

L'intérêt de la micropesanteur pour l'étude des interfaces fluides

The interest of microgravity for the study of fluid interfaces

Roger Prud'homme¹, Kwassi Anani²

¹ Sorbonne University / Centre National de la Recherche Scientifique, France

² University of Lomé, Togo

RÉSUMÉ. Nous traitons ici de l'intérêt que peut représenter l'expérimentation en micropesanteur pour l'étude des interfaces fluides. En préalable, nous devons connaître les situations où la pesanteur est susceptible d'exercer une action sur les interfaces. Nous nous limiterons à deux cas : le premier est celui des interfaces capillaires où la tension de surface est présente y compris à l'équilibre, le second est celui des flammes minces qui n'existent qu'en dehors de l'équilibre mais que l'on peut considérer comme des interfaces généralisées. Une présentation rapide des moyens offerts pour l'expérimentation est faite. Des exemples concrets sont traités par la théorie, le calcul numérique et l'expérimentation.

ABSTRACT. We discuss here the interest that experimentation in microgravity can represent for the study of fluid interfaces. First, we must know the situations where gravity is likely to exert an action on the interfaces. We will limit ourselves to two cases: the first is that of capillary interfaces where surface tension is present even at equilibrium, the second is that of thin flames which only exist outside of equilibrium, but which can be considered as generalized interfaces. A quick presentation of the means offered for the experiment is made. Concrete examples are treated by theory, numerical calculation and experimentation.

MOTS-CLÉS. interfaces, tensions capillaires, flammes, fluides, micropesanteur, instabilités.

KEYWORDS. interfaces, capillary tensions, flames, fluids, microgravity, instabilities.

Liste des symboles

symbole	signification	symbole	signification
c, m	indices resp. coupure, maximum	We	nombre de Weber
Bo	nombre de Bond	x	nombre d'onde adimensionnel
$f(\xi, t)$	quantité physique $f=f_0+f'$ f_0 valeur de référence	y	coefficient d'amplification adimensionnel
f'	petite perturbation de f	γ	coefficient isentropique
g	accélération de la pesanteur	ε	nombre petit devant l'unité
k	nombre d'onde	η	cote de interface
L	longueur de référence	ξ	Variable d'espace
M	nombre de Mach	ρ	masse volumique
p	pression	σ	tension superficielle
t	temps	ϕ	potentiel de vitesse
U, V	Vitesse	ω_i	coefficient d'amplification

Introduction

Les moyens de réaliser des expériences en micropesanteur se sont multipliés et perfectionnés depuis ces cinquante dernières années. Les premières expériences de chute libre réalisées en

laboratoire par KUMAGAIⁱ avec des moyens dérisoires¹ ont permis de découvrir la loi de régression linéaire de l'aire des gouttes en combustion et de confirmer les lois théoriquesⁱⁱ. L'édification de tours et de puits d'apesanteur ont permis d'allonger la durée à quelques secondes pour une apesanteur simulée de $10^{-5}g$ et une meilleure qualité des observations. Les vols paraboliques sont devenus des moyens courants à la portée des équipes de recherche en des temps encore plus longs (de l'ordre de 20 secondes), mais avec une qualité de microgravité moindre ($10^{-2}g$). Les défauts de qualité et de durée ont été corrigés avec les fusées sondes ($10^{-5}g$ et plusieurs minutes), puis avec les satellites – comme actuellement l'ISS - qui permettent une durée théoriquement illimitée avec une qualité idéale de micropesanteur et d'accessibilité des expériences.

Les expérimentateurs sur les fluides en μg ont donc des possibilités de plus en plus nombreuses et le domaine des interfaces en a largement profité et continue de le faire dans la limite des crédits accordés aux équipes². Les domaines concernant les interfaces capillaires tels que les mousses et les émulsions, ainsi que les interfaces de combustion et les comportements des fluides en proche-critique sont particulièrement intéressés.

La situation de micropesanteur permet de se débarrasser des parasitages imposés par la convection naturelle et de valider ainsi les lois de comportement de systèmes fluides souvent plus simples à théoriser dans ces conditions. Elle permet de prévoir les événements possibles lors de vols spatiaux tels les incendies à bord de satellites.

Nous examinerons dans cet article des systèmes à interface dont les comportements peuvent être influencés par les champs d'accélération tels que la pesanteur terrestre, mais aussi celle d'autres corps célestes ou par la pesanteur résiduelle en station spatialeⁱⁱⁱ. Seront alors évoqués les expériences réalisées et les résultats théoriques et numériques à valider qui leur sont reliés.

1. Instabilités entre deux fluides superposés en présence de tension capillaire

1.1. Présentation du problème

Étudions les effets d'une petite perturbation harmonique sur deux fluides non visqueux superposés, avec leur surface de séparation initialement horizontale, de densité et de vitesse respectives (ρ_1, U_1) , pour le fluide inférieur et (ρ_2, U_2) pour le fluide supérieur, et de tension de surface σ constante. Le facteur d'amplification ω_i de la perturbation est obtenu à partir de l'analyse en petites perturbations linéarisées.

On suppose les fluides non visqueux et des couches semi infinies. Le potentiel de vitesse ϕ obéit à l'équation de Laplace. La perturbation ϕ' peut être décomposée³ en modes normaux^{iv,v}. Les constantes d'intégration sont déterminées en utilisant les conditions interfaciales. L'équation de l'interface est obtenue en utilisant la fonction η donnant la cote de l'interface perturbée par rapport à la surface plane de référence. Les conditions aux limites à l'interface (loi de Laplace pour le saut de pression causé par la tension superficielle et les conditions d'imperméabilité) sont linéarisées et les équations du mouvement des fluides peuvent être exprimées par les relations de Bernoulli. Nous obtenons un système homogène d'équations de perturbation fonction du temps avec les dérivées

¹ La chute libre de la goutte de fuel en combustion, de 1mm de diamètre initial sous une pression de 1bar, a pu être observée pendant une demi seconde.

² En France, les équipes de recherche concernées se sont en majeure partie réunies depuis plus de trente ans en un GDR (groupement de recherches) CNRS-CNES appelé aujourd'hui GDR MFA (pour « Micropesanteur Fondamentale et Appliquée »).

³ Dans cette théorie linéarisée, chaque quantité $f(\xi, t)$ - avec ξ variable d'espace et t le temps - est la somme d'une valeur de référence f_0 et de la perturbation $f = f_0 + f'$, $f' = \varepsilon f_0 e^{i(k\xi - \omega t)}$ $\varepsilon \ll 1$, avec k réel et $\omega = \omega_r + i\omega_i$.

spatiales de ϕ' et la fonction η . Enfin, après élimination des fonctions, nous obtenons l'équation de dispersion :

$$\left(\omega - k \frac{\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2}{\rho_1 + \rho_2} \right)^2 = \frac{\sigma}{\rho_1 + \rho_2} k^3 + \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} (U_1 - U_2)^2 k^2 + g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} k \quad [1]$$

Le facteur d'amplification ω_i , partie imaginaire de la pulsation ω , se déduit de la relation [1] :

$$\omega_i^2 = -\frac{\sigma}{\rho_1 + \rho_2} k^3 + \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} (U_1 - U_2)^2 k^2 + g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} k \quad [2]$$

où k est le nombre d'onde et g est l'accélération de la pesanteur⁴.

Adimensionalisation

L'équation précédente peut être mise sous forme adimensionnelle en introduisant une longueur de référence L et en posant $x = kL$, nombre d'onde sans dimensions.

On pose alors $y^2 = L^3 \frac{\rho_1 + \rho_2}{\sigma} \omega_i^2$ et l'on obtient l'équation de base :

$$y^2 = Bo x + We x^2 - x^3 \quad [3]$$

avec : $Bo = \frac{gL^2(\rho_2 - \rho_1)}{\sigma}$, nombre de Bond, et $We = \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \frac{(U_1 - U_2)^2 L}{\sigma}$, nombre de Weber.

1.2. Instabilité de Rayleigh-Taylor

Examinons d'abord le cas de l'instabilité de Rayleigh-Taylor où les fluides sont de vitesses égales ($We=0$). L'équation de base exprimant le carré de l'amplitude réduite devient :

$$y^2 = Bo x - x^3 \quad [4]$$

L'instabilité de Rayleigh-Taylor peut se produire dans le cas où la tension superficielle est nulle et les vitesses des deux fluides sont égales ($\sigma=0, U_1=U_2$), le fluide supérieur étant le plus dense ($\rho_2 > \rho_1$). La surface plane est alors instable pour tout nombre d'onde (c'est-à-dire pour toute vitesse de propagation).

En revanche, si $\sigma \neq 0$ avec toujours $U_1=U_2$ et $\rho_2 > \rho_1$, l'analyse de stabilité donne un nombre d'onde de coupure k_c tel que : $k_c^2 = (\rho_2 - \rho_1)g/\sigma$, ce qui correspond à $x_c^2 = Bo$.

⁴ La partie réelle obtenue pour ω est : $\omega_r = k(\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2)/(\rho_1 + \rho_2)$.

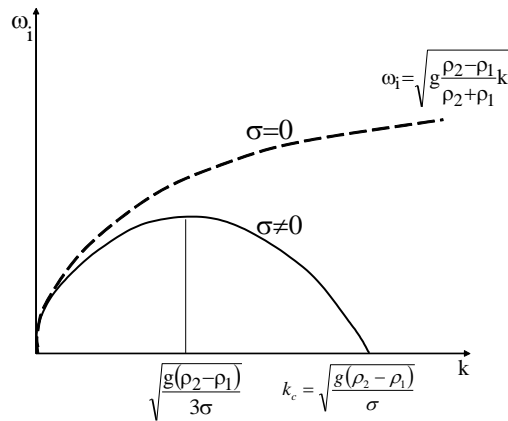


Figure 1. Courbes de croissance de l'instabilité de Rayleigh-Taylor en fluides non visqueux lorsque $U_2 = U_1$.

La stabilité est assurée pour les petites longueurs d'onde ($k > k_c$). Le maximum de ω_i apparaît pour une valeur particulière k_m du nombre d'onde (voir la figure 1) donnée par : $k_m^2 = (\rho_2 - \rho_1)g / 3\sigma$, c'est-à-dire : $x_m^2 = Bo/3$, et $y_m^2 = 2\left(\frac{Bo}{3}\right)^{3/2}$.

La figure 2 illustre l'instabilité de Rayleigh-Taylor. On a un verre d'eau froide à la surface de laquelle on injecte soigneusement de l'eau colorée chaude, cette configuration est initialement stable mais comme l'eau colorée se refroidit et devient plus dense que l'eau en-dessous, elle devient instable [d'après Jens Niemeyer^{vi}].



Figure 2. Instabilité Rayleigh-Taylor produite en injectant soigneusement de l'eau colorée chaude dans un verre d'eau froide. Les « champignons » tombant sont caractéristiques.

1.3. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz a lieu avec des vitesses différentes pour les deux fluides.

En l'absence de pesanteur et de tension superficielle l'équation [2] devient : $\omega_i^2 = \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} (U_1 - U_2)^2 k^2$. Il existe toujours un coefficient d'amplification positif, ce qui dénote une instabilité en toute valeur du nombre d'onde. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz classique donne lieu à des structures enroulées, relevant de l'analyse non linéaire, telles que celles représentées sur la figure 3a.

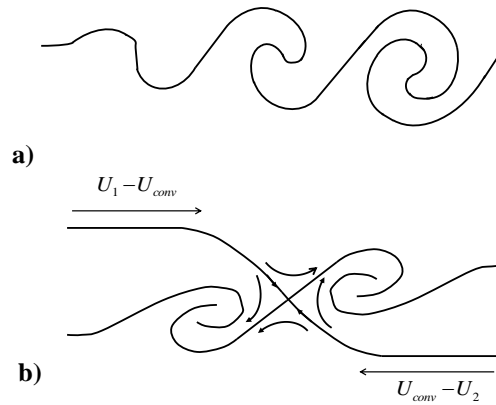


Figure 3. a) Exemple d'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui provoque des enroulements de l'interface, ici dans le cas où $U_2 > U_1$. b) Lignes de courant d'un écoulement de fluides compressibles dans le référentiel de vitesse de translation U_{conv} .

Ces enroulements sont souvent présents dans les couches de mélange de fluides compressibles. Il est possible de déterminer la vitesse de convection U_{conv} des grandes structures. Les lignes de courant de l'écoulement observées dans un repère se déplaçant à la vitesse U_{conv} sont représentées sur la figure 3b, et présentent des structures⁵ en col^{vii}.

Pour déterminer la vitesse U_{conv} d'un écoulement continu de fluide compressible, on écrit que les pressions dynamiques p_0 des deux écoulements sont égales au point d'arrêt, c'est-à-dire que les rapports $p_0/p = [1 + (\gamma - 1)M^2/2]^{\gamma/(\gamma-1)}$ où p est la pression statique, γ le coefficient isentropique et M est le nombre de Mach, sont les mêmes. Si les nombres de Mach ne sont pas trop élevés, et en supposant l'isentropie, nous obtenons : $\rho_1(U_1 - U_{conv})^2 = \rho_2(U_{conv} - U_2)^2$.

Si U_1 est la vitesse la plus élevée on déduit⁶ :
$$U_{conv} = U_1 \frac{1 - (U_2/U_1)\sqrt{\rho_2/\rho_1}}{1 + \sqrt{\rho_2/\rho_1}}$$

Toujours avec g nul, mais avec une tension superficielle de valeur finie, ce qui est moins classique, le coefficient d'amplification vérifie la relation :

$$\omega_i^2 = -\frac{\sigma}{\rho_1 + \rho_2} k^3 + \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} (U_1 - U_2)^2 k^2, \text{ qui devient en variables sans dimensions dans ce cas où}$$

$Bo=0$:

$$y^2 = -x^3 + We x^2 = -x^2(x - We) \tag{5}$$

Le nombre d'onde de coupure $x_c = We$ apparaît sur la figure 4, soit : $k_c = \rho_1 \rho_2 (U_1 - U_2)^2 / \sigma (\rho_1 + \rho_2)^2$ et aussi un taux maximum de croissance de perturbation pour le nombre d'onde réduit^{viii} $x_m = 2We/3$, soit : $k_m = 2 \rho_1 \rho_2 (U_1 - U_2)^2 / 3 \sigma (\rho_1 + \rho_2)^2$.

⁵ Ces structures sont semblables à celles observées pour la flamme de diffusion à contre-courant et pour la flamme de prémélange plane étirée. Cette observation justifie l'utilisation locale de ces structures lagrangiennes lors de l'étude et de la modélisation des flammes turbulentes.

⁶ Cette formule n'est plus valable si l'écoulement ne reste pas isentropique (des ondes de choc attachées aux structures peuvent apparaître aux vitesses élevées). Pour un nombre de Mach de convection $M_{conv} > 0,6$, la couche de mélange observé expérimentalement devient turbulente et présente des structures 3D.

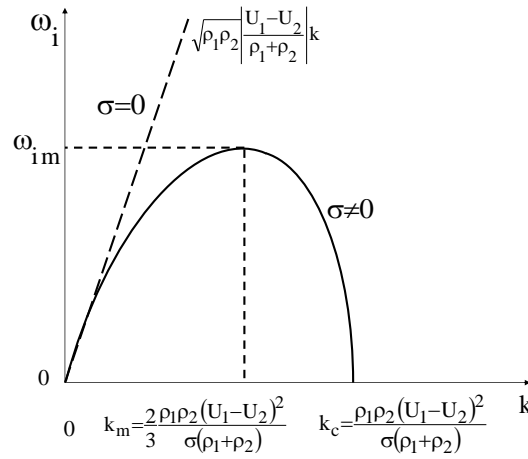


Figure 4. Courbes de croissance pour une instabilité de Kelvin-Helmholtz lorsque $g = 0$.

1.4. Le cas général

Analysons le cas général caractérisé par les deux couches horizontales en mouvement c'est-à-dire avec des nombres de Bond Bo et de Weber We de valeurs finies.

Reprenons l'équation sans dimensions [3] : $y^2 = Bo x + We x^2 - x^3$ et essayons de déterminer des caractéristiques de l'évolution du carré de l'amplitude de la perturbation y^2 en fonction du nombre d'onde x , comme nous l'avons fait précédemment en section 1.2 et 1.3.

Le carré y^2 de l'amplitude en fonction de x fournit une courbe du troisième degré (Figure 5) comprenant un point d'inflexion, avec une partie $x < 0$. Les deux parties contiennent des valeurs de coupure et des extrema. Seule la partie à x positif est à retenir.

Le nombre d'onde de coupure positif est égal à : $x_c^+ = \frac{We + \sqrt{We^2 + 4Bo}}{2}$, et la valeur au maximum est : $x_m^+ = \frac{We + \sqrt{We^2 + 3Bo}}{3}$. On trouve alors : $y_m^+ = \frac{Bo + (6Bo + 2We)x_m^+}{9}$, et, en remplaçant x_m^+ en fonction de Bo et We , l'expression de $y_m^+(Bo, We)$.

En particulier, on retrouve les limites $y_m^+(0, We) = 4We^2/27$, et $y_m^+(Bo, 0) = \frac{Bo}{9} + \frac{2Bo^{3/2}}{3\sqrt{3}}$.

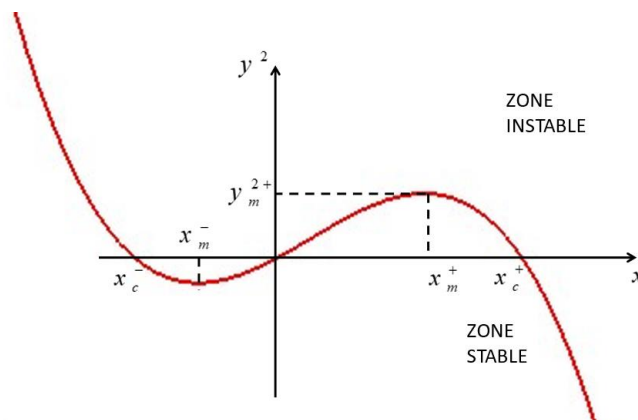


Figure 5. Allure générale de la courbe de croissance de l'instabilité entre deux fluides non visqueux superposés en variables sans dimensions : carré du facteur d'amplification y en fonction du nombre d'onde x (seule la partie à x positif est à retenir).

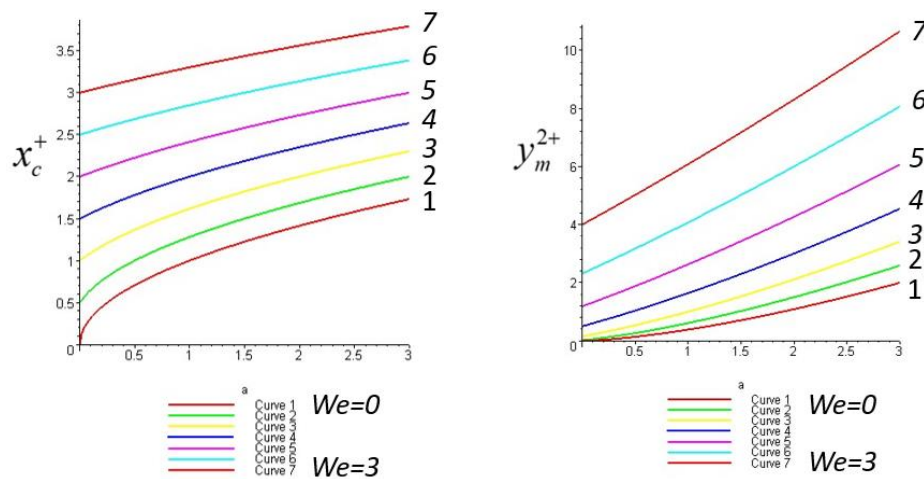


Figure 6a. Influence de la pesanteur (nombre de Bond Bo) sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, i.e. l'étendue en nombre d'onde de la zone instable x_c^+ et le facteur d'amplification maximum y_m^{2+} , pour différentes valeur du nombre de Weber We .

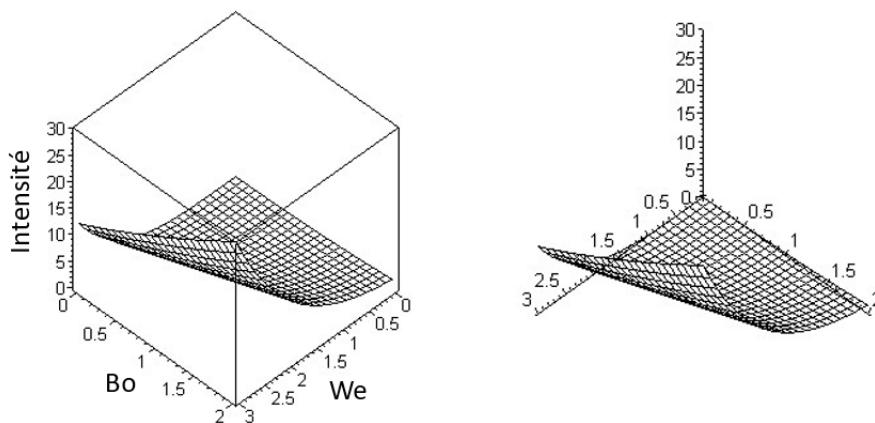


Figure 6b. Influence de Bo et de We sur l'« intensité » $x_c^+ y_m^{2+}$ de l'instabilité couplée résultant de Rayleigh-Taylor et Kelvin-Helmholtz.

La figure 6a illustre le comportement des fonctions de a et b sur l'instabilité des couches fluides superposées.

La figure 6b représente l'évolution du produit $x_c^+ y_m^{2+}$ censé caractériser l'intensité de l'instabilité pour Bo entre 0 et 2 et We entre 0 et 3.

2. Intérêt de la micropesanteur en présence de capillarité : Influence de la gravité sur la structure et la dynamique des mousses

La figure 7 montre la nature d'un milieu aqueux diphasique à bulles d'air en fonction de la fraction de liquide. On voit la zone occupée par les mousses. La zone de transition sépare les mousses à comportement plutôt solide de celle à comportement plutôt liquide.

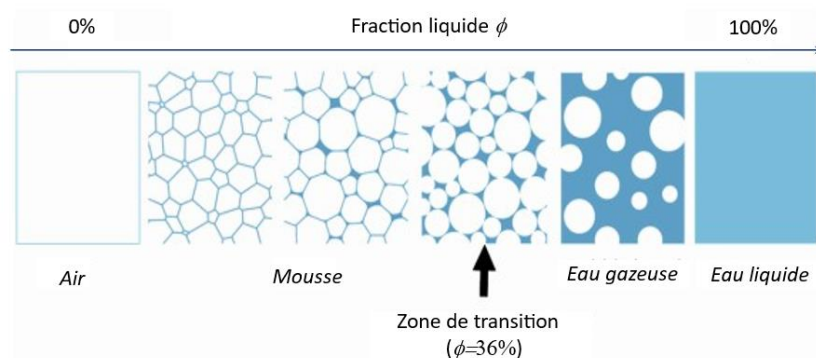


Figure 7. Désignation d'une structure diphasique air/eau en fonction de la fraction liquide.
[d'après la réf. xii]

« Les mousses^{ix,x} sont des dispersions aléatoires de bulles de gaz séparées par des films liquides minces. Elles constituent un modèle de structure cellulaire qui est fréquent dans la nature : les systèmes magnétiques et cristallins des céramiques et des alliages, les tissus biologiques... Elles ont d'importantes applications depuis l'extinction d'incendies jusqu'aux matériaux cellulaires, en passant par les boissons gazeuses. Une autre motivation à l'étude des mousses est aussi la recherche de non-moussabilité ou du moins de son amoindrissement. Par exemple, dans les réservoirs des satellites à éponge capillaire, la formation de bulles stables au niveau de la grille d'alimentation en carburant pourrait être catastrophique.

La mousse est un objet éphémère dont la durée de vie dépend du bilan des forces en présence.

Les forces déstabilisatrices sont :

- le drainage des films liquides par gravité qui conduit à la coalescence des bulles,
- le disproportionnement (mûrissement d'Ostwald) au cours duquel les plus petites bulles se vident dans les plus grosses du fait de la pression capillaire, puis disparaissent.

Les forces stabilisatrices sont :

- les forces à longue portée (électrostatiques ou stériques),
- l'effet Gibbs-Marangoni qui restaure l'épaisseur initiale des films lorsqu'ils ont subi des amincissements locaux et qui dépend des propriétés rhéologiques de dilatation de surface de la solution moussante.

Ces effets s'étudient à une échelle locale alors que l'utilisateur est en général intéressé par le comportement macroscopique de la mousse. Un problème essentiel à l'étude des mousses concerne le passage du microscopique au macroscopique, une étape intermédiaire concernant les mousses bidimensionnelles⁷.

La structure et la dynamique de ces systèmes sont relativement mal comprises. Il y a eu depuis quelques années un certain nombre d'études portant sur la modélisation numérique des mousses bidimensionnelles, et seulement récemment, il y a eu un début de modélisation des mousses tridimensionnelles. D'une manière générale, les expériences ne sont pas assez nombreuses et fiables pour valider les modèles.

⁷ La mousse bidimensionnelle est créée par soufflage d'azote dans une solution savonneuse dans un espace aménagé entre deux plaques distantes de 1-2mm.

Tout phénomène étudié sur une mousse liquide est toujours couplé au drainage gravitaire dont l'action essentielle est d'une part d'engendrer des variations d'épaisseur des films le long de la colonne de mousse et d'autre part d'accumuler les grosses bulles (parties les plus légères) en sa partie supérieure. Le but de notre étude en microgravité est d'analyser l'évolution de la morphologie des mousses tridimensionnelles sous la seule action des forces d'origine physico-chimique (pression capillaire, rhéologie interfaciale...) et aussi d'étudier comment une mousse peut interagir avec différentes parois solides simulant celles d'un réservoir de satellite par exemple. »^{xi,xii}

L'équipe a procédé à de nombreuses expériences en fusée sonde. D'autres ont été envisagées pour l'ISS. »

« Exemple d'expérience prévue pour étudier le transport de liquide et de particules dans les bords de Plateau : « Des modélisations existent basées sur l'analyse de la dissipation visqueuse dans la mousse. En fait, la physique est beaucoup plus complexe. Pour pouvoir isoler le rôle de la rhéologie de surface, des expériences sont prévues sur l'ISS sur les mousses sèches et humides (groupe de D. Langevin^{xiii} à Orsay). Dans ce contexte, ont été développées au laboratoire (LPMDI) des expériences sur le transport de liquide dans le réseau des bords de Plateau (Figure 8) »^{xiv}.

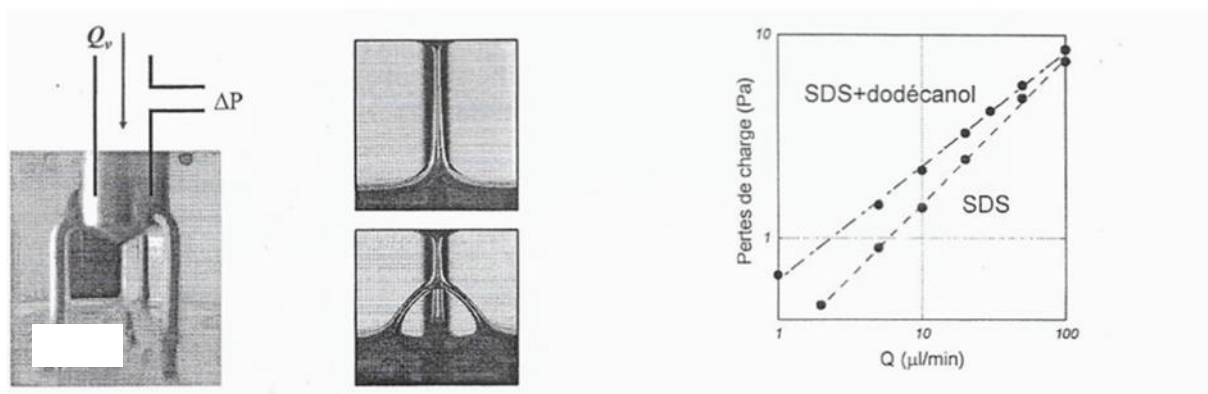


Fig. 8 Mesure de la perte de charge d'un écoulement dans un bord de Plateau et un nœud pour une solution de SDS, une solution mixte de SDS et de dodécanol.

La figure 9 (extraite de la référence xi) montre un exemple d'assèchement de mousse. La mousse créée à 0g (fig. 9a) était formée de bulles parfaitement sphériques et s'est transformée sous 1,8g (fig. 9b) en un ensemble de structures polygonales.

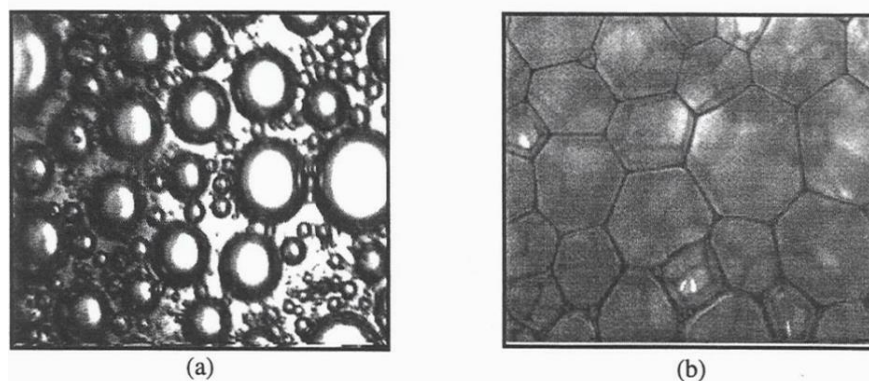


Figure 9. Image d'une mousse (a) formée en microgravité et (b) asséchée sous 1.8g. [d'après la réf. xi]

D. Langevin a étudié l'action stabilisante de surfactants sur les mousses en rapport avec l'expérimentation en microgravité [réf. xii]. Elle a mis en évidence l'importance de la rhéologie de surface et du confinement dans des films minces de mousse pour le comportement de mousses tensioactives, même en apesanteur. La figure 10 montre un schéma de mousse sèche aqueuse avec des films liquides séparant les côtés des bulles, des bordures de plateau et des nœuds visibles à leurs coins.

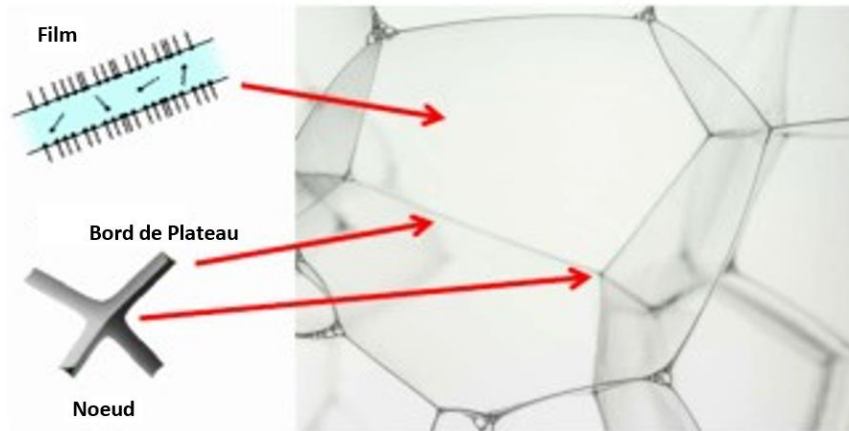


Figure 10. Mousse sèche aqueuse stabilisée par des molécules tensioactives représentées par un cercle (tête polaire), en contact avec l'eau, et une chaîne hydrophobe, en contact avec l'air. [d'après la réf. xii]

Outre les mousses, de nombreux autres systèmes physiques font intervenir des interfaces capillaires. Certains - tels les phénomènes de mouillage^{xv}, les écoulements à bulles^{xvi} et les émulsions^{xvii} - font, ou ont fait, l'objet d'études en micropesanteur.

3. Influence de la pesanteur sur les flammes

Divers problèmes de combustion font apparaître des flammes plus ou moins sensibles aux champs d'accélération^{xviii} et en particulier à la pesanteur. La figure 11 donne un exemple flagrant de cette influence sur une flamme de bougie^{xix}.

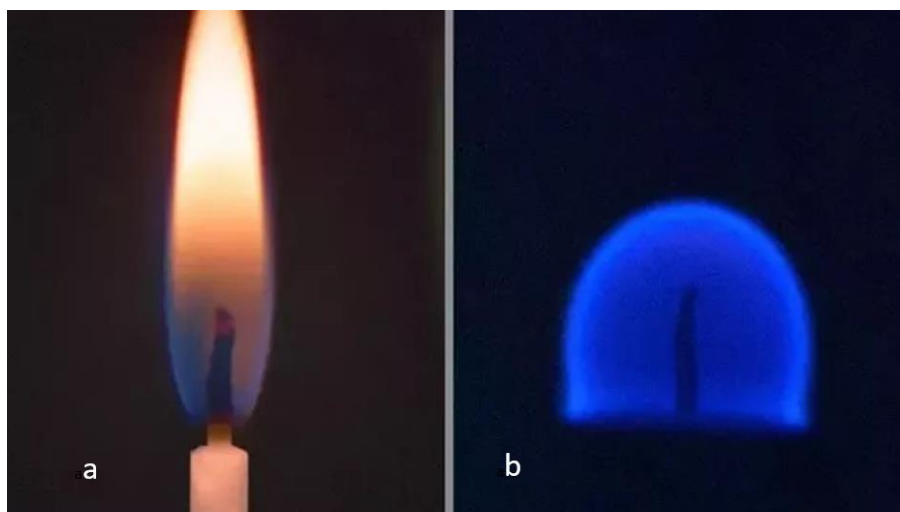


Figure 11. Comparaison d'une flamme a) sous pesanteur terrestre et b) en apesanteur dans l'ISS

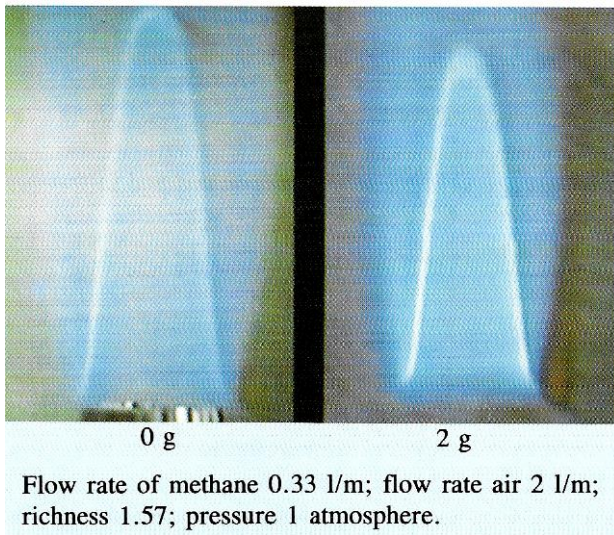


Photo 6. The flame during parabola 1.

Figure 12. Flamme prémélangée à deux instants - 0g et ressourcée à 2g - d'un vol parabolique

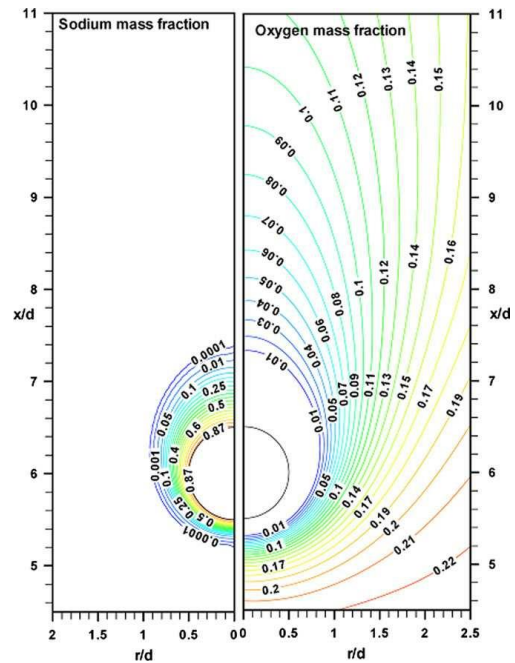


Figure 13. Courbes d'iso-fractions massiques de sodium et d'oxygène autour d'une goutte

La figure 12 montre une flamme de prémélange air-méthane au-dessus d'un bec Bunsen, observée dans deux situations en vol parabolique. En micro-pesanteur la flamme est calme, un peu flottante. Au cours d'une ressourcée causant une accélération de deux fois la gravité normale, le sommet subit des vacillements périodiques^{8xx} plus rapides que sous la gravité normale. Ces fluctuations s'expliquent par une instabilité du type de Kelvin-Helmholtz⁹ dues au jet de gaz brûlés s'élevant plus rapidement que les gaz frais environnants.

Quand on étudie la *combustion de gouttes* dans un écoulement de spray on suppose généralement que le mouvement de gaz au voisinage de chaque gouttelette est à symétrie sphérique^{xxi}. C'est la réalité si les gouttelettes sont suffisamment petites pour être entraînées par le fluide comburant. Mais cela est mis en défaut pour les grosses gouttes du fait de l'apparition d'une vitesse relative. Il est important de connaître les phénomènes susceptibles de déstabiliser les gouttes sphériques en combustion dans une ambiance perturbée.^{xxii}

La figure 13 traduit l'effet de la convection relative sur la distribution des fractions massiques des constituants au cours de la *combustion de gouttes de sodium* dans l'atmosphère en mouvement^{xxiii}. Ces ruptures de symétrie sphérique provoquées par la convection forcée, peuvent aussi apparaître lors de la combustion d'une goutte au repos du fait de la convection naturelle induite par la chaleur dégagée^{xxiv}.

La pesanteur peut induire de tels mouvements de convection naturelle lors de la *combustion de plaques ou de tiges*. Dans les expériences de simulation de la Figure 14, le combustible gazeux est injecté à la vitesse V_H à travers une plaque poreuse et le comburant circule parallèlement à la vitesse V_O ^{xxv}.

⁸ Les vacillements périodiques correspondent à la zone blanchâtre visible sur la photographie 2g au sommet de la flamme.

⁹ Avec la différence que les jets gazeux ont des mouvements accélérés au-dessus du brûleur, alors que les couches fluide sont à vitesses constantes dans l'étude de Kelvin-Helmholtz.

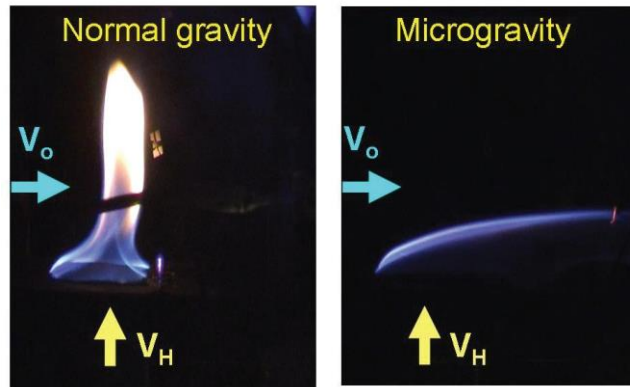


Figure 14. Observations expérimentales d'une flamme de diffusion sous gravité normale et sous microgravité [G. Legros, communication privée, 2009].

Parmi les problèmes de combustion nécessitant les études en micropesanteur, on peut citer aussi les interactions entre des gouttes^{xxvi} ou des tiges^{xxvii} en combustion simultanée (Fig. 15)^{xxviii}.

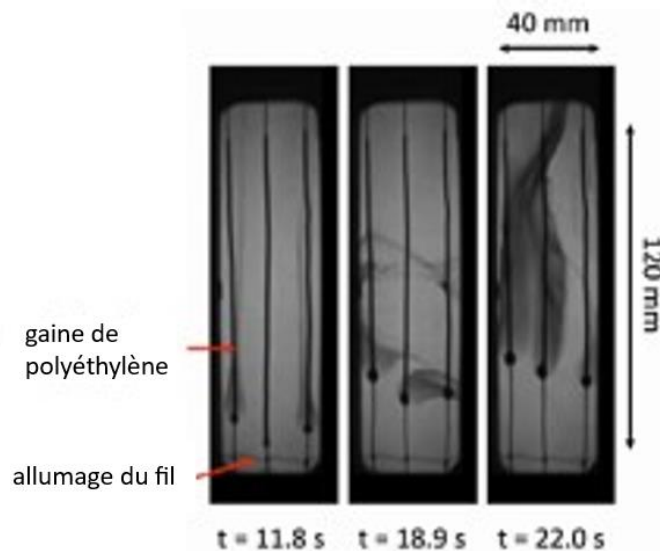


Figure 15. Images obtenues par la technique d'absorption à trois instants après le début de la période de microgravité ($t = 0$) [réf. xxviii]. Le flux d'air et la propagation des flammes sont orientés du bas vers le haut.

Conclusion

Nous n'avons fait que les effleurer, mais les situations évoquées dans cet article illustrent les possibilités offertes par l'expérimentation en micropesanteur obtenue par compensation mécanique pour étudier les systèmes fluides présentant des interfaces.

D'autres moyens sont parfois utilisés dans l'expérimentation au sol pour éliminer la pesanteur. Les configurations de Hele-Shaw¹⁰ sont limitées aux systèmes ayant un comportement bidimensionnel. La sustentation par ondes sonores est parfois utilisée. La sustentation magnétique

¹⁰ Une cellule de Hele-Shaw consiste en deux plaques de verre très rapprochées l'une de l'autre entre lesquelles on injecte un ou plusieurs fluides. https://fr.wikipedia.org/wiki/Cellule_de_Hele-Shaw

est une autre méthode. Ces moyens ont parfois un intérêt du fait d'une accessibilité plus grande, mais aussi du fait de coûts moins élevés que l'expérimentation spatiale.

Nous avons montré à la section 1, comment l'accélération de la pesanteur pouvait influencer les instabilités d'un système physique simplement constitué de deux couches fluides horizontales mobiles superposées et séparées par une interface capillaire. Seul le cas non visqueux a été présenté. Citons un problème en configuration cylindrique étudié récemment par H. Gouin avec une application concrète aux comportements des plantes sous l'effet des marées lunisolaires^{xxix}.

La section 2 a été consacrée à l'influence de la gravité sur la structure et la dynamique des mousses, en se limitant à des caractéristiques générales plutôt descriptives. Ont été cités d'autres phénomènes faisant intervenir des interfaces capillaires tels le mouillage, les écoulements à bulles et les émulsions.

Des systèmes à interfaces généralisées existant dans le domaine de la combustion ont été présentés en section 3 : Flammes de prémélange vacillantes sous 1 et 2g devenant calmes en μg , combustion de gouttes, combustion de plaques, interactions entre tiges en combustions simultanées.

Les applications de ces recherches ont été mises en évidence. Une documentation relativement fournie accompagne ces présentations permettant au lecteur de compléter son information.

Signalons enfin, que l'étude d'autres systèmes comprenant une phase fluide, mais en contact avec une phase solide, bénéficie également depuis des années des possibilités offertes par l'expérimentation en micropesanteur. C'est le cas des recherches menées sur la cristallisation et sur la solidification de métaux et des alliages métalliques par les équipes du GDR MFA, comme en témoigne un ouvrage cité dans la bibliographie^{xxx}. Cinq autres publications concernant les travaux de ce GDR sont également citées^{xxxi, xxxii, xxxiii, xxxiv, xxxv} dans la bibliographie.

Bibliographie

-
- ⁱ Kumagai S., Sakai T. & Okajima S. – Combustion of free fuel droplets in a freely falling chamber. *13th Symposium on Combustion*, Salt Lake City (1970).
- ⁱⁱ Spalding, D.B., Studies of the combustion of drops in a fuel spray. The burning of a single drop of fuel. In: Combustion Institute (ed): *Fourth Symposium on Combustion*, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953, pp. 847-864.s
- ⁱⁱⁱ Bauer, H. F. - Combined Residual Natural and Marangoni Convection in a Liquid Sphere Subjected to a Constant and Variable Micro-gravity Field. *Z. Angew. Math. Mech.* 65, 461–470, 1985.
- ^{iv} LAMB H., *Hydrodynamics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1945
- ^v Prud'homme, R. (2013) - *Ecoulements et réactions chimiques 2- Applications aux mélanges homogènes réactifs*, Ch.6 - collection Mécanique des fluides, Hermès-Lavoisier, Cachan. ISBN 978-2-7462-4543-3
- ^{vi} Jens Niemeyer, <https://youtu.be/yabqo7VFTYs>
- ^{vii} Papamoschou D., “Structure of the compressible turbulent shear layer”, In: *27th Aerospace Science Meeting*, Reno, NV, 9-19 Jan. 1989
- ^{viii} R. Prud'homme – *Flows of reactive fluids - FMIA Series Vol. 94*, (pages 175-178) - Springer, New York Dordrecht Heidelberg London, 2010.
- ^{ix} C. Monnereau, M. Vignes-Adler and B. Kronberg, Influence of gravity on foams, *J. Chim. Phys.* (1999) **96**, 958-967 EDP Sciences, Les Ulis.
- ^x D. Weaire, S.J. Cox, S. Hutzler and G. Bradley, Foams in microgravity, *Phys. IV France* **11** (2001), PR6-213-220 EDP Sciences, Les Ulis.
- ^{xi} Extrait du rapport d'activité de l'équipe “Interface” du Laboratoire des Phénomènes de Transport dans les Mélanges, M. Vignes-Adler, B. Prunet-Foch, F. Legay. GDR 1028 CNES-CNRS p. 41, 1995.

- xii D. Langevin, Aqueous foams and foam films stabilized by surfactants. Gravity-free studies. *C.R. Mecanique* **345** (2017) 47-55. <http://dx.doi.org/10.1016/j.crme.2016.10.009>
- xiii M. Safouane, M. Durand, A. Saint Jalmes, D. Langevin and V. Bergeron, Aqueous foam drainage. Role of the rheology of the foaming fluid, *Phys. IV France* **11** (2001), **11**, Pr6 - 275-280 EDP Sciences, Les Ulis.
- xiv Extrait du rapport d'activité du Laboratoire de Physique des Matériaux Divisés et des Interfaces (LPMDI) UMR 8108 du CNRS, Université de Marne-la-Vallée, M. Vignes-Adler, B. Prunet-Foch, O. Pitois, F. Rouyer, C. Fritz, GDR 2258 CNES-CNRS p. 51, 2003.
- xv J.-P. Caltagirone, R. Prud'homme, Modélisation du mouillage partiel par une approche macroscopique en mécanique discrète, *ISTE Open Science*, 2023. DOI : [10.21494/ISTE.OP.2023.1019](https://doi.org/10.21494/ISTE.OP.2023.1019)
- xvi C. Colin, J. Fabre, J.B. Mcquillen, Bubble and slug flow at microgravity conditions : state and knowledge and open questions. *Chem. Eng. Comm.* 141-142, (1996) pp. 155-173.
- xvii M. Antoni and A. Steinchen, Numerical approach to phase separation in a model emulsion, *Phys. IV France* **11** (2001), **11**, Pr6 - 281-288 EDP Sciences, Les Ulis.
- xviii D. Durox, R. Prud'homme & P. Scouflaire "Premixed flames in microgravity", "*Combustion Experiments during KC-135 Parabolic Flights, ESA SP-1113-ISBN 92-9092-008-4, August 1989*".
- xix <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Candlespace.jpg>
- xx C. Qian, Y. Yang, G. Wang, A. Krikunova, K. Hu, Effect of gravity orientation on flickering characteristics of premixed conical flames, *Microgravity Science and Technology*, (2024) **36**:3.
- xxi Anani K., Prud'homme R., Hounkonnou M. N., (2023), An approximate analytical model for evaporating droplets frequency response in a mixed injection regime. Online First: 2023-02-20, pp. 1-19. *Comptes Rendus Mécanique*, DOI: [10.5802/crmeca.146](https://doi.org/10.5802/crmeca.146). Part of the special issue: [Physical Science in Microgravity within the Thematic Group Fundamental and Applied Microgravity](#)
- xxii Mauriot, Y., Prud'homme, R. (2014) Assessment of evaporation equilibrium and stability concerning an acoustically excited drop in combustion products. *C. R. Mecanique Académie des sciences*. **342**, pp. 240–253.
- xxiii P. Mangarjuna Rao et al. / *International Journal of Heat and Mass Transfer* **55** (2012) 734–743
- xxiv R. Prud'homme, Instabilities in a spherical liquid drop, *Front. Space Technol.*, 24 May 2022 | <https://doi.org/10.3389/frspt.2022.835464>. The Supplementary Material for this article can be found online at: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/frspt.2022.835464/full#supplementary-material>
- xxv Prud'homme R. *Flows of reactive fluids*, FMIA Series, vol. 94, Springer, 2010. ISBN 978-0-8176-4518-2 e-ISBN 978-0-8176-4659-2
- xxvi Chauveau C., Halter F. and Gökalp I., Vaporization in three-dimensional droplet arrays : Effects of the fuel vapor saturation., 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS06, Kyoto, Japan, August 27- September 1, 2006.
- xxvii J.M. Citerne, H. Dutilleul, K. Kizawa, O. Fujita, M. Kikuchi, G. Jomaas, G. Legros, Propagation de flamme sur des échantillons de révolution cylindrique: premiers essais en micropesanteur, *Colloque annuel du GdR MFA*, 2014.
- xxviii R. Prud'homme, G. Legros, J.L. Torero, Combustion in microgravity : The French contribution. *C.R. Mecanique* **345** (2017) 06-98.
- xxix Henri Gouin, Influence of lunisolar tides on plants. Parametric resonance induced by periodic variations of gravity, *Phys. Fluids* **32**, 101907 (2020); doi: 10.1063/5.0023717
- xxx R. Prud'homme, D. Langevin, G. Faivre, EDS. (2001), Sciences de la matière en microgravité, *Phys. IV France* **11**, PR6, Pr6 - 109-18- EDP Sciences, Les Ulis.
- xxxi B. Zappoli & R. Prud'homme, EDS. (1999) - Journées d'Oléron du GDR PR2M. *Journal de Chimie Physique et de Physico-chimie Biologique*, Tome 96 - N° 6 - Juin 1999.
- xxxii R. Prud'homme, M. El Ganaoui, EDS. (2004) – Microgravity / La micropesanteur – *Comptes Rendus Mécanique - Académie des sciences/ Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS* - Volume **332**, Issues 5-6, Pages 319-486
- xxxiii R. Prud'homme, M. El Ganaoui, EDS. (2004) – Microgravité et Transferts – Numéro thématique de *Mécanique et Industries* EDP Sciences - Volume **5** – N° 5 (septembre – octobre 2004).

^{xxxiv} Etay J., Prud'homme R., Haldenwang P., EDS - Basic and applied researches in microgravity – A tribute to Bernard Zappoli's contribution - *Comptes Rendus Mecanique* - Volume **345**, Issue 1 (2017) pp. 1-116. ISSN: 1631-0721.

^{xxxv} D. Beysens , D. Chatain, Y. Garrabos, C. Lecoutre, F. Palencia, P. Evesque, V. Nikolayeva, The effect of vibrations on heterogeneous fluids: Some studies in weightlessness, *Acta Astronautica* **61** (2007) 1002–1009.