

L'intérêt de « l'outil microgravité » pour la mécanique des fluides et ses applications

ROGER PRUD'HOMME^a

Laboratoire de Modélisation en Mécanique, Université Pierre et Marie Curie/CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France

Reçu le 16 janvier 2003, accepté le 5 décembre 2003

Résumé – L'expérimentation en microgravité (tours de chute libre, vols paraboliques, fusées sondes et stations orbitales) est intéressante pour certains problèmes de mécanique des fluides où les gradients de densité sont importants sans que la convection forcée ne soit trop grande. On peut y éclaircir certaines situations rendues trop complexes par la présence des forces d'Archimède, reproduire des conditions idéales correspondant à des problèmes types bien connus. En France, le CNES et le CNRS soutiennent ces études au travers de groupements de recherche depuis 1992. L'intérêt de l'expérimentation en micropesanteur et du soutien théorique et numérique associés est mis en évidence dans cet article, tant pour la recherche fondamentale que pour les applications. Les moyens de compenser la gravité terrestre sont présentés. Les considérations de base portent sur la convection naturelle, les effets d'interface, l'évaporation d'une goutte de fluide pur dans un mélange gazeux, la combustion d'une plaque. Les effets de la gravité résiduelle sont abordés à propos de la combustion de gouttes sous haute pression. Les résultats et les perspectives portent sur les points suivants : convection, solidification et croissance cristalline, combustion et phénomènes réactifs, interfaces fluides, milieux granulaires et polyphasiques, fluides critiques.

Mots clés : Microgravité / fluides / phénomènes de transport / transitions de phase

Abstract – Importance of “the microgravity tool” for fluid mechanics and applications. Microgravity (drop towers, parabolic flights, sounding rockets and space stations) is relevant for some problems of fluid mechanics with high density gradients and little forced convection. Some situations, complicated by Archimede forces, can be clarified in microgravity where one can also obtain ideal conditions corresponding to basic theoretical problems. In France, the support and the research management are made, through CNES and CNRS, with the creation of research groups since 1992. The interest of microgravity experimentation and associated theoretical and numerical support for fundamental research and applications is emphasized. Means for compensating earth gravity are presented. Basic considerations are then given on natural convection, interfacial effects, pure droplet vaporization in a gaseous mixture, combustion of a flat plate. Residual gravity effects are approached in the case of droplet combustion under high pressure. Results and prospects concern the following topics: convection, solidification and crystal growth, combustion and reactive phenomena, fluid interfaces, granular and multiphase media, critical fluids

Key words: Microgravity / fluids / transport phenomena / phase transition

1 Introduction

L'intérêt de la microgravité pour la science et les applications s'est accru avec le développement des technologies spatiales. On a pu penser un certain temps que l'absence de pesanteur créerait des conditions propices à certaines activités de production. D'aucuns ont imaginé, dans les années 60, des usines métallurgiques dans l'espace

où la qualité des matériaux obtenus serait incomparable, des usines pharmaceutiques utilisant l'électrophorèse en masse, etc.

Il faut bien dire que cet enthousiasme s'est révélé passablement exagéré et qu'il est retombé quelque peu ensuite. Les coûts étaient trop élevés pour un intérêt moins évident qu'il n'y paraissait au premier abord. L'image de marque de la microgravité en a peut-être pâti dans une certaine mesure.

^a Auteur correspondant : prudhom@ccr.jussieu.fr

Nomenclature

A	espèce diluante	
B	paramètre de Spalding	
B_M, B_T	paramètres de Spalding relatifs à la masse et à la température	
Bo	nombre de Bond	
C	concentration	
c_L	chaleur spécifique du liquide	$J.kg^{-1}$
c_p	chaleur spécifique massique du gaz à pression constante	$J.kg^{-1}$
Cr	nombre de capillarité	
d	épaisseur de liquide	m
d_c	diamètre moyen d'une flamme de combustion de goutte	m
D	coefficient de diffusion, diamètre d'une goutte	$m^2.s^{-1}$
E_j	espèce chimique	
f	fonction de Blasius	
F	vapeur issue de la goutte de liquide pur L	
\vec{g}, g	vecteur accélération de la pesanteur, son module	$m.s^{-2}$
G_C	gradient de concentration	m^{-1}
G_T	gradient thermique	$K.m^{-1}$
Gr	nombre de Grashov	
ΔH	énergie mise en jeu par une réaction chimique	$J.mole^{-1}$
k	conductivité thermique	$J.m^{-1}.s^{-1}$
K	nombre d'onde	m^{-1}
K	vitesse d'évaporation de la goutte : $-dD^2/dt$	$m^2.s^{-1}$
K_b	vitesse d'évaporation d'une goutte en combustion	$m^2.s^{-1}$
K_{b0}	vitesse d'évaporation d'une goutte en combustion en l'absence de pesanteur	$m^2.s^{-1}$
ℓ	chaleur latente	$J.kg^{-1}$
L	longueur caractéristique, liquide pur de la goutte	m
Le	nombre de Lewis	
M	masse d'une goutte	kg
M_j	masse molaire de l'espèce chimique j	$kg.mole^{-1}$
\dot{M}	débit masse d'une goutte	$kg.s^{-1}$
Ma_T	nombre de Marangoni thermique	
Ma_C	nombre de Marangoni de concentration	
Nu	nombre de Nusselt	
p'	variation de pression par rapport à l'équilibre hydrostatique	Pa
Pr	nombre de Prandtl	
R	rayon vecteur	m
Ra	nombre de Rayleigh	
Re	nombre de Reynolds	
Sc	nombre de Schmidt	
T	température	K
\vec{U}	vitesse locale du fluide	$m.s^{-1}$
$d\vec{U}/dt$	accélération locale du fluide	$m.s^{-2}$
Vi	nombre de viscosité de surface	
V_t	vitesse de tirage	$m.s^{-1}$
x, y	coordonnées	m
X_j	fraction molaire de l'espèce chimique j	
Y_j	fraction massique de l'espèce chimique j	

<i>Symboles grecs</i>		
α	nombre d'onde réduit	m^{-1}
α_j	concentration réduite : $\alpha_j = Y_j/\nu_j M_j$	kg^{-1}
α_T	température réduite : $\alpha_T = \sum_{j=1}^N Y_j \int_{T_0}^T c_{p,j} dT / \Delta H$	$mole.kg^{-1}$
β_T, β_C	dérivée partielle de la masse volumique respectivement par rapport à la température, la concentration	$kg.m^{-3}.K^{-1}, kg.m^{-3}$
η_S	viscosité de dilatation interfaciale	$N.m^{-1}.s$
κ	diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
$\nu = \mu/\rho$	viscosité cinématique, $\nu = \mu/\rho$	$m^2.s^{-1}$
μ	viscosité dynamique	$Pa.s$
μ_S	viscosité dynamique interfaciale	$N.m^{-1}.s$
ν_j	coefficient stoechiométrique algébrique d'une réaction chimique réversible $\sum_j \nu'_j E_j \leftrightarrow \sum_j \nu''_j E_j$, égal à $(\nu''_j - \nu'_j)$	
ν'_j, ν''_j	coefficients stoechiométrique d'une réaction chimique $\sum_j \nu'_j E_j \rightarrow \sum_j \nu''_j E_j$	
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
ρ_∞	masse volumique d'un fluide au repos	$kg.m^{-3}$
$\Delta\rho$	variation locale de densité égale à $\Delta\rho = \rho - \rho_\infty$ où ρ et ρ_∞ sont à la même altitude	$kg.m^{-3}$
σ	tension superficielle	$N.m^{-1}$
σ_T, σ_C	dérivée de la tension superficielle resp. par rapport à la température, à la concentration	$N.m^{-1}.K^{-1}, N.m^{-1}$
<i>Indices</i>		
a	conditions ambiantes	
cr	conditions critiques	
L	liquide	
S	surface d'une goutte	
sat	conditions de vapeur saturante	
∞	à l'infini, loin de la goutte	

Néanmoins, l'intérêt pour la recherche scientifique en microgravité n'a pas faibli en Europe ni aux États-Unis et d'autres pays s'y sont mis. En France, le CNES a apporté un soutien continu aux études de physique et de biologie dans des conditions microgravitaires, tout en développant dans tous les domaines l'utilisation de l'espace à des fins scientifiques (astronomie, sciences de la terre et environnement, physique fondamentale, etc.) [1–3]. Un effort a été fait pour organiser quelque peu la communauté scientifique intéressée par la micropesanteur, désormais considérée non comme une science, mais comme une sorte de grand instrument permettant de réaliser des expériences dans un environnement propice. Des Groupement de Recherche ont été créés par le CNRS dans les années 90 en collaboration avec le CNES. Il existe aujourd'hui un GDR intitulé « Microgravité Fondamentale et Appliquée » (MFA) (GDR 2258 P2TPM).

Le soutien financier a subi une chute de moitié entre 1995 et 2000. On a pu noter une certaine reprise ensuite et les Sciences de la Matière n'ont pas subi plus que d'autres,

les contrecoups des décisions ministérielles successives. Cette communauté s'est bien défendue, en particulier en organisant en 2001, sous l'égide du Groupe « Sciences de la Matière » du CNES et du GDR P2TPM, un colloque dont l'un des objectifs était de mieux mettre en évidence les résultats scientifiques obtenus [4]. Cette mise en valeur a peut-être contrebalancé, dans une certaine mesure, la mauvaise image laissée par les désillusions passées.

Il y a donc aujourd'hui en France un nouvel intérêt porté à ce domaine du fait de la qualité des résultats scientifiques et de leurs applications actuelles ou potentielles. L'industrie spatiale est la première concernée. Lors de la préparation du séminaire de prospective du CNES, durant l'année 2002, le lien a été fait entre sciences et technologies spatiales, en particulier dans le domaine des sciences de la matière. Mais le rapport science-technologie existe aussi entre ce domaine et les industries non spatiales, comme nous le verrons plus loin. De nouvelles chances apparaissent donc pour les sciences de la matière en micropesanteur, d'autant plus que des moyens techniques

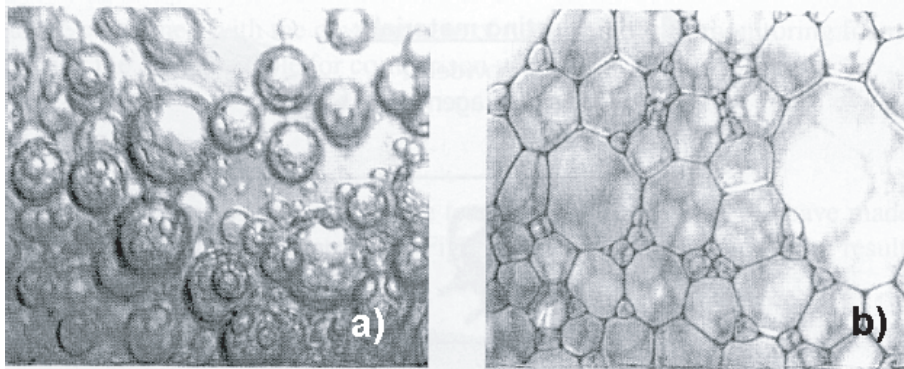


Fig. 1. Mousse obtenue, en vol parabolique, avec une solution à 0,1 % en masse de SDS (Dodécyl Sulfate de Sodium) et 0,003 % de dodécanol. a) 0 g. b) 1,8 g (pendant la ressource) [7].

nouveaux sont offerts, ou le seront, avec la Station Spatiale internationale, les moyens orbitaux et suborbitaux.

Il faut néanmoins, pour que ces perspectives deviennent des réalités, que les financements suivent, et que les États respectent leurs prévisions en matière de vols habités. Il faut aussi un financement suffisant des équipes de recherche impliquées. À ce titre, l'année 2003 fut extrêmement difficile en France, avec une diminution considérable du budget de soutien de base du CNES aux laboratoires de recherche, toutes disciplines confondues.

2 Intérêt de la microgravité pour l'étude fondamentale des fluides

Les fluides sont sensibles aux champs d'accélération auxquels ils sont soumis. Il s'en suit des différences de comportement qui peuvent être très importantes [4]. Ainsi, en présence de la pesanteur, une *couche horizontale de fluide pur, chauffée par en dessous*, donne lieu à des tourbillons convectifs dès que le nombre de Rayleigh Ra dépasse une valeur critique Ra_c [5]. Cette instabilité disparaît en apesanteur. De même une *flamme de bougie*, dont la forme allongée est bien caractéristique au sol, devient sphérique en l'absence de pesanteur [6]. Placée dans un caisson entraîné par une centrifugeuse, la même flamme allongée devient d'autant plus courte et brillante que le champ d'accélération est plus élevé sous l'effet des mouvements convectifs de l'air au voisinage de la flamme : plus ceux-ci sont intenses et plus l'oxygène de l'air est renouvelé (la flamme de diffusion considérée trouve sa position à la concentration stoechiométrique).

La structure d'une *mousse*, soumise au sol au drainage gravitaire, pourra être très différente en l'absence de pesanteur (Fig. 1). Le nombre de Bond Bo permet ici de déterminer les effets relatifs de la tension superficielle et de la force de flottaison [7].

La gravité intervient aussi dans la *solidification des corps purs* et des alliages par le biais des mouvements convectifs engendrés par les inhomogénéités thermiques. Ceux-ci provoquent, par exemple en solidification orientée, une non planéité de l'interface

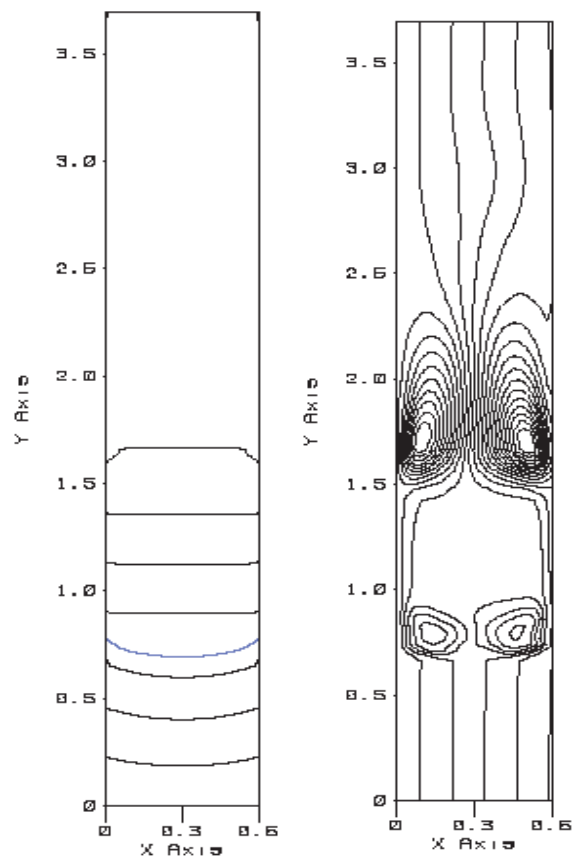


Fig. 2. Isothermes et lignes de courant en présence de pesanteur, obtenues numériquement avec SNC pour une vitesse de tirage $V_t = 10 \mu\text{m s}^{-1}$, et un gradient thermique $G \cong 30 \text{ K/cm}$. La position de l'interface (ligne bleue) se situe au voisinage de $y = 0,75$ [8].

solide-liquide [8] qui nuit à la qualité du matériau obtenu (Fig. 2).

Un cinquième exemple est constitué par les *fluides au voisinage du point critique liquide-vapeur* (Fig. 3). Dans ces conditions, le fluide devient hyper compressible et une stratification s'opère en présence de la pesanteur. D'autre part, au point critique, certaines propriétés physiques

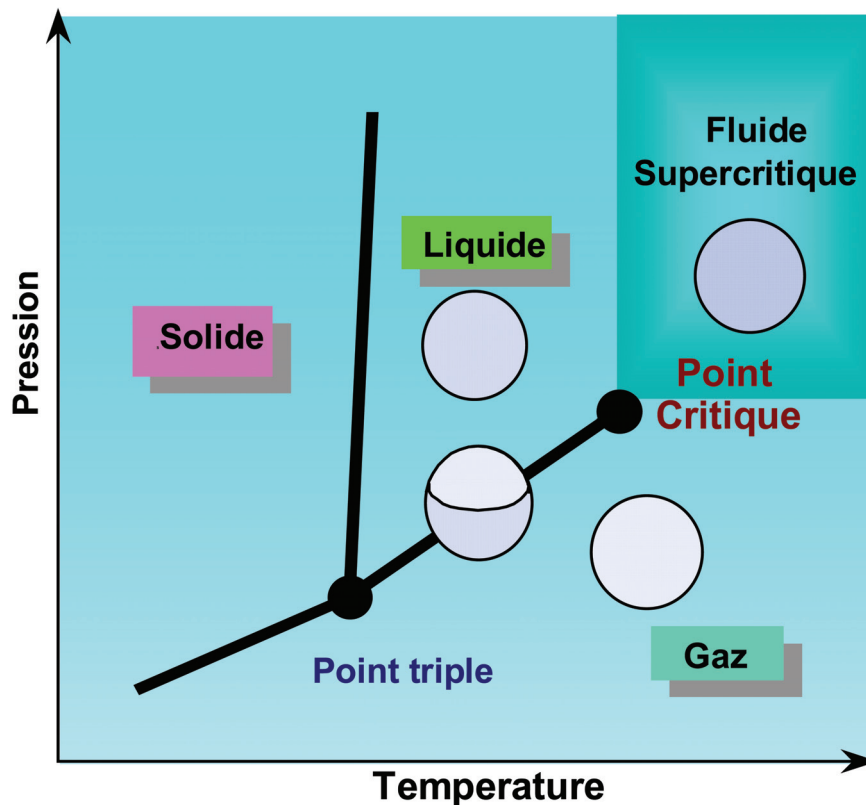


Fig. 3. Diagramme pression-température d'un corps pur [9].

divergent (telles la chaleur spécifique à pression constante c_p et la conductivité thermique k) ou tendent vers zéro (tel le rapport k/c_p , ce qui ralentit considérablement la transmission de la chaleur par conduction), et des phénomènes nouveaux apparaissent. Mais les effets de gravité compliquent les mouvements et les transferts et masquent souvent la vraie nature des phénomènes en présence. Ainsi, des expériences réalisées en micropesanteur ont-elles permis de confirmer l'existence de « l'effet piston », qui est un nouveau mode de transmission de la chaleur mis en évidence par la théorie [9].

3 Microgravité et applications industrielles

La connaissance fondamentale des phénomènes physiques est donc parfois facilitée par l'expérimentation en micropesanteur. Mais cette connaissance peut aussi déboucher sur des applications industrielles.

C'est le cas avec les *fluides supercritiques*.

– D'une part les fluides supercritiques, très compressibles et dilatables au voisinage du point critique, mais aussi très denses, sont sensibles à la pesanteur, de sorte que l'expérimentation en microgravité est nécessaire pour en comprendre le comportement et le modéliser.

– D'autre part, le fluide supercritique peut servir au traitement des déchets. Ainsi, l'eau supercritique à 500 °C et 250 bars devient un très bon solvant pour la plupart des composés organiques tandis que les composés inorganiques précipitent. Les composés gazeux, et notamment

l'oxygène, sont également solubles en grandes proportions dans ce milieu. C'est donc un milieu dans lequel matière organique et oxydant sont en contact intime, ce qui rend la réaction extrêmement rapide.

C'est aussi le cas avec les *propriétés des matériaux* où il est souvent utile d'avoir des échantillons de référence de matériaux et des résultats de mesures de propriétés thermophysiques parfois irréalisables en présence de pesanteur, tels les coefficients de diffusion en présence de densités différentes.

Dans le domaine spatial, certaines recherches sont d'ailleurs directement liées aux applications.

Il en est ainsi des études sur l'*inflammabilité des matériaux*, dont le but est la détermination de critères pour éviter les incendies à bord des stations spatiales. Ces recherches comportent un aspect fondamental résidant dans une meilleure compréhension de la combustion.

Un autre exemple est celui de la *combustion des gouttes*. Dans les propulseurs à propergol liquide, les gouttes sont de taille d'ordre micrométrique et subissent peu l'action de la pesanteur (nombre de Grashov très petit), mais elles sont expérimentalement inobservables. La tension de surface influençant peu les phénomènes de combustion et d'évaporation, on a recours à de plus grosses gouttes (de taille millimétrique ou plus), pour lesquelles l'expérimentation en micropesanteur est nécessaire.

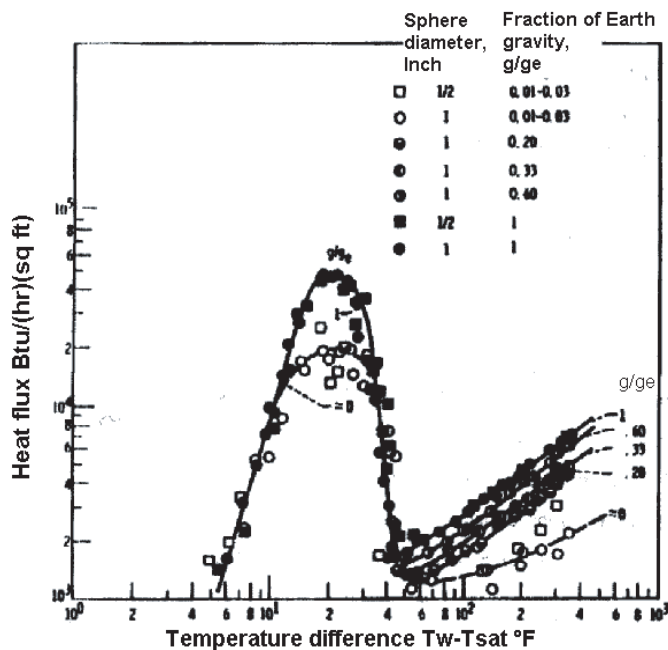


Fig. 4. Courbe d'ébullition de Nukiyama. Ébullition nucléée et transitoire en gravité normale et en microgravité pour de l'azote liquide [10].

Parmi les problèmes actuels de l'industrie des lanceurs, faisant appel à l'expérimentation en micropesanteur, citons celui du *redémarrage en condition de gravité nulle*. Les futures missions de la fusée Ariane V comprendront des périodes de micropesanteur. Le rallumage du moteur et la mise à froid des réservoirs, des canalisations, des pompes et de l'ensemble du moteur cryogénique se feront donc dans des conditions inhabituelles. Ainsi, l'arrivée de l'hydrogène et de l'oxygène liquides sur des parois chaudes s'accompagnant d'ébullition, pourront donner lieu à des transferts de chaleur différents de ceux obtenus au sol sous 1 g [10]. La crise d'ébullition se situera différemment (Fig. 4).

Il faudra prévoir les conséquences de tels changements sur les délais d'allumage par exemple.

4 Les moyens de compenser la gravité

Il est question ici d'annihiler la pesanteur à l'échelle moléculaire et non à l'échelle macroscopique comme c'est le cas avec les forces d'Archimède (effet Plateau).

4.1 Champ magnétique

Le champ magnétique (ou plutôt son gradient) est utilisé au sol pour compenser la gravité, ce qui permet la mesure des coefficients de diffusion dans les liquides [11]. Des études numériques ont été réalisées sur le couplage entre effets de flottaison et effets magnétiques [12].

4.2 Champ d'accélération

Le champ d'accélération reste le moyen le plus courant pour compenser l'attraction terrestre. Les procédés qui suivent permettent la réalisation d'expériences dans des habitacles effectuant un mouvement gouverné uniquement par l'attraction terrestre. La matière se trouve donc dans un référentiel non Galiléen et la gravité se trouve en principe exactement compensée par le mouvement inertiel (pour peu que l'on admette que la masse gravitationnelle est identique à la masse inertielle).

Nous indiquons ci-dessous les principales techniques utilisées pour compenser le poids à l'aide d'un champ d'accélération opposé.

4.2.1 Puits et tours de chute libre

Les puits et tours de chute libre sont parmi les plus anciens procédés utilisés. On laisse tomber une ogive dans une conduite verticale. L'expérience est placée dans l'ogive. Deux systèmes peuvent permettre d'améliorer la qualité de la microgravité (ou μg) obtenue : 1) Faire le vide dans la conduite pour supprimer la résistance de l'air – c'est ce qui se pratique par exemple au ZARM de Brême et au Glenn Research Center de la NASA à Cleveland dans l'Ohio – et 2) Opérer une double chute au moyen d'une nacelle contenant l'expérience à l'intérieur de l'ogive. Les niveaux de gravité obtenus sont de l'ordre de 10^{-5} g (c'est-à-dire 10^{-5} fois la gravité normale). La durée de microgravité est de l'ordre de 3 à 5 s. On peut doubler le temps de séjour en μg en lançant l'ogive à partir du fond de la conduite, mais la montée pose d'autres problèmes techniques que la descente, du fait de l'instabilité de la trajectoire. Néanmoins cette solution est en cours de mise au point.

4.2.2 Vols paraboliques

Avec les vols paraboliques d'avions, la gravité est compensée à 10^{-2} g près. Mais la durée est portée à 20–25 s. Entre les paraboles (une trentaine à chaque vol), on bénéficie de périodes à 1,8–2 g, qui peuvent être utilisées avec profit par les expérimentateurs voulant étudier les effets de la sur-gravité (le meilleur moyen d'étudier les effets de la sur-gravité reste néanmoins l'utilisation de centrifugeuses ; celles-ci doivent être munies de bras suffisamment longs pour assurer la quasi-uniformité du champ d'accélération). Dans certaines expériences pas trop volumineuses, on peut utiliser la double chute (utilisation d'une nacelle) pour diminuer la gravité résiduelle.

4.2.3 Fusées sondes

Les fusées sondes permettent une microgravité résiduelle de 10^{-4} g pendant une dizaine de minutes. Mais les expériences doivent être entièrement automatisées afin d'être commandées du sol, ce qui constitue une contrainte.

4.2.4 Satellites et stations spatiales

Les satellites, navettes et stations spatiales permettent une qualité de microgravité de 10^{-4} à 10^{-5} g pendant des durées au plus égales à leur existence.

Parmi ces systèmes, les *capsules* correspondent à des satellites non habités et les expériences doivent être alors entièrement automatisées; pour les capsules Photon actuelles, aucune communication n'est possible avec l'extérieur. L'examen des résultats se fait après récupération du satellite.

4.2.5 Fluctuations de gravité résiduelle

Les fluctuations de gravité résiduelle sont aléatoires, et il peut être intéressant d'analyser leurs effets sur les phénomènes étudiés. Nous présenterons un exemple plus loin.

5 Considérations de base

Seront tout d'abord introduits certains éléments d'analyse dimensionnelle permettant de prédire les effets de la gravité ou d'autres phénomènes pouvant donner lieu à des instabilités.

D'autre part, il est important de pouvoir se référer à des situations idéales que l'on peut traiter analytiquement. Nous en donnerons deux exemples typiques de la combustion : l'évaporation d'une goutte en atmosphère infinie et le problème d'Emmons concernant la combustion d'une plaque plane en présence d'un écoulement parallèle à la plaque.

5.1 Convection naturelle

Les fluides présentant des hétérogénéités de densité entrent en mouvement spontanément sous l'effet de la pesanteur. La déstabilisation de l'état de repos se produit lorsque certains nombres sans dimension spécifiques atteignent leur valeur critique. Apparaît ainsi la convection naturelle.

Le nombre de Grashov [13]

$$Gr = \Delta\rho g L^3 / \nu^2 \quad (1)$$

permet de comparer les forces de flottaison aux forces de frottement visqueux. Il s'introduit tout naturellement en écrivant l'équation de la quantité de mouvement comme suit :

$$\rho d\vec{U}/dt + \vec{\nabla}p' = \vec{g}\Delta\rho + \mu\vec{\nabla}^2\vec{U} \quad (2)$$

Dans cette formule, $\Delta\rho$ est la variation locale de densité (on a $\Delta\rho = \rho - \rho_\infty$ où ρ_∞ correspond au fluide au repos à la même altitude), $\nu = \mu/\rho$ est la viscosité cinématique, p' la variation de pression par rapport à l'équilibre hydrostatique, \vec{U} et $d\vec{U}/dt$ sont les vitesse et

accélération locales du fluide. La vitesse fluide résultant de la flottaison est approximativement telle que :

$$\rho U \partial U / \partial x \cong g \Delta\rho \Rightarrow \rho U^2 / L \cong g \Delta\rho \Rightarrow U \cong \sqrt{L g \Delta\rho / \rho} \quad (3)$$

On en déduit le nombre de Reynolds associé à cette vitesse :

$$Re = UL/\nu = \sqrt{g L^3 \Delta\rho / \rho \nu^2} = \sqrt{Gr} \quad (4)$$

En microgravité, le nombre de Grashov est très petit et, toutes choses égales par ailleurs, la convection naturelle tend à disparaître. Un effet analogue est d'ailleurs obtenu, à $\Delta\rho/\rho$ identique, si l'on diminue fortement la taille L de l'hétérogénéité, ou si l'on augmente la viscosité cinématique ν en diminuant la pression.

Un autre nombre sans dimension, le nombre de Rayleigh, fait de plus intervenir les transferts diffusifs de chaleur ou de masse des espèces chimiques. Deux nombres de Rayleigh sont définis

$$\begin{aligned} Ra_T &= Gr_T Pr = g\beta_T \Delta T L^3 / \nu\kappa, \\ Ra_C &= Gr_C Sc = g\beta_C \Delta C L^3 / \nu D \end{aligned} \quad (5)$$

où les indices (T) et (C) sont relatifs à l'origine thermique ou solutale de l'écart de masse volumique $\Delta\rho$: $\Delta\rho = \beta_T \Delta T$ or $\Delta\rho = \beta_C \Delta C$. L'instabilité de Rayleigh-Bénard se produit lorsque le nombre de Rayleigh dépasse une valeur critique dépendant de la configuration étudiée.

5.2 Effets d'interface

L'effet comparé de la tension superficielle et de la force d'Archimède est généralement évalué à l'aide du nombre de Bond, déjà évoqué à la section 2 au sujet des mousses. Ce nombre sans dimension a pour expression :

$$Bo = \sqrt{\sigma / \Delta\rho g L^2}$$

La présence de gradients de tension superficielle est une source de mouvement non reliée à la pesanteur. Il s'agit de l'*effet Marangoni*. Celui-ci a lieu lorsque deux fluides présentent une surface de contact capillaire le long de laquelle la température (ou la concentration) n'est pas uniforme, et qu'il y a dépendance en température (ou en concentration) de la tension superficielle.

L'*instabilité de Bénard-Marangoni* [14] peut se produire par exemple en solidification par zone flottante (ou dans d'autres procédés de solidification, lorsque le contact entre la phase fluide et la paroi du creuset n'est pas assuré, ce qui est souvent le cas en microgravité), et dans tous les cas où y a une interface liquide-gaz ou liquide-liquide.

L'instabilité de Bénard-Marangoni se manifeste dans une couche fluide chauffée. Elle a lieu lorsque le nombre de Marangoni Ma dépasse une valeur critique liée à la configuration du système. Le nombre de Marangoni de température est défini par :

$$Ma_T = \sigma_T G_T d^2 / \kappa\mu \quad (6)$$

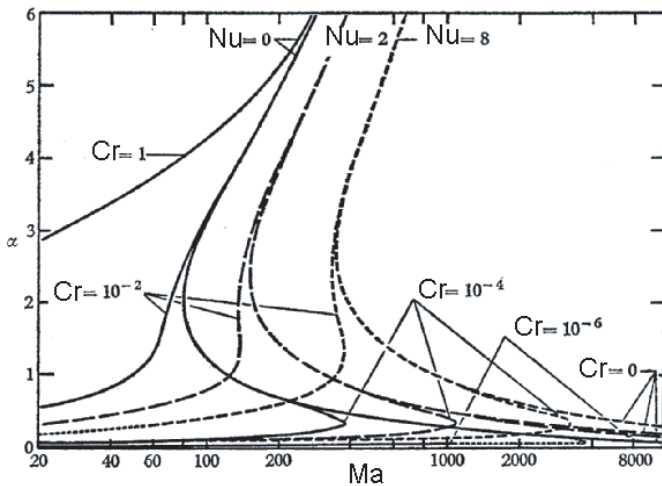


Fig. 5. Courbes de stabilité neutre dans le cas d'une surface libre, $V_i = 0$, et d'un fond isotherme pour différentes valeurs des nombres de Nusselt et du nombre de capillarité [14].

où $\sigma_T = d\sigma/dT$ est la dérivée de la tension superficielle par rapport à la température, G_T est le gradient thermique dans la couche, d l'épaisseur de cette couche, κ est la diffusivité thermique et μ est la viscosité dynamique.

Dans un problème à surface libre déformable, Scriven et Sterling introduisent les nombres sans dimensions suivants :

$$Vi = \frac{\mu_S + \eta_S}{\mu d} \quad \text{nombre de viscosité de surface,}$$

$$Cr = \frac{\mu\mu_S}{\sigma_0 d} \quad \text{nombre de capillarité,}$$

μ_S , η_S étant respectivement la viscosité dynamique et la viscosité de dilatation interfaciales.

La figure 5 montre les résultats obtenus par ces auteurs, pour une couche infinie, dans le cadre d'une théorie de petites perturbations linéarisées. Sur cette figure, le nombre de Nusselt Nu caractérise les échanges thermiques au dessus de la surface libre et $\alpha = Kd$ est le nombre d'onde réduit de la petite perturbation périodique. Les courbes non fléchées font référence au cas de l'interface plane non déformable.

On remarque dans ce dernier cas la présence d'un seuil d'instabilité, caractérisé par un nombre de Marangoni critique (minimum de Ma au-delà duquel la convection apparaît). En revanche, dans le cas de la surface libre mobile, l'instabilité a toujours lieu, mais aux très grandes longueurs d'onde, ce qui ne peut se produire en présence d'une couche fluide d'extension finie.

Dans un mélange, on définit aussi le nombre de Marangoni solutal Ma_C

$$Ma_C = \sigma_C G d^2 / D\mu \quad (7)$$

où $\sigma_C = d\sigma/dC$ est la dérivée de la tension superficielle par rapport à la concentration, G_C est le gradient de concentration dans la couche et D est le coefficient de diffusion.

Au sol, l'instabilité de Bénard-Marangoni est couplée à l'instabilité de Rayleigh-Bénard [15]. L'instabilité de Bénard-Marangoni peut être aussi couplée aux effets de thermodiffusion (effet Soret), y compris en microgravité [16].

D'autres effets de surface peuvent avoir lieu, avec des interfaces diffuses par exemple. En présence d'évaporation, on trouve le phénomène de recul différentiel de la vapeur [17].

5.3 Évaporation d'une goutte de fluide pur dans un mélange gazeux

On considère une goutte sphérique de combustible pur, au repos, s'évaporant dans une atmosphère infinie plus chaude que la goutte. Une situation à symétrie sphérique ne peut se produire au sol qu'avec une goutte suffisamment petite (la taille L intervenant dans le nombre de Grashof étant ici le diamètre de la goutte), pour des pressions suffisamment faibles et largement en dessous du point critique (car l'inexistence de tension superficielle interdirait alors tout accrochage de la goutte à un support quelconque). Ces conditions rendent difficiles l'observation au sol de gouttes de diamètre suffisant en respectant la symétrie sphérique (en l'absence d'écoulement forcé). La théorie de base qui suit correspond donc à une situation idéale observable seulement en apesanteur. Nous envisageons le cas de la flamme entourant un ensemble de gouttes et nous supposons connue la température moyenne de la phase gazeuse.

Chaque goutte est donc en évaporation dans une atmosphère au repos de pression et de température connues. Nous nous limitons ici au cas nettement subcritique avec propriétés physiques constantes. Il n'y a qu'un coefficient de diffusion et deux espèces en phase gazeuse.

Les équations de base sont : la conservation de la masse $\dot{M} = \text{const.}$ ainsi que deux autres équations traduisant la conservation des espèces et celle de l'énergie et qui peuvent être résolues séparément en utilisant deux conditions aux limites (surface de goutte et infini).

Pour résoudre l'équation de la diffusion, on utilise les relations :

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho u = \text{const.}, \quad \dot{M} \frac{dY_j}{dr} - 4\pi \rho D r \frac{d^2(r Y_j)}{dr^2} = 0 \quad (8)$$

où ρD est supposé constant et où l'indice j désigne l'espèce chimique. On a trois conditions aux limites (Fig. 6). On trouve : $\dot{M} = 4\pi \rho D r_S \text{Log}(1 + B_M)$, avec : $B_M = \frac{Y_{FS} - Y_{F\infty}}{1 - Y_{FS}} = \frac{Y_{A\infty} - Y_{AS}}{Y_{AS}}$, où B_M , qui dépend de Y_{FS} , reste à déterminer.

Comme $D = 2r_S$, $\dot{M} = -\frac{dM}{dt} = -4\pi r_S^2 \frac{dr_S}{dt}$, on en déduit la célèbre loi « en D^2 » :

$$D^2 = D_0^2 - Kt, \quad K = \frac{8\rho D}{\rho_L} \ln(1 + B_M) \quad (9)$$

où B_M , qui dépend de Y_{FS} , reste à déterminer.

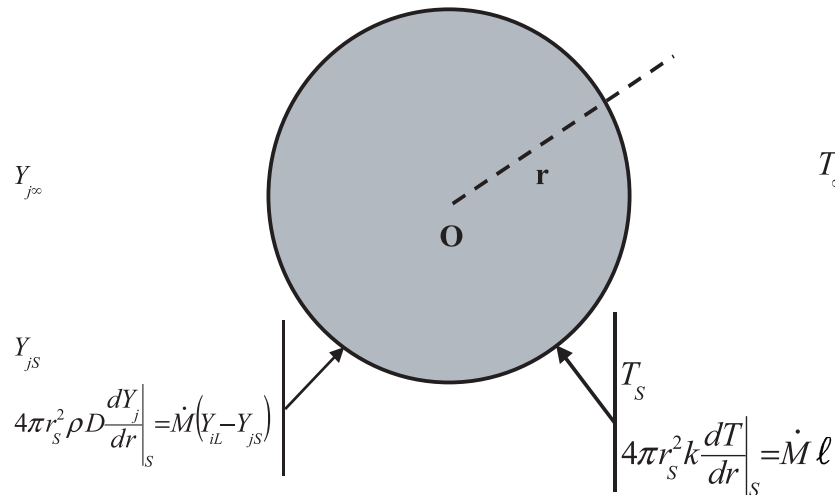


Fig. 6. Conditions aux limites pour l'évaporation d'une goutte.

On retrouve le même type de relation en résolvant l'équation de l'énergie :

$$\dot{M} c_p \frac{dT}{dr} - 4\pi k r \frac{d^2(rT)}{dr^2} = 0 \quad (10)$$

On a, ici aussi, trois conditions limites (Fig. 6). On trouve : $\dot{M} = 4\pi \frac{k}{c_p} r_S \text{Log}(1 + B_T)$, où : $B_T = -\frac{c_p(T_\infty - T_S)}{\ell}$, dépend de la température de surface T_S .

Les deux calculs précédents doivent donner le même résultat (même débit d'évaporation et même coefficient K), ce qui conduit à une relation entre les paramètres B_M et B_T de diffusion et de conduction :

$$\begin{aligned} \dot{M} &= 4\pi \rho D \ln(1 + B_M) \\ &= 4\pi \frac{k}{c_p} \ln(1 + B_T) \Rightarrow \ln(1 + B_M) = Le \ln(1 + B_T) \end{aligned} \quad (11)$$

et fournit une première relation entre la température et la concentration de surface inconnues.

Lorsque $Le = 1$, cette relation devient : $B_T = B_M = B$, soit : $M_F Y_{A\infty} X_{FS} / [M_A X_{A\infty} (1 - X_{FS})] = c_p (T_\infty - T_S) / \ell$. Pour déterminer les quantités inconnues T_S et Y_{FS} , il faut une seconde relation. Celle-ci est fournie par la condition d'équilibre liquide-vapeur. On admet en effet que cette condition est vérifiée localement au niveau de la surface de la goutte. Elle se traduit par l'égalité des potentiels chimiques du corps F liquide et vapeur $\mu_L = \mu_F$. Si μ_L n'est fonction que de T et pour un mélange de gaz parfaits : $p X_{FS} = p_{sat}(T_S)$.

Lorsque le nombre de Lewis est égal à l'unité, les conditions de surface sont donc déterminées par :

$$X_{FS} = \frac{M_A X_{A\infty} c_p (T_\infty - T_S)}{M_F Y_{A\infty} \ell + M_A X_{A\infty} c_p (T_\infty - T_S)} = \frac{1}{p} p_{sat}(T_S) \quad (12)$$

et on en déduit la valeur de la constante K d'évaporation.

Nous avons supposé dans ce qui précède, que la flamme entourait le brouillard. Si chaque goutte est entourée par une flamme, on obtient encore une « loi en

D^2 », avec un coefficient d'évaporation K différent [18,19]. La figure 7 indique les configurations évoquées. Les expériences réalisées en micropesanteur dans des conditions aussi proches que possible de la configuration de référence, donnent des résultats en assez bon accord avec la théorie [20]. Néanmoins, cette théorie est mise en défaut dans les moteurs en régime transitoire, c'est-à-dire au niveau des injecteurs, lorsque la vitesse des gouttelettes est différente de celle du gaz ambiant et que la température de la goutte n'est pas celle de vapeur saturante. Il y a alors simultanément chauffage et évaporation de la goutte. De plus l'hypothèse d'une température uniforme de goutte est parfois remise en cause.

En présence d'une vitesse relative, la théorie précédente se trouve modifiée, en particulier par un effet de couche limite [21].

5.4 Combustion d'une plaque

Un problème classique de référence est celui de la couche limite ablativ selon le schéma de la figure 8. Dans le problème d'Emmons considéré ici [22], les hypothèses concernant le mélange fluide sont analogues aux précédentes et vérifient l'approximation de Shvab-Zeldovich. De plus le nombre de Prandtl est égal à l'unité. Le transfert thermique dans la plaque, la production de suies et l'influence du rayonnement sont négligés.

On trouve des solutions en similitude du même type que pour la couche limite classique au dessus d'une plaque plane, mais avec une valeur non nulle pour la fonction de Blasius $f(\eta = 0)$ à la paroi. Les résultats sont résumés ci-dessous, pour une réaction de combustion du type $H + O \rightarrow P$:

$$\begin{cases} f'''(\eta) + f(\eta) f''(\eta) = 0, & \text{(équation de Blasius)} \\ f'(0) = 0, f'(\infty) = 1, f(0) = -B f''(0) \\ B = (\alpha_{T_\infty} - \alpha_{T_{paroi}} - \alpha_{O_\infty}) \Delta H / \ell \end{cases} \quad (13)$$

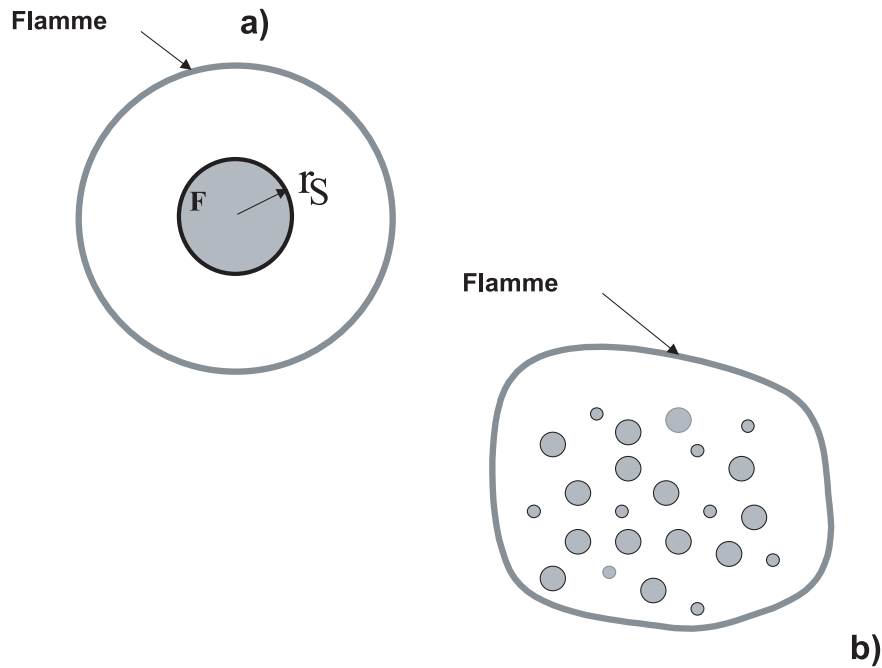


Fig. 7. a) Goutte individuelle en combustion. b) Paquet de gouttes en combustion, chaque goutte étant en évaporation.

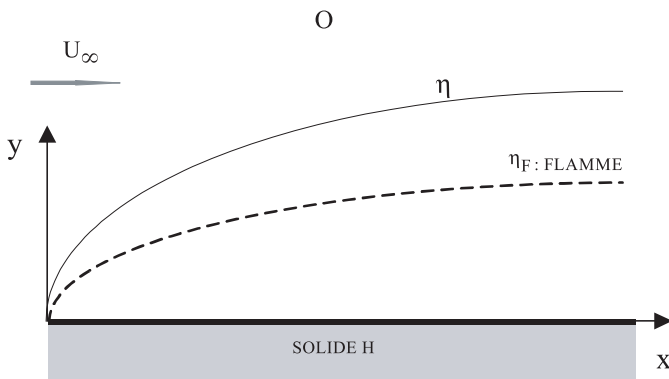


Fig. 8. Plaque plane de combustible H brûlant en présence d'un écoulement de comburant O.

avec : $\eta = \zeta (U_\infty/2\xi)^{1/2}$ et $\xi = \int_0^x \rho \mu dx$, $\zeta = \int_0^y \rho dy$, $\alpha_T =$

$$\sum_{j=1}^N Y_j \int_{T_0}^T c_{p,j} dT / \Delta H, \alpha_j = Y_j / \nu_j M_j, j = H, O, P.$$

La vitesse d'ablation de la paroi est :

$$v_a = - (U_\infty/2\xi)^{1/2} f(0) (\rho \mu)_{paroi} / \rho_H \quad (14)$$

On déduit aussi la tension de frottement sur la plaque, les profils de concentrations, etc., qui sont des fonctions de η .

Les expériences réalisées en micropesanteurs conduisent ici à des résultats généralement assez éloignés des précédents. De nombreux facteurs rentrent en ligne tels que la longueur finie de la plaque, la conduction dans la plaque, les valeurs du nombre de Damköhler, pouvant entraîner la production de suies et

le rayonnement [23]. Ces phénomènes font actuellement l'objet de modélisations.

6 Fluctuations de gravité résiduelle

Les fluctuations de gravité résiduelle sont aléatoires, et il peut être intéressant d'analyser leurs effets sur les phénomènes étudiés. Si, pour un phénomène donné, ces effets ne dépendent ni de la direction ni du sens dans lequel ils s'exercent, on peut les mettre à profit pour faire varier le nombre de Grashov. Ainsi Chauveau et al. [24], démontrent expérimentalement que l'effet du carré de la pression sur la vitesse de combustion K_b (de la loi de décroissance du carré du diamètre de la goutte en fonction du temps), est le même que celui du niveau de gravité résiduelle. Ils vérifient ainsi ce que l'on pouvait prévoir en observant l'expression du nombre de Grashov, dont dépend K_b [25] :

$$K_b = K_{b0} (1 + 0,05 \text{Pr}^{1/3} \text{Gr}^{1/4}) \quad (15)$$

où K_{b0} correspond à la gravité nulle (on admet que $10^{-5} g$ correspond à la gravité nulle), et Pr est le nombre de Prandtl : le fait que le nombre de Grashov dépend à l'identique de l'accélération et du carré de la pression (la loi de corrélation (15) donnant l'influence de la convection naturelle sur la constante K_b est assez bien vérifiée sous haute pression).

On a en effet, d'après (1) :

$$\text{Gr} = \Delta \rho g L^3 / \nu^2 = (g d_c^3 \rho^2 / \mu^2) [\Delta T / T] \quad (16)$$

où d_c est le diamètre moyen de la flamme, T la moyenne arithmétique de la température entre la flamme entourant

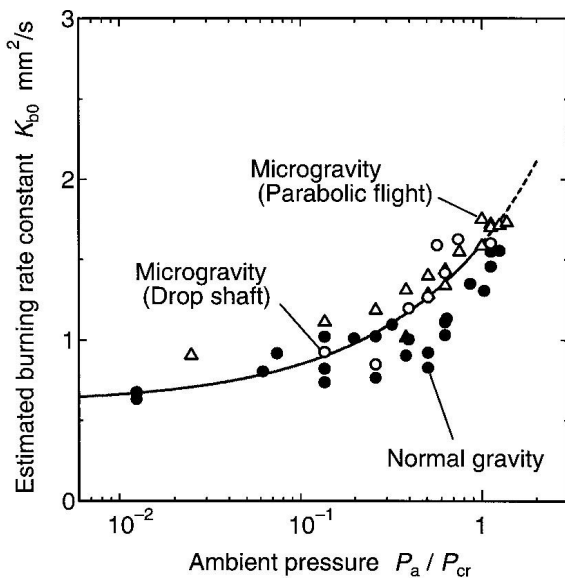


Fig. 9. Vitesse de combustion de gouttes de méthanol en fonction de la pression sous 0 g.

la goutte et l'atmosphère ambiante et ΔT la différence entre ces températures. La masse volumique ρ est, quant à elle, proportionnelle à la pression, et la viscosité μ est supposée ne dépendre que de la température.

Les résultats des expériences sont reportés sur la figure 9.

7 Conclusion

Les Sciences de la Matière en Micropesanteur sont un domaine de recherche bien vivant et susceptible d'applications.

Les expériences passées ont bien fait progresser la connaissance. Un nouvel instrument nommé DECLIC (Dispositif d'Étude de la Croissance et des Liquides Critiques) est en fin de mise au point pour être utilisé dans la Station Spatiale Internationale et doit permettre d'explorer les fluides critiques et la solidification des matériaux transparents. D'autres instruments sont envisagés pour étudier les autres thèmes.

Des tendances peuvent être dégagées sur les thèmes suivants : convection, solidification et croissance cristalline, combustion et phénomènes réactifs, interfaces fluides, milieux granulaires et polyphasiques, fluides critiques.

Nous ne citerons que quelques exemples non encore évoqués dans cet article.

Convection, solidification et croissance cristalline

Les connaissances acquises au sol sur la solidification d'alliages transparents [26] concernent des couches minces disposées horizontalement (Fig. 10). Seule

l'expérimentation en μg peut permettre de progresser dans le domaine des échantillons massifs. Parmi les recherches prévues par les scientifiques citons celles concernant la sélection et la stabilité des microstructures, les alliages eutectiques lamellaires et fibreux.

D'autres priorités portent sur la solidification d'alliages métalliques.

Combustion et phénomènes réactifs

La combustion de surfaces planes a été évoquée ainsi que la combustion de gouttes et des approfondissements sont envisagés. Citons en particulier ceux concernant les phénomènes collectifs dans les réseaux de gouttes [27]. Un intérêt de la microgravité dans le domaine des suspensions est d'éviter la sédimentation.

Les études numériques seront poursuivies en combustion de suspensions denses.

Le comportement de flammes de brouillard testé vis-à-vis de l'instabilité thermo-diffusive a été étudié. Celle-ci, à l'origine de forts plissements des fronts de flammes de pré-mélange gazeux, agit également sur les flammes de brouillard, mais avec un domaine de sensibilité notablement réduit [28].

Interfaces fluides

Les mousses humides sont totalement instables au sol du fait du drainage gravitaire. Seule la microgravité rend possible l'étude physicochimique sur mousses instables humides.

L'ébullition sera étudiée en micro-pesanteur ainsi que les interfaces avec réactions chimiques et les interfaces entre fluides miscibles : en principe, il n'y a pas de tension de surface entre deux fluides miscibles, mais le comportement des instabilités laisse présumer une tension interfaciale équivalente.

Milieux granulaires et polyphasiques

Les milieux granulaires secs seront étudiés en particulier sous vibration.

Des programmes porteront sur les émulsions, les forces de portance sur particules, les vésicules déformables, la rhéologie des suspensions magnétiques et les écoulements diphasiques.

Fluides critiques

Poursuite des études de l'ébullition [29] au voisinage du point critique (Fig. 11), du rôle de l'effet piston dans l'hydrodynamique des fluides très compressibles (instabilités, interfaces diffuses, transition).

Mesure de coefficients de transport au voisinage du point critique.

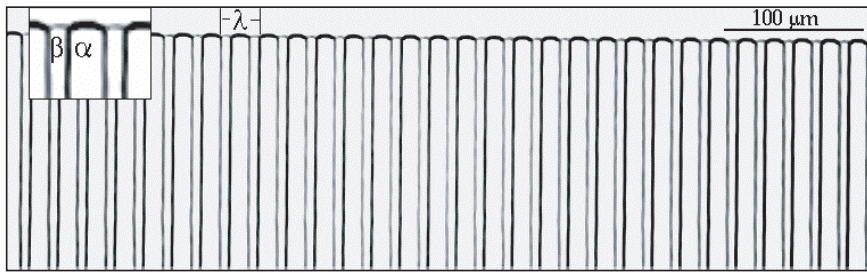


Fig. 10. Expérience de croissance d'eutectiques lamellaires réalisée en couche mince de matériau transparents [26].

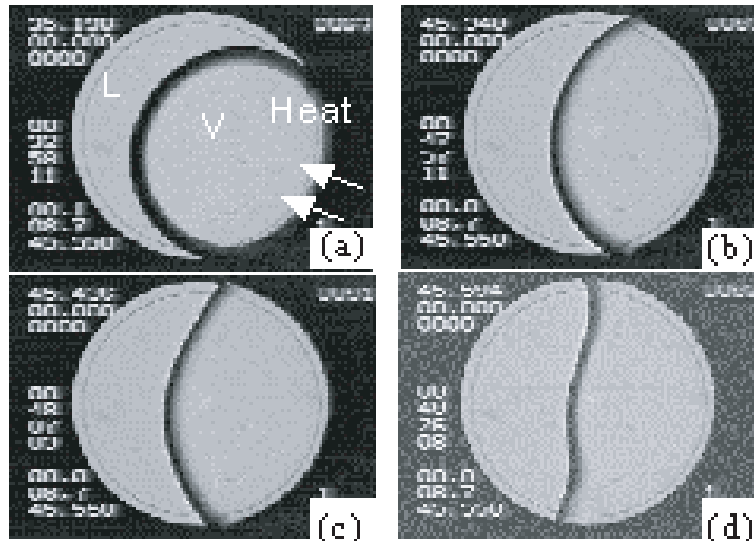


Fig. 11. Mise en évidence d'une anomalie. L'angle de contact liquide/vapeur/paroi solide dénote une inversion du mouillage (la vapeur semble mouiller la paroi). Le phénomène pourrait être dû au recul de la vapeur [29].

Références

- [1] Groupe de travail : Sciences Physiques en Microgravité, Séminaire de prospective : Évolutions à moyen et long terme des programmes scientifiques spatiaux, Deauville, 28–31 octobre, Ed. CNES, 1985, pp. 91–99
- [2] D. Beysens, R. Blanc, B. Zappoli, Physique des fluides et des milieux aléatoires. Rapport du Séminaire de prospective microgravité « Sciences physiques et Sciences de la vie », Aix-en-Provence, 3–5 avril 1991, Ed. CNES
- [3] D. Beysens, B. Zappoli, Sciences de la matière en micro-pesanteur : la combustion. Séminaire de prospective en Sciences Spatiales, Arcachon, 9–12 mars 1998, Ed. CNES, 1999, pp. 223–225
- [4] R. Prud'homme, D. Langevin, G. Faivre, (Eds.) Sciences de la Matière et Microgravité, Colloque 86, J. Phys. France IV 11 (2001) pr6
- [5] S. Chandrasekhar, Hydrodynamic and hydro-magnetic stability, Clarendon Press, Oxford, 1961
- [6] F.B. Carleton, F.J. Weinberg, Electric field-induced flame convection in the absence of gravity, in Combustion experiments during KC-135 parabolic flights, ESA SP-1113, ISBN 92-9092-008-4, 1989
- [7] C. Monnereau, M. Vignes-Adler, B. Kronberg, Influence of gravity on foams, J. Chim. Phys. 96 (1999) 958–967
- [8] D. Benielli, M. El Ganaoui, E. Semma, N. Bergeon, H. Jamgotchian, P. Voget, B. Billia, P. Bontoux, Effect of the thermal convection on directional solidification of succinonitrile–acetone alloy : Comparison between experimental and numerical studies, J. Phys. France IV 11 (2001) pr6-135–142
- [9] D. Beysens, Near-critical fluids under microgravity : highlights and perspectives for Europe, J. Phys. France IV 11 (2001) Pr6-7-22
- [10] Jr.H. Merte, J.A. Clark, Boiling heat transfer with cryogenic fluids at standard, fractionnal, and near-zero gravity, J. Heat Transfer 86 (1964) 351
- [11] P. Lehmann, T. Alboussière, R. Moreau, V. Uspenski, MHD convection control applied to chemical diffusivities measurements, J. Chim. Phys. 96 (1999) 1105–1110
- [12] R. Touhiri, H. Benhadid, D. Henry, Stabilisation par champ magnétique de la convection en cavité cylindrique chauffée par le bas, J. Chim. Phys. 96 (1999) 1098–1104
- [13] L. Landau, E. Lifschitz, Mécanique des fluides, Éditions MIR 1971
- [14] L.E. Scriven, C.V. Sternling, On cellular convection driven by surface-tension gradients: effects of mean surface tension and surface viscosity, Chem. Engng. Mech. 19 (1964) 321–340
- [15] D.A. Nield, Surface tension and buoyancy effects in cellular convection, J. Fluid Mech. 19 (1964) 341–352
- [16] A. Bergeon, D. Henry, H. Benhadid, Marangoni-Bénard instability in microgravity conditions with Soret effect, International J. Heat and Mass Transfer 37 (1994) 1545

- [17] R. Gatignol, R. Prud'homme, Mechanical and thermodynamical modeling of fluid interfaces, Series of Advances in Mathematics for Applied Sciences, vol. 58, World Scientific, Singapore, 2001
- [18] G.A.E. Godsave, Studies of the combustion of drops in a fuel spray : the burning of single drops of fuel, 4th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1953, pp. 818–830
- [19] D.B. Spalding, The combustion of liquid fuels, 4th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1953, pp. 847–864
- [20] I. Gökalp, C. Chauveau, X. Chesneau, Droplet combustion in microgravity, in Hydromechanics and Heat and Mass Transfer in Microgravity, H.U. Walter (ed.), Gordon & Breach, 1992
- [21] B. Abramzon, W. A. Sirignano, Droplet vaporization model for spray combustion calculations, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 32(9) (1989) 1605–1618
- [22] F.A. Williams, *Combustion Theory*, The Benjamin Cumming Pub. Cy., Inc., 2d Ed., 1985
- [23] J. Torero, T. Vietoris, G. Legros, P. Joulain, Évaluation du nombre de transfert de masse réel d'une flamme ascendante, *J. Phys. France IV 11* (2001) pr6-291–300
- [24] C. Chauveau, I. Gökalp, D. Segawa, T. Kadota, H. Enomoto, Effects of reduced gravity on methanol droplet combustion at high pressures, The Twenty-Eight International Symposium on Combustion, 2000
- [25] B. Vieille, C. Chauveau, X. Chesneau, A. Odeïde, I. Gökalp, *Proc. Combust. Inst.* 26, 1996, pp. 1259–1265
- [26] S. Akamatsu, S. Bottin-Rousseau, G. Faivre, La dynamique de solidification des eutectiques lamellaires : des échantillons minces aux systèmes massifs, *J. Phys. France IV 11* (2001) pr6-127–134
- [27] D.L. Dietrich, P.M. Struk, K. Kitano, M. Ikegami “Combustion of interacting droplet arrays in a microgravity environment”, Fifth International Micro-gravity Combustion Workshop, Proceedings, NASA Glenn Research Center and NCMR, Cleveland, OH, May 18–20 1999, 281–284
- [28] S. Suard, C. Nicoli, P. Haldenwang, Vaporisation controlled regime of flames propagating in fuel-lean spray, *J. Phys. France IV 11* (2001) pr6-301–310.
- [29] Y. Garrabos, C. Chabot, R. Wunenburger, J.-P. Delville, D. Beysens Critical boiling phenomena observed in microgravity, *J Chim. Phys.* 96 (1999) 1066–1073