $F = \rho_0 \alpha u_{ac}^2$ . Cette force constante s'exerce à l'intérieur du faisceau acoustique et est caractérisée dans les équations de Navier–Stokes adimensionnées par le paramètre  $A$ . En utilisant  $H$ ,  $H^2/\nu$ ,  $\nu/H$ ,  $\rho_0 \nu^2/H^2$  et  $\nabla \tilde{T} H$  comme quantités de référence pour respectivement les longueurs, le temps, la vitesse, la pression et la température, les équations de base adimensionnées s'écrivent alors :

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + \nabla^2 \mathbf{V} + Gr T \mathbf{e}_z + A \delta_b \mathbf{e}_x \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla T) = \frac{1}{Pr} \nabla^2 T \quad (3)$$

avec  $\mathbf{V} = (U, V, W)$ . Les paramètres du problème sont le nombre de Grashof  $Gr = g\beta \nabla \tilde{T} H^4/\nu^2$ , le nombre de Prandtl  $Pr = \nu/\kappa$  et le paramètre acoustique  $A = \alpha u_{ac}^2 H^3/\nu^2$ .  $\delta_b$  est une fonction de la coordonnée verticale  $z$  et vaut 1 à l'intérieur du faisceau d'ondes ultrasons et 0 en dehors. La largeur adimensionnée du faisceau est notée

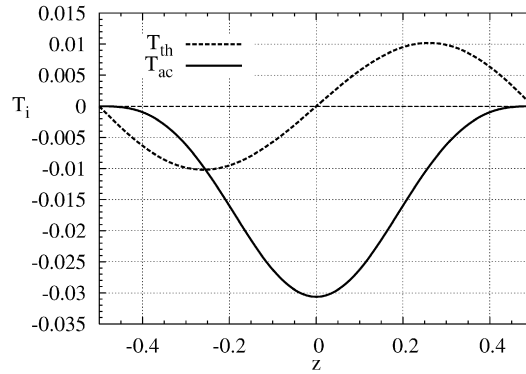


Fig. 1. Profil de température  $T_{th}$  dû au transport par l'écoulement généré par le gradient de température  $U_{th}$  pour  $Gr = 500$ , et profil de température  $T_{ac}$  dû au transport par l'écoulement généré par les ondes ultrasons  $U_{ac}$  pour  $A = 1000$  et  $H_s = 0,3$  ( $Pr = 0,1$ ).

Fig. 1. Temperature profile  $T_{th}$  due to the transport by the buoyant flow  $U_{th}$  for  $Gr = 500$ , and temperature profile  $T_{ac}$  due to the transport by acoustic streaming  $U_{ac}$  for  $A = 1000$  and  $H_s = 0.3$  ( $Pr = 0.1$ ).

$H_s = (H_b/H)$ . Les conditions aux limites au niveau des plaques horizontales (situées à  $z = -1/2$  et  $z = 1/2$ ) sont des conditions d'adhérence pour la vitesse et des conditions parfaitement conductrices pour la température.

La résolution des équations (1)–(3) dans le cas de la couche d'extension horizontale infinie permet d'obtenir des solutions analytiques d'écoulement parallèle ne dépendant que de la coordonnée verticale  $z$ . Ces solutions sont données par Dridi et al. [8]. Le profil de vitesse  $U_{th}$  dû au seul gradient de température est le profil classique correspondant à une cubique avec un point d'inflexion au centre de la couche. Le profil dû au champ acoustique  $U_{ac}$  est symétrique par rapport au centre de la couche avec une vitesse positive dans la zone où agit le faisceau acoustique, et une vitesse de retour négative le long des parois. Enfin, les profils dûs à l'influence combinée du champ acoustique et du gradient de température sont plus complexes et ne présentent plus de symétries. Le profil de température donné par Dridi et al. [8] peut être présenté sous la forme suivante :  $T_0 = x + T_{th} + T_{ac} = x + GrPr\tau_{th} + APr\tau_{ac}$ . Dans le cas des parois parfaitement conductrices pour la température, ce qui correspond à  $T_0(x, z = \pm 1/2) = x$  et donc à  $\tau_{ac}(z = \pm 1/2) = 0$  et  $\tau_{th}(z = \pm 1/2) = 0$ , le terme  $\tau_{th}(z)$  généré par  $U_{th}$  est donné par :

$$\tau_{th}(z) = \frac{1}{5760}(48z^5 - 40z^3 + 7z)$$

Le terme  $\tau_{ac}(z)$  généré par  $U_{ac}$  est donné par :

$$\tau_{ac}(z) = -\frac{H_s}{96}(z + 0.5)^3[2(H_s^2 - 3)z - (3H_s^2 - 1)] \quad \text{pour } -1/2 \leq z \leq -H_s/2$$

$$\tau_{ac}(z) = -\frac{1}{192}(H_s - 1)^2[4(H_s + 2)z^4 - 6H_s z^2 + H_s(2H_s + 1)/4] \quad \text{pour } -H_s/2 \leq z \leq H_s/2$$

$$\tau_{ac}(z) = -\frac{H_s}{96}(z - 0.5)^3[2(H_s^2 - 3)z + (3H_s^2 - 1)] \quad \text{pour } H_s/2 \leq z \leq 1/2$$

Le profil de température sans acoustic streaming  $T_{th}$  est donné sur la Fig. 1. Deux zones de stratification inverse apparaissent au voisinage des parois et une large zone de stratification stable est présente au centre de la couche. Dans le cas de fortes valeurs de  $A$ , l'acoustic streaming devient dominant et le profil de température présente alors une zone de stratification inverse s'étendant sur pratiquement toute la moitié inférieure de la couche, ce qui est illustré par le profil de  $T_{ac}$  donné sur la Fig. 1.

### 2.2. Stabilité linéaire

On cherche à déterminer la stabilité linéaire de l'écoulement de base induit dans la couche par l'action combinée du gradient de température longitudinal et des ondes ultrasons. Pour cela, nous développons la solution du problème (1)–(3) sous la forme de petites perturbations  $\mathbf{v}, p, \theta$  autour de l'état de base. Après expression des perturbations en modes normaux :

$$(\mathbf{v}, p, \theta) = (\mathbf{v}, p, \theta)(z)e^{i(hx+ky)+st}$$

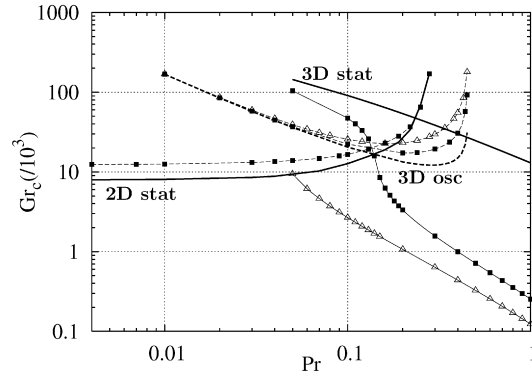


Fig. 2. Variation des seuils critiques  $Gr_c$  en fonction de  $Pr$  pour les instabilités 2D stationnaires, 3D stationnaires et 3D oscillatoires pour différentes valeurs de  $A$  ( $A = 0$  (courbes en trait fort sans symbole),  $5 \times 10^4$  (carrés) et  $10^5$  (triangles)) ( $H_s = 0,8$ ). Les courbes en traits continus indiquent des seuils stationnaires et les courbes en traits discontinus des seuils oscillatoires.

Fig. 2. Variation of the thresholds  $Gr_c$  as a function of  $Pr$  for 2D stationary, 3D stationary and 3D oscillatory instabilities for different values of  $A$  ( $A = 0$  (thick curves without symbols),  $5 \times 10^4$  (squares) and  $10^5$  (triangles)) ( $H_s = 0,8$ ). The solid curves denote stationary thresholds and the dashed curves oscillatory thresholds.

où  $h$  et  $k$  sont les nombres d'onde dans les directions longitudinales  $x$  et transverses  $y$ , on obtient un système linéaire aux valeurs propres complexes  $s = \sigma + i\omega$  qui est résolu par une méthode spectrale Tau Chebyshev (des précisions sur la méthode sont données dans [4] et [8]). Les seuils de stabilité correspondent aux valeurs du nombre de Grashof pour lesquelles une valeur propre est marginale (partie réelle  $\sigma$  nulle) tandis que les autres valeurs propres ont des parties réelles négatives, mais ces seuils sont ensuite minimisés en fonction des nombres d'onde  $h$  et  $k$  pour obtenir le seuil critique  $Gr_c$ .

L'intérêt principal de ce travail est d'étudier l'effet de l'acoustic streaming sur les seuils de stabilité linéaire correspondant aux différents modes déstabilisant une couche fluide chauffée latéralement sur le domaine des nombres de Prandtl entre  $4 \times 10^{-3}$  et 1. Dans un deuxième temps, pour une valeur du nombre de Prandtl fixée,  $Pr = 0,1$ , nous étudierons plus en détail l'évolution des instabilités tridimensionnelles avec le paramètre acoustique  $A$ .

### 3. Résultats et discussion

La figure 2 présente les courbes de stabilité neutre obtenues pour des écoulements générés par l'effet combiné d'un gradient horizontal de température et d'un faisceau d'ondes ultrasons de largeur  $H_s = 0,8$ . Ces résultats couvrent une large gamme de valeurs du nombre de Prandtl ( $4 \times 10^{-3} \leq Pr \leq 1$ ) et concernent les trois instabilités déjà mentionnées dans la littérature [2]. Ils montrent clairement l'influence des ondes ultrasons sur, d'une part, les seuils d'apparition des instabilités et, d'autre part, sur la nature de ces instabilités. Les courbes en traits forts sans symboles présentent les seuils pour le cas thermique pur ( $A = 0$ ). Pour les faibles valeurs du nombre de Prandtl ( $Pr \leq 0,15$ ), ce sont les modes bidimensionnels stationnaires ( $k = 0, h \neq 0$  et  $\omega = 0$ ) qui prédominent. Ces modes correspondent à des cellules convectives marginales d'axe perpendiculaire au plan de l'écoulement de base (plan  $xoz$ ). Pour ces modes,  $Gr_c$  augmente avec le nombre de Prandtl, mais cette variation ne devient sensible qu'au delà de  $Pr = 0,03$ , puis forte au delà de  $Pr = 0,1$ . Pour les valeurs de nombre de Prandtl plus importantes ( $Pr \geq 0,15$ ), ce sont des instabilités tridimensionnelles ( $h = 0, k \neq 0$ ) qui prédominent, des instabilités oscillatoires ( $\omega \neq 0$ ) pour  $0,15 < Pr < 0,46$  et des instabilités stationnaires ( $\omega = 0$ ) pour  $Pr \geq 0,46$ . Ces modes correspondent à des cellules convectives marginales d'axe parallèle à l'écoulement de base. Les seuils de l'instabilité oscillatoire décroissent, puis croissent lorsque  $Pr$  est augmenté (avec un minimum pour  $Pr \approx 0,3$ ), tandis que les seuils de l'instabilité stationnaire décroissent sur tout le domaine de  $Pr$  considéré.

L'effet du champ acoustique sur ces seuils critiques est présenté sur la Fig. 2 pour deux valeurs du paramètre acoustique,  $A = 5 \times 10^4$  (courbes avec des carrés) et  $A = 10^5$  (courbes avec des triangles). Pour les instabilités bidimensionnelles, l'application d'un champ acoustique avec  $A = 5 \times 10^4$  provoque une augmentation des seuils critiques sur un large domaine de  $Pr$  ( $Pr \leq 0,2$ ), mais cette augmentation diminue progressivement avec l'augmentation de  $Pr$ . De plus, ces seuils de stabilité, initialement stationnaires dans le cas thermique pur ( $A = 0$ ), changent de nature et de-

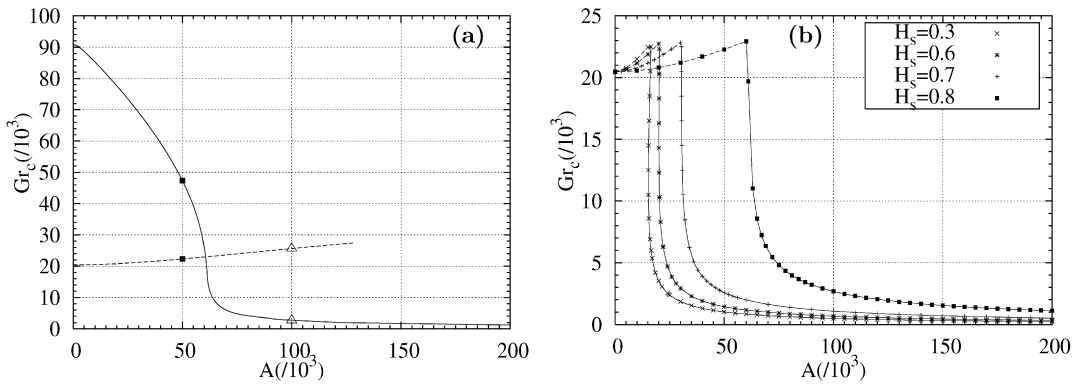


Fig. 3. Variation des seuils critiques  $Gr_c$  en fonction de  $A$  pour les instabilités 3D et  $Pr = 0,1$  : (a) Détail de la variation des seuils 3D stationnaires et 3D oscillatoires pour  $H_s = 0,8$ ; (b) Variation des seuils 3D les plus critiques pour différentes valeurs de  $H_s$ . Les courbes en traits continus indiquent des seuils stationnaires et les courbes en traits discontinus des seuils oscillatoires.

Fig. 3. Variation of the thresholds  $Gr_c$  as a function of  $A$  for the 3D instabilities and  $Pr = 0.1$ : (a) Details on the variation of 3D stationary and 3D oscillatory thresholds for  $H_s = 0.8$ ; (b) Variation of the more critical thresholds for different values of  $H_s$ . The solid curves denote stationary thresholds and the dashed curves oscillatory thresholds.

viennent oscillatoires en présence d'onde acoustique. Lorsque  $A$  est encore augmenté, les seuils se mettent à décroître et la courbe critique finit par couper l'axe  $Gr = 0$  à  $A_c = 82\,647$ , ce qui correspond à la valeur critique du seuil de stabilité dans le cas acoustique pur [8]. Cela explique pourquoi il n'y a pas de seuils de stabilité pour les modes bi-dimensionnels pour  $A = 10^5$ . Cette instabilité, d'origine hydrodynamique, passe d'une instabilité due au cisaillement au centre de la couche fluide dans le cas thermique pur à une instabilité due aux deux zones de cisaillement situées aux bords du jet acoustique dans le cas acoustique pur.

La Fig. 2 montre également que les seuils d'instabilités tridimensionnelles sont différemment affectés par l'action des ondes acoustiques. Lorsqu'on augmente le paramètre acoustique  $A$ , les seuils stationnaires décroissent tandis que les seuils oscillatoires croissent. De plus, la décroissance des seuils stationnaires est beaucoup plus marquée que la croissance des seuils oscillatoires. L'influence des ondes acoustiques sur les seuils des modes oscillatoires est d'ailleurs pratiquement négligeable pour les faibles valeurs du nombre de Prandtl ( $Pr \leq 0,05$ ). Lorsque  $A$  est augmenté, la forte décroissance des seuils stationnaires combinée à la croissance des seuils oscillatoires fait que les seuils stationnaires deviennent les plus critiques sur une plage de valeurs du nombre de Prandtl qui s'élargit de plus en plus vers les valeurs les plus faibles de  $Pr$  où les modes oscillatoires étaient dominants pour  $A = 0$ . Un exemple de ce comportement est illustré sur la Fig. 3(a) pour  $Pr = 0,1$ . Sur cette figure où sont données les variations des seuils tridimensionnelles stationnaires (en trait continu) et oscillatoires (en trait discontinu) en fonction du paramètre acoustique  $A$ , on constate que pour les faibles valeurs de  $A$ , ce sont les seuils oscillatoires, légèrement croissants, qui sont les plus critiques. Les seuils stationnaires, pourtant fort élevés pour  $A = 0$ , décroissent fortement avec l'augmentation de  $A$  et deviennent les plus critiques au delà d'une certaine valeur de  $A$  qui peut être estimée autour de  $60\,000$  pour  $Pr = 0,1$  et  $H_s = 0,8$ . Pour les fortes valeurs de  $A$ , c'est une décroissance asymptotique en  $1/A$  qui est observée.

Les fortes variations des seuils observées pour les instabilités tridimensionnelles stationnaires en présence d'un champ acoustique sont essentiellement liées aux modifications dans le profil thermique en présence des ondes ultrasons. Pour les faibles valeurs de  $A$ , la zone de stratification stable au milieu de la couche fluide se déplace légèrement vers le haut de la couche fluide, ce qui entraîne une brisure de la symétrie. Les deux zones de stratification inverse se dissymétrisent donc et l'instabilité tridimensionnelle stationnaire ne se développe plus que dans la zone en bas de couche (le développement dans la zone en haut de couche nécessite une valeur de  $Gr_c$  plus grande). Avec l'augmentation de  $A$ , cette zone de stratification inverse en bas de couche va s'élargir. Et lorsque  $A$  dépasse la valeur de forte variation des seuils autour de  $A = 60\,000$ , les profils de base deviennent des profils dominés par les effets acoustiques et le champ thermique présente alors une stratification inverse s'étendant sur pratiquement toute la moitié inférieure de la couche (Fig. 1). Par la suite ce n'est plus l'étendue de cette zone de stratification inverse qui progresse, mais l'intensité de cette stratification qui croît linéairement avec  $A$  entraînant une forte baisse de  $Gr_c$  avec un comportement asymptotique en  $1/A$ .

Le croisement des seuils tridimensionnels oscillatoires et stationnaires est précisé sur la Fig. 3(b) pour  $Pr = 0,1$  et différentes largeurs de la source acoustique  $H_s$ . Cette figure ne donne pour chaque cas que les seuils les plus critiques. Les seuils oscillatoires (en trait discontinu) sont dominants, comme attendu, pour les faibles valeurs de  $A$ . Ces seuils augmentent avec  $A$  pour toutes les valeurs de  $H_s$  étudiées, confirmant dans tous ces cas l'effet stabilisant de l'acoustic streaming sur ces modes oscillatoires. Au delà d'une certaine valeur de  $A$ , ce sont les seuils stationnaires (en trait continu) qui deviennent dominants; avec l'augmentation de  $A$ , ces seuils décroissent très fortement, puis tendent asymptotiquement vers zéro, indiquant la stabilité de l'écoulement d'origine purement acoustique ( $Gr = 0$ ) vis à vis des instabilités tridimensionnelles. Notons que la valeur de  $A$  à laquelle a lieu la transition entre les deux types d'instabilités, augmente avec  $H_s$  (pour  $H_s$  entre 0,3 et 0,8), si bien que la forte décroissance des seuils liée à l'instabilité stationnaire apparaît d'autant plus tôt que la largeur de source  $H_s$  est faible. Par contre, les valeurs de  $Gr_c$  correspondant à la transition dépendent peu de  $H_s$  et sont autour de 23 000.

## Références

- [1] J.E. Hart, Stability of thin non-rotating Hadley circulations, *J. Atmos. Sci.* 29 (1972) 687.
- [2] P. Laure, B. Roux, Linear and non-linear analysis of the Hadley circulation, *J. Cryst. Growth* 97 (1989) 226.
- [3] G.Z. Gershuni, P. Laure, V.M. Myznikov, B. Roux, E.M. Zhukhovitsky, On the stability of plane-parallel advective flows in long horizontal layers, *Microgravity Q.* 2 (3) (1992) 141.
- [4] S. Kaddeche, D. Henry, H. BenHadid, Magnetic stabilization of the buoyant convection between infinite horizontal walls with a horizontal temperature gradient, *J. Fluid Mech.* 480 (2003) 185.
- [5] S. Kaddeche, D. Henry, T. Putelat, H. BenHadid, Instabilities in liquid metals controlled by constant magnetic field. Part I: Vertical magnetic field, *J. Cryst. Growth* 242 (2002) 491.
- [6] S. Kaddeche, H. BenHadid, T. Putelat, D. Henry, Instabilities in liquid metals controlled by constant magnetic field. Part II: Horizontal magnetic field, *J. Cryst. Growth* 242 (2002) 501.
- [7] C. Eckart, Vortices and streams caused by sound waves, *Phys. Rev.* 73 (1) (1948) 68.
- [8] W. Dridi, D. Henry, H. BenHadid, Influence de l'acoustic streaming sur la stabilité d'une couche de fluide isotherme ou chauffée latéralement, *C. R. Mecanique* 335 (2007) 175.
- [9] G.N. Kozhemyakin, L.V. Zolkina, M.A. Rom, Influence of ultrasound on the growth striations and electrophysical properties of  $Ga_xIn_{1-x}Sb$  single crystals, *Solid-State Electronics* 51 (2007) 820.
- [10] G.N. Kozhemyakin, Imaging of convection in a Czochralski crucible under ultrasound waves, *J. Cryst. Growth* 257 (2003) 237.