



Microgravité et Transferts/Contrôle

L'effet des vibrations sur la matière inhomogène : quelques études en apesanteur

Daniel Beysens^{a,b}

^a ESEME, Service des basses températures, CEA-Grenoble, France

^b ESEME, ICMCB, 87, avenue du Dr. A. Schweitzer, 33608 Pessac cedex, France

Disponible sur Internet le 12 avril 2004

Résumé

Les vibrations induisent des gradients de vitesse dans un milieu où la densité est inhomogène. L'absence d'accélération terrestre simplifie les nombreux comportements qui en découlent. Ainsi, dans les *milieux granulaires*, une paroi vibrante thermalise par choc les particules. Suivant la densité volumique de celles-ci, on peut observer une résonance à une particule, un gaz (de Knudsen), des clusters « solides ». Dans les *milieux fluides*, et plus particulièrement près d'un point critique liquide–vapeur, des vibrations de « haute fréquence » peuvent induire des écoulements moyens à grande échelle, sous gradient thermique ou lors d'une transition liquide–solide ou liquide–gaz. **Pour citer cet article : D. Beysens, C. R. Mecanique 332 (2004).**
© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

The effects of vibrations on inhomogeneous matter: some studies in weightlessness. Vibrations induce velocity gradients in a density-inhomogeneous medium. The absence of earth gravity simplifies the various behaviors resulting from this situation. In granular media, a vibrating wall thermalizes the particles by means of collisions. According to the particle density, various behaviours can be observed: resonance with a single particle, (Knudsen) gas, 'solid' clusters. In fluids, quite interesting phenomena are related with 'high frequency' vibrations. Large-scale mean flows appear, which can generate various phenomena, especially near a liquid–vapour critical point: thermovibrational convection, modifications of the dynamics of liquid–solid or liquid–gas transitions. **To cite this article: D. Beysens, C. R. Mecanique 332 (2004).**
© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Milieux granulaires ; Phénomènes vibratoires ; Point critique liquide–gaz

Keywords: Granular media; Vibrational phenomena; Liquid–gas critical point

Abridged English version

The influence of vibrations on an inhomogeneous medium results in differences in speed ΔV corresponding to differences in density. The inhomogeneous media, to be considered here consist only of granular matter and

Adresse e-mail : dbeysens@cea.fr (D. Beysens).

multiphase liquid–gas–solids systems. In addition, one will restrain the review to linearly polarized sinusoidal vibrations, $X = a \sin \omega t$, where ω is the angular frequency and a the amplitude ($f = 2\pi/\omega$ is frequency).

With regard to *granular matter*, a vibrating wall gives a speed – and thus a temperature – to the particles, which interact then by collisions. According to the particle density, very different behavior can be observed: resonance, for a particle without interactions with its neighbors, a ‘gas’ state when the density increases – and thus the interactions by collisions (it is the Knudsen gas where the mean free path of the particles is larger than the sample), and for still greater densities, a ‘solid’ state (formation of clusters).

In *fluid systems*, a particularly interesting class of phenomena relates to the vibrations of ‘high frequency’, i.e., with a period shorter than the characteristic hydrodynamic times of the fluid. Large scale average flows are then superimposed on motions of lower amplitude that are in phase with the vibrations. These flows correspond to the non-linearities of the system, whose simplest illustration is the appearance of a difference in Bernoulli pressure $\Delta P \sim (\Delta V)^2$. This difference in pressure directs the heterogeneities perpendicularly to the direction of vibration, a general result for this class of phenomena. The heterogeneity of density can be the result of various situations: thermal gradients, where the effect of vibration on a single phase heated fluid is expressed by a vibrational Rayleigh number, the presence of a different phase (solid or fluid) where the vibration can strongly modify the dynamics of the liquid–solid or liquid–gas transitions. All these behaviors are enhanced near the liquid–gas critical point, in relation to the critical slowing of the heat transport and the divergence (or convergence) of some thermodynamic parameters.

The absence of terrestrial gravity obviously simplifies the many behaviors that arise from the effect of vibrations. The large scale flows due to sedimentation and thermogravitational convection are removed.

1. Introduction

L’influence des vibrations sur un milieu inhomogène se traduit par des différences de vitesse ΔV correspondant aux différences de densité. Comme milieu inhomogène, on considérera ici uniquement les milieux granulaires et les systèmes multiphasiques liquide–gaz–solide. D’autre part, on se cantonnera aux vibrations sinusoïdales polarisées rectilignement, du type $X = a \sin \omega t$, où ω est la fréquence angulaire et a l’amplitude ($f = 2\pi/\omega$ est la fréquence).

En ce qui concerne les *milieux granulaires*, une paroi vibrante procure une vitesse – et donc une température – aux particules, qui interagissent alors par choc. Suivant la densité de celles-ci, des comportements très différents peuvent être observés : résonance pour une particule sans interactions avec ses voisines, état « gazeux » quand la densité augmente – et donc les interactions par chocs (c’est le gaz de Knudsen où le libre parcours moyen des particules est plus grand que l’échantillon), et pour de plus grandes densités encore, état « solide » (formation de clusters).

Dans les *milieux fluides*, une classe de phénomènes particulièrement intéressante concerne les vibrations de « haute fréquence », c’est-à-dire de période plus courte que les temps hydrodynamiques caractéristiques du fluide. Des écoulements moyens à grande échelle se superposent alors aux mouvements de moindre amplitude en phase avec la vibration. Ces écoulements correspondent aux non-linéarités du système, dont l’illustration la plus simple est l’apparition d’une différence de pression de Bernoulli $\Delta P \sim (\Delta V)^2$. Cette différence de pression dirige les hétérogénéités *perpendiculairement* à la direction de vibration, un résultat général pour cette classe de phénomènes. L’hétérogénéité de densité peut être le résultat de situations variées : gradients thermiques, où l’effet d’une vibration sur un fluide monophasique chauffé s’exprime par un nombre de Rayleigh vibrationnel ; présence d’une phase différente (solide ou fluide) où la vibration peut fortement modifier la dynamique des transitions liquide–solide ou liquide–gaz. Tous ces comportements sont exacerbés près du point critique liquide–gaz, en relation avec le ralentissement critique du transport de la chaleur et avec la divergence ou convergence de certains paramètres thermodynamiques.

L'absence de gravité terrestre simplifie bien évidemment les nombreux comportements qui découlent de l'effet des vibrations. Les écoulements à grande portée dus à la sédimentation et la convection thermogravitationnelle sont en effet supprimés.

2. Matière granulaire

Les milieux granulaires ont été étudiés depuis longtemps dans diverses applications industrielles mais n'ont suscité que récemment l'attention des physiciens. Les milieux granulaires possèdent un éventail de comportements similaires aux solides, liquides et gaz, selon le couplage dynamique des particules avec le milieu environnant et l'intensité de l'excitation mécanique. Le découplage dynamique entre les particules et le milieu environnant est réalisé en plongeant les particules dans un fluide de faible densité à basse pression, comme l'air à la pression atmosphérique (ou même le vide). Dans un tel fluide, les particules solides peuvent être considérées entre chaque collision comme des corps isolés. Une des propriétés les plus intéressantes de telles particules concerne la nature *dissipative* des interactions particule-particule (collisions non élastiques). Les techniques et les résultats usuels de la mécanique statistique peuvent alors être employés pour analyser la thermo-statistique de ce gaz dissipatif.

2.1. Gravité réduite pour matière granulaire

D'un point de vue expérimental, afin d'étudier les propriétés à l'équilibre du « gaz », il est nécessaire d'apporter une quantité constante d'énergie cinétique afin d'équilibrer les pertes dissipatives. Les vibrations mécaniques sont une manière commode de garder constante la température de ce gaz macroscopique. Sur terre, l'énergie des particules dépend de leur position dans la direction verticale, et la stratification se produit à tous les niveaux de vibration. L'observation d'une « transition de phase » dans les milieux granulaires est donc incertaine et les tests expérimentaux des prévisions théoriques, problématiques. Bien qu'il soit possible d'immerger les particules dans un liquide de densité comparable, ceci induit un couplage dynamique fort entre les particules et le fluide, menant à un comportement « liquide » du milieu granulaire.

2.2. La particule sans interaction

Une seule sphère est mise dans un cylindre vertical transparent fermé sur le dessus par un capteur de force fixe et sur le fond par un piston vibrant verticalement. Le mouvement de la particule est chaotique dans une certaine gamme d'excitation mais peut devenir périodique, en résonance avec l'excitation, dans une autre gamme. Quand le mouvement est périodique, la trajectoire est stabilisée et les collisions avec le piston et la sonde se produisent toujours aux mêmes positions. La trajectoire est alors parallèle à la vibration. D'autre part, la vitesse de la particule est plus importante que celle du mur exciteur. Ces phénomènes a priori surprenants traduisent le fait que la dimensionalité de l'espace de phase peut être réduite grâce à la dissipation (réduction de l'espace direct à 1D). La trajectoire linéaire est stable par rapport à une perturbation de la surface du piston ; elle y est toujours perpendiculaire et la plus longue possible.

L'expérience fonctionne sur terre ou en apesanteur à bord de l'Airbus A300-02 du CNES [1]. Des simulations à 3D, basées sur la méthode des éléments finis, ont été effectuées [2] qui incluent la rotation de la sphère, le frottement sphère-mur et le coefficient de restitution élastique. Ces simulations décrivent bien les résultats expérimentaux et prouvent également que le mouvement converge très rapidement vers un mouvement périodique.

Il faut noter qu'un chemin périodique stable peut être trouvé *perpendiculairement* à la vibration, quand la vitesse initiale de la boule est assez rapide dans cette direction. En effet, le frottement solide permet la conversion du mouvement de translation en mouvement de rotation et vice-versa. Cette configuration est cependant passagère car la dissipation dans la conversion rotation–translation est importante.

2.3. Le gaz isolé de particules

La première expérience avec des milieux granulaires légèrement dissipatifs a été réalisée à bord de la caravelle μ -g du CNES en 1991 [3]. En utilisant des sphères macroscopiques d'acier inoxydable, l'expérience a permis de tester la loi des gaz parfaits ($Pv = nRT$, où P est la pression, v le volume, n le nombre de grains, R la constante des gaz parfaits et T la température). Son objectif était d'abord éducatif. Un accord raisonnable a été trouvé entre les équivalents de la température et de la pression et la statistique de Boltzmann.

Dans la fusée-sonde MiniTEXUS-5 [4], la pression exercée par un gaz granulaire de billes de 0,35 mm de diamètre a été mesurée en fonction de la vitesse de vibration $U \approx a\omega$. Un résultat non classique a été obtenu, $P \sim U^{3/2}$.

Un exposant 2 était attendu, représentant l'énergie cinétique apporté par la vibration. Il semble que ce résultat puisse seulement s'expliquer par une dépendance en vitesse du coefficient de restitution de collision, ou par le petit nombre de collisions durant le temps de mesure de la pression [5]. L'analyse provisoire d'expériences récentes en vols paraboliques en Airbus montre que la fréquence des collisions varierait comme U , ce qui signifierait que P varierait bien en U^2 .

2.4. Transition de phase

La première évidence expérimentale d'une transition de phase gaz-amas dans un gaz granulaire a été obtenue dans la fusée-sonde MiniTEXUS-5 [4] et confirmée dans Maxus 5 (avril 2003). Bien que cet effondrement ait été prévu par de nombreuses études théoriques et numériques, il n'avait jamais été observé, même en 2D. L'observation d'une transition si dissipative a des conséquences importantes, par ex. en astrophysique pour l'analyse de la formation des anneaux planétaires. Pendant cette expérience, on a observé la formation de particules en régime « liquide » ou d'amas (basse vitesse, petit libre parcours moyen) restant en équilibre avec quelques autres particules en régime « gazeux » (vitesse élevée, grand libre parcours moyen). Cette situation se produit au-dessus d'un seuil en densité de nombre des particules (Fig. 1).

3. Fluides sous vibrations. Voisinage d'un point critique

Les vibrations appliquées aux systèmes mécaniques peuvent les stabiliser ou les déstabiliser. Beaucoup de phénomènes d'équilibre et de non-équilibre peuvent être affectés par des vibrations à haute fréquence. Les différents phénomènes étudiés concernent : (i) les instabilités thermiques, analogues à la convection de Rayleigh-Bénard ; (ii) la forme et la localisation des interfaces gaz-liquide ; ainsi que (iii) le développement et la morphologie du réseau de bulles ou gouttes pendant une transition de phase. La façon dont l'accélération peut être transmise au fluide par une couche limite ne sera pas discutée ici, nous supposerons simplement que le fluide en bloc est soumis à une accélération périodique.

3.1. Déformation et localisation des phases

Sur terre, l'effet habituel de vibrations verticales est de moduler la pesanteur. Une interface plane liquide-vapeur peut montrer deux comportements différents (Fig. 2 (a) et (b)) [6]. Loin du point critique, une déformation en carré apparaît (l'instabilité habituelle de Faraday). À une température proche de la température critique (≈ -20 mK pour le gaz carbonique CO_2), une transition vers une nouvelle configuration en « lignes » se produit. Cette transition est due à l'augmentation de la dissipation près du point critique. C'est un exemple assez unique d'un couplage fort entre deux phénomènes de point critique différents : le point critique d'instabilité (d'interface) et le point critique thermique liquide-vapeur.

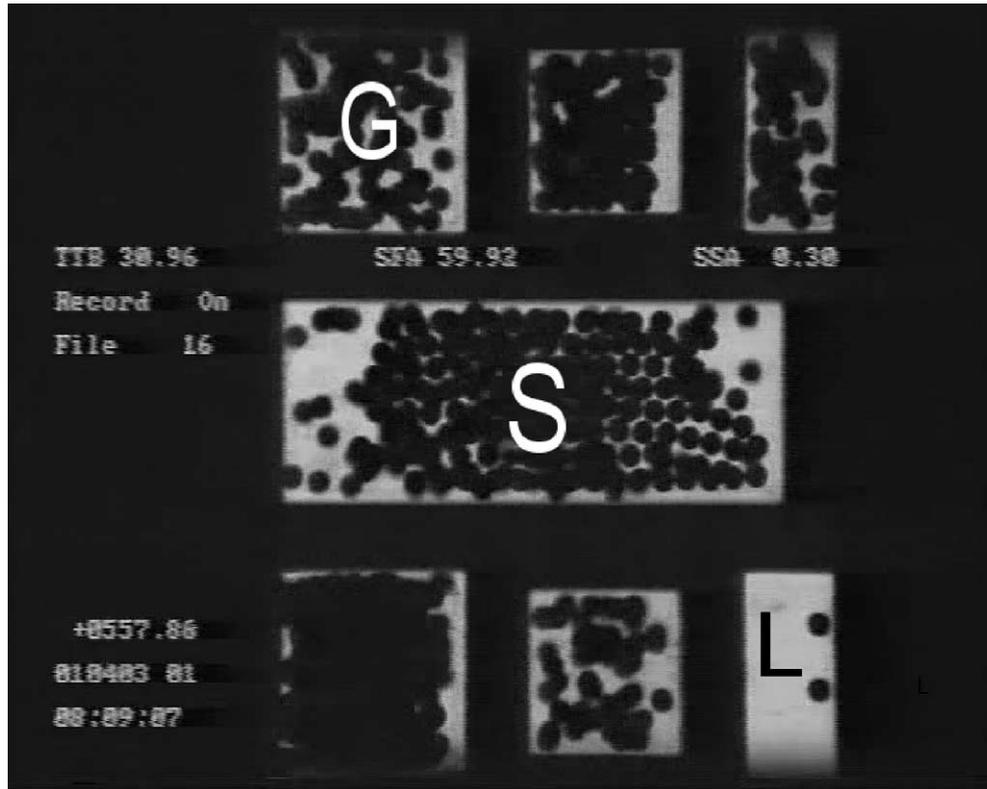


Fig. 1. Comportement «Gaz», «Solide» et «Laser» pour la matière granulaire sous vibration en condition de microgravité (vol ASE Maxus 5, avril 2003; $a = 0,3$ mm, $f = 60$ Hz). Dans le cas le plus dilué (G), les particules ont un mouvement désordonné et leur distribution spatiale est presque uniforme, comme dans un «gaz». Dans le cas le plus dense (S), un agrégat «solide» présentant un ordre cristallin reste immobile, entouré par des régions de densité plus faible. Quand les particules n'interagissent plus entre elles (L), un mouvement cohérent peut être observé; les particules ont une vitesse plus élevée que celle du mur.

Fig. 1. 'Gas', 'Solid' and 'Laser' behavior for granular matter under vibration in microgravity (ESA Maxus 5 flight, April 2003; $a = 0.3$ mm, $f = 60$ Hz). In the most dilute case (G), the particles move erratically and their spatial distribution is almost uniform. In the denser case (S), an 'immobile' cluster with some crystalline order is surrounded by regions of smaller density. When the particles do not interact with each other (L), a coherent motion is observed with velocity larger than the wall speed.

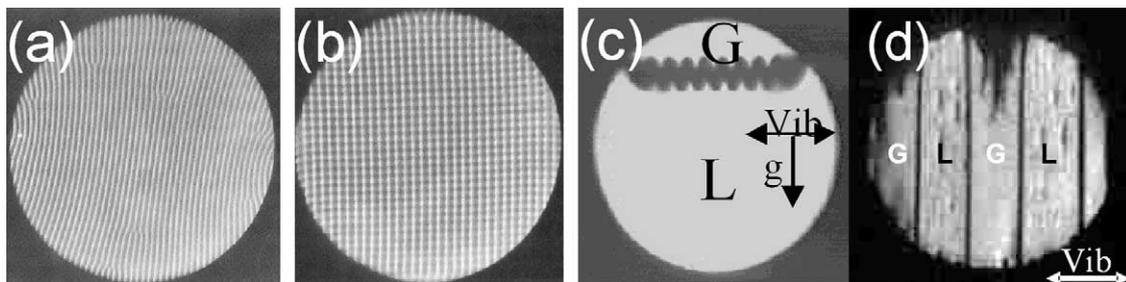


Fig. 2. (a), (b) Instabilité de Faraday: (a) CO₂ vibré parallèlement à la gravité ($f = 60$ s⁻¹) à $T - T_c = -80$ mK; (b) idem, à $T - T_c = -20$ mK, $T_c = 31$ °C; (c) vagues «gelées» sous 1-g; et (d) arrangement gaz-liquide sous zéro-g (vol ASE Maxus 5, avril 2003). G : gaz; L : liquide.

Fig. 2. (a), (b) Faraday instability: (a) CO₂ vibrating parallel to gravity ($f = 60$ s⁻¹) at $T - T_c = -80$ mK; (b) idem, at $T - T_c = -20$ mK, $T_c = 31$ °C; (c) 'frozen' waves at 1-g; and (d) gas-liquid arrangement under zero-g (ESA Maxus 5 flight, April 2003). G: gas; L: liquid.

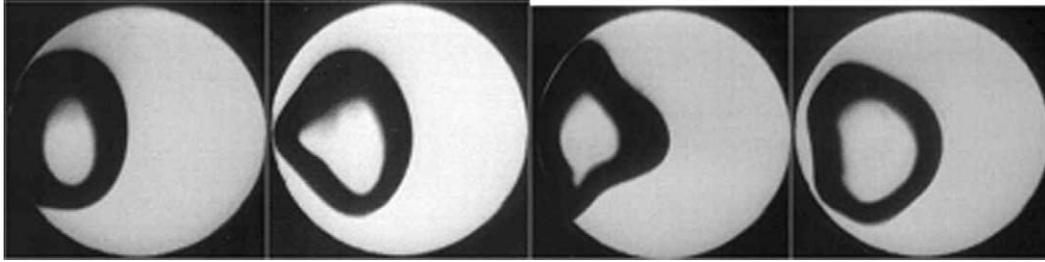


Fig. 3. Attraction par la paroi et déformation d'une bulle de H_2 vibrée sous compensation magnétique de pesanteur ($T - T_c = 0,2$ K, $a = 0,6$ mm, $f = 20$ Hz).

Fig. 3. Attraction by the wall and deformation of a H_2 bubble vibrated under magnetic compensation of gravity ($T - T_c = 0.2$ K, $a = 0.6$ mm, $f = 20$ Hz).

Loin du point critique, la phase vapeur en apesanteur prend la forme d'une bulle sphérique, dont les modes propres peuvent être excités par la vibration. Celle-ci induit un écoulement moyen dont la résultante correspond toujours à une *attraction* par l'un des murs (Fig. 3) [7]. L'état stationnaire d'un tel système comporte donc une phase vapeur à la paroi, plus ou moins excitée selon que la fréquence est proche ou non d'une résonance. Des expériences ont été réalisées sous compensation magnétique de gravité dans l'hydrogène H_2 (pour cette technique, cf. [8]), et sont prévues prochainement dans une fusée-sonde pour CO_2 . En faisant varier l'écart au point critique (température critique $T_c = 33$ K pour H_2 et 300 K pour CO_2), on peut modifier la différence de densité $\delta\rho = \rho_L - \rho_V$ et la tension interfaciale σ . Ces deux quantités tendent vers zéro au point critique selon des lois de puissance ($\delta\rho \sim (T - T_c)^{0,325}$ and $\sigma \sim (T - T_c)^{1,26}$).

On doit ranger dans la même classe de phénomènes les convections d'origine vibrationnelle durant la *solidification* par la méthode de zone flottante. La phase solide est un cylindre. Des convections instationnaires d'origine thermo-gravitaires (de type Rayleigh-Bénard), thermo-soluto-gravitaires, beaucoup plus importantes, ainsi que des convections thermo capillaires (surface libre) et thermo-soluto-capillaires, sans oublier l'advection de retrait à la solidification, apparaissent durant la transition de phase, se traduisant par des striations du cristal. Ces striations sont aussi observées en apesanteur où seules sont supprimées les convections gravitaires. Cependant, lorsque la phase solide est vibrée, les convections d'origine thermovibrationnelles qui naissent aux arêtes du solide, en se combinant aux autres convections, peuvent, soit compenser l'effet des autres convections [9,10], ou induire une convection bien mieux contrôlée.

Considérons maintenant un liquide surmonté de sa vapeur vibré perpendiculairement à la gravité. Près du point critique, quand tension interfaciale et différence de densité deviennent faibles, l'interface se module sous forme d'un réseau de vagues « gelées » (Fig. 2(c)). (Ce phénomène n'existe [11] que pour un rapport $\rho_V/\rho_L \lesssim 1$ et ne doit pas être confondu avec une instabilité du type Kelvin-Helmoltz, à l'origine par exemple des vagues de la mer.) Une perturbation de la hauteur de l'interface devient instable si la vitesse de l'échantillon ($a\omega$) est plus grande que le seuil $(a\omega)_0$ [11]

$$(a\omega)_0 = \left[\frac{(\rho_L + \rho_V)^3}{\rho_L \rho_V (\rho_L - \rho_V)} \sqrt{\frac{\sigma g}{\delta\rho}} \right]^{1/2} \approx \left[\frac{\rho}{\rho_L - \rho_V} g l_c \right]^{1/2}$$

Ici σ est la tension superficielle gaz-liquide et ρ_L (ρ_V) est la densité liquide (vapeur). Cette déstabilisation est due à l'effet croissant de la pression de Bernoulli résultant de la différence des vitesses du gaz et du liquide. L'amplitude des « vagues » reste finie car limitée par le poids du liquide déplacé. Des expériences récemment effectuées [12] sont conformes à ce modèle, avec la vitesse de l'échantillon ($a\omega$) comme paramètre approprié pour régir l'instabilité, et la longueur capillaire $l_c = (\sigma/g\delta\rho)^{1/2}$ pour échelle de la longueur d'onde des « vagues » et de leur amplitude.

En apesanteur, trois échantillons de CO_2 ont été vibrés lors d'une expérience de fusée-sonde [13]. Bien que l'état initial des échantillons ait été différent (émulsion de bulles ou bulle unique) l'état final (Fig. 2(d)) est resté identique, correspondant à des « vagues » de liquide d'extension égale à la taille de l'échantillon, perpendiculairement à la direction de l'accélération. Cette amplitude est en accord avec le fait qu'à zéro-g, $l_c \rightarrow \infty$, mais l'origine de la longueur d'onde finie reste mystérieuse. Grâce au vol Maxus 5 (avril 2003), il est cependant devenu clair que cet état est stationnaire.

3.2. Transition de phase sous vibration

La compensation magnétique [8] a été employée pour étudier l'effet dans H_2 d'une vibration durant la transition liquide–vapeur. A densité critique, après une trempe thermique de $T > T_c$ à $T < T_c$, H_2 se sépare en gouttelettes interconnectées de gaz et de liquide de même volume (Fig. 4(a)). La pseudo-période L_M du réseau évolue comme [14] :

$$L_M = b(\sigma/\eta)$$

Ici t est le temps après la trempe, η est la viscosité de cisaillement et b est une constante universelle ($b \approx 0,03$). Sous vibrations, la croissance reste linéaire, toutefois la pente augmente quand la taille des domaines atteint la couche limite visqueuse $(2\eta/\rho\omega)^{1/2}$ ($\approx 100 \mu\text{m}$ ici, cf. Fig. 4(a)). La vibration accélère alors la croissance des domaines en induisant un écoulement de cisaillement, comme dans les mélanges critiques de liquide soumis à un écoulement avec gradient de vitesse uniforme [15].

A densité non critique, les gouttes ou bulles ne sont plus interconnectées. S'exerce alors des interactions mutuelles, attraction dans la direction perpendiculaire à la vibration, répulsion dans la direction parallèle [7], qui ont pour effet d'ordonner les domaines en colonnes (Fig. 4(b)). Ici encore apparaît « mystérieusement » une longueur d'onde caractéristique, qui semble être un phénomène robuste, observé aussi avec des billes solides vibrées dans un liquide [16].

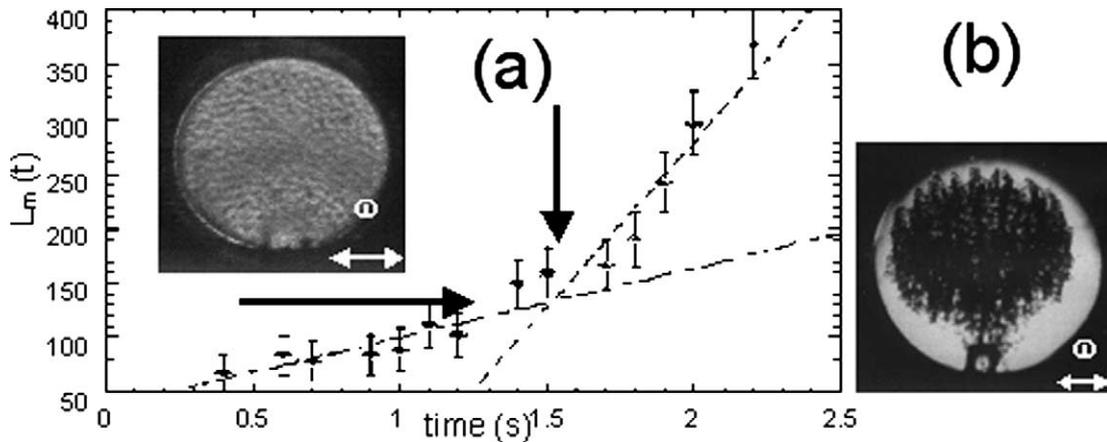


Fig. 4. Transition de phase sous vibration ($a = 0,3 \text{ mm}$, $f = 20 \text{ s}^{-1}$) dans H_2 sous compensation magnétique de pesanteur : (a) après une trempe à 1 mK au-dessous du point critique, à densité critique. Les flèches indiquent la région où la croissance s'accélère. Le réseau interconnecté de bulles est montré en insert ; (b) trempe de 100 mK sous le point critique, à densité non critique. Les bulles s'ordonnent en colonnes orthogonales à la direction de vibration.

Fig. 4. Phase transition due to vibration ($a = 0.3 \text{ mm}$, $f = 20 \text{ s}^{-1}$) in H_2 under magnetic compensation of gravity: (a) after a thermal quench to 1 mK below the critical point, at critical density. The arrows indicate the area where the growth accelerates. The interconnected pattern of bubbles is shown in the insert; (b) 100 mK quench below the critical point, at non critical density. The bubbles are ordered in columns perpendicular to the direction of vibration.

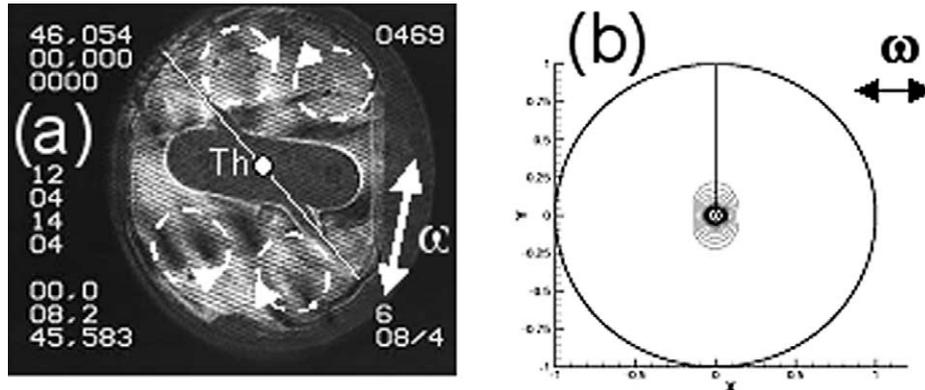


Fig. 5. (a) Propagation de la couche limite chaude pendant le chauffage d'un thermistor (Th, supporté par un fil, surligné) dans SF₆, à 0,5 K du point critique, sous vibration (instrument ALICE dans MIR, 1999); (b) simulation numérique du profil de température [19].

Fig. 5. (a) Propagation of the hot boundary layer during thermistor heating (Th, supported by a thread, underlined) in SF₆, at 0.5 K from the critical point, under vibration (ALICE facility in MIR, 1999); (b) numerical simulation of the temperature profile [19].

3.3. Effets thermiques vibrationnels

Considérons maintenant un fluide soumis et à une vibration et à un gradient thermique dans la configuration de Rayleigh–Bénard (deux plans d'extension infinie, de différence de température ΔT séparés par la distance e). Le début de la convection thermique peut être défini par le nombre de Rayleigh vibrationnel [17] :

$$Ra_v = \frac{1}{2\eta D_T} \left[a\omega \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \Delta T e \right]^2$$

Ici D_T est la diffusivité thermique. Pour les fluides à densité critique, Ra_v diverge comme $Ra_v \sim (T - T_c)^{-1,9}$. Le fluide devient extrêmement sensible aux vibrations près du point critique. La situation la plus instable se produit pour le gradient de température perpendiculaire à la vibration, où le nombre critique de Rayleigh $(Ra_v)_c = 2100$. Quand la vibration est parallèle au gradient $(Ra_v)_c \rightarrow \infty$ et le fluide reste stable.

Les mesures effectuées dans la station MIR dans les fluides CO₂ et Hexafluorure de Soufre SF₆ confirment cette prévision [18]. Un flux de chaleur est envoyé dans le fluide à partir d'un point-source (thermistor). À haute fréquence de vibration, la chaleur est convectée par des rouleaux perpendiculaires à la direction de l'oscillation (Fig. 5(a)). Le fluide chaud est en effet déstabilisé par la convection qui naît dans la couche limite thermique, perpendiculairement à la vibration, correspondant à la situation la plus instable. Cette observation est corroborée par la simulation numérique 2D (Fig. 5(b)) [19,20].

4. Conclusions

Les vibrations excitent la matière inhomogène et y génèrent des comportements riches et souvent paradoxaux. Dans la *matière granulaire*, les vibrations sont nécessaires pour maintenir l'énergie cinétique du gaz de grains et peuvent y induire des changements d'état. Une étude de l'effondrement dissipatif est un objectif prioritaire de recherche afin d'obtenir un diagramme de phase expérimental de la matière granulaire. Du point de vue thermodynamique, la température est mesurable par la vitesse des particules, et la pression par un simple capteur de force.

Les effets des vibrations dans les *fluides hétérogènes* sont nombreux et complexes, induisant des convections, déplaçant et déformant interfaces et inclusions, modifiant la dynamique et la morphologie des transitions de

phase. Leur étude bénéficie des conditions spatiales de faible pesanteur. Elle devrait apporter en retour des éclairages décisifs sur le comportement des fluides dans les systèmes spatiaux où l'environnement est généralement caractérisé par des accélérations variables dans le temps.

Remerciements

Je voudrais remercier le soutien financier du CNES et de l'ASE, et tous ceux qui ont participé aux travaux exposés ici : D. Chatain, A. Dejoan, P. Evesque, E. Falcon, S. Fauve, Y. Garrabos, D. Lyubimov, T. Lyubimova, C. Lecoutre, S. Meradji, V. Nikolayev, B. Roux, R. Wunenburger.

Références

- [1] Y. Garrabos, P. Palencia, C. Lecoutre, P. Evesque, D. Beysens, Coherent behavior of balls in a vibrated box, (2003) submitted for publication.
- [2] P. Evesque, The thermodynamics of a single bead in a 1d container, *Poudres & Grains* 12 (2001) 17–42, <http://www.mssmat.ecp.fr/sols/Poudres&Grains/poudres-index.htm>.
- [3] G. Bossis, J.-C. Worms, $PV = nRT$, une loi physique réputée simple (video film of 8 minutes, Christophe Barges Realisateur, Planet 6/CNES, 2000).
- [4] E. Falcon, R. Wunenburger, P. Evesque, S. Fauve, C. Chabot, Y. Garrabos, D. Beysens, Cluster formation in a granular medium fluidised by vibrations in low gravity, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 440–443.
- [5] P. Evesque, D. Beysens, Y. Garrabos, Mechanical behavior of granular gas and heterogeneous fluid systems submitted to vibrations under microgravity, *J. Physique IV* 11 (2001) 49–56.
- [6] S. Fauve, A. Kumar, C. Laroche, D. Beysens, Y. Garrabos, Parametric instability of a liquid–vapor interface close to the critical point, *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992) 3160–3163.
- [7] D.V. Lyubimov, T.P. Lyubimova, S.V. Shkuridyn, Behaviour of a drop (bubble) in a pulsating flow near vibrating rigid surface, in: Proc. 1st International Symposium on Microgravity Research & Applications in Physical Sciences and Biotechnology, ESA-SP 454, 2001, pp. 805–811.
- [8] R. Wunenburger, D. Chatain, Y. Garrabos, D. Beysens, Magnetic compensation of gravity forces in (p-) Hydrogen near its critical point: application to weightless conditions, *Phys. Rev. E* 62 (2000) 460–476.
- [9] D.V. Lyubimov, T.P. Lyubimova, R.V. Shkuridyn, B. Roux, P. Dold, A. Croell, K.W. Benz, High frequency influence on thermocapillary flow in a floating-zone type system, in: Proc. 1st International Symposium on Microgravity Research & Applications in Physical Sciences and Biotechnology, ESA-SP 454, 2001, pp. 861–870.
- [10] D.V. Lyubimov, T.P. Lyubimova, R.V. Shkuridyn, B. Roux, G. Chen, Numerical investigation of deformations and flows in isothermal liquid bridge subject to high vibrations in zero-g conditions, *Computers & Fluids* 31 (2002) 663–682.
- [11] D.V. Lyubimov, A. Cherepanov, Development of a steady relief at the interface of fluids in a vibrational field, *Izv. Akad. Nauk SSSR Mekh. Zhidkh. i Gaza* 6 (1987) 8–13; Translated in *Fluid Dynamics* 86 (1987) 849–854.
- [12] R. Wunenburger, P. Evesque, C. Chabot, Y. Garrabos, S. Fauve, D. Beysens, Frozen wave induced by high frequency horizontal vibrations on a CO₂ liquid–gas interface near the critical point, *Phys. Rev. E* 59 (1999) 5440–5445.
- [13] D. Beysens, R. Wunenburger, C. Chabot, Y. Garrabos, Effect of oscillatory accelerations on two-phase fluids, *Microgravity Sci. Technol.* 11 (1998) 113–118.
- [14] D. Beysens, Y. Garrabos, The phase transition of gas and liquids, *Physica A* 281 (2000) 361–380.
- [15] C.K. Chan, F. Perrot, D. Beysens, Effects of hydrodynamics on growth: spinodal decomposition under uniform shear flow, *Phys. Rev. Lett.* 31 (1998) 412–415.
- [16] R. Wunenburger, V. Carrier, Y. Garrabos, Periodic order induced by horizontal vibrations in a two-dimensional assembly of heavy beads in water, *Phys. Fluids* 14 (2002) 2350–2359.
- [17] G.Z. Gershuni, D.V. Lyubimov, *Thermal Vibrational Convection*, Wiley, New York, 1998.
- [18] V. Polezhaev, V. Emelianov, A. Ivanov, A. Kalmykov, D. Beysens, Y. Garrabos, An experimental study of the effect of vibrations on supercritical fluid transfer processes under microgravity conditions, *Cosmic Res.* 39 (2001) 187–191; Translated from *Kosm. Issled.* 39 (2001) 201–206.
- [19] A. Dejoan, Private communication, 2000.
- [20] A. Jounet, Density relaxation of a near-critical fluid in response to local heating and low frequency vibration in microgravity, *Phys. Rev. E* 65 (2002) 37301–37304.