

Dégazage intermittent à travers une colonne de fluide complexe.

Thibaut Divoux¹, Valérie Vidal¹, Francisco Melo² & Jean-Christophe Gémard¹

¹ Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure de Lyon, 46 Allée d'Italie, 69364 Lyon Cedex 07, France

² Laboratorio de Física No Lineal and Center for Advanced Interdisciplinary Research in Materials (CIMAT),
Departamento de Física, Universidad de Santiago de Chile (USACH), Avenida Ecuador, 3493, Santiago, Chile
thibaut.divoux@ens-lyon.fr

Résumé. Nous proposons ici une synthèse de plusieurs résultats expérimentaux ayant trait au passage d'un gaz à travers une couche de fluide non-newtonien ainsi qu'aux propriétés acoustiques de l'explosion des bulles à la surface libre. Alors que de l'air est injecté à débit constant à la base d'une colonne de fluide, on observe une alternance spontanée entre deux régimes : soit les bulles émises au bas de la colonne remontent et explosent à la surface quasi-indépendamment les unes des autres, soit elles coalescent pour former un canal traversant le système de part en part, ce qui conduit à une émission quasi-continue de gaz. Nous présentons une étude de l'intermittence entre ces deux régimes et, par ailleurs, une étude acoustique de l'explosion d'une bulle unique. Nous détaillons dans quelle mesure les résultats de cette étude, dans laquelle les propriétés non-newtoniennes du fluide jouent un rôle fondamental, pourraient s'avérer pertinents pour expliquer des phénomènes volcaniques encore mal compris.

Abstract. We summarize an experimental study on air bubbles rising up through a column of a non-newtonian fluid and bursting on top of it. Air is injected at the bottom of a hair-gel column at a controlled flow-rate. For a given flow-rate, the system naturally switches between two states. Either the bubbles are emitted at the bottom of the column and reach the gel surface quite independently from one another, or the bubbles emitted collapse to create a winding "flue" connecting the bottom air-entrance to the gel surface. We report, on the one hand, an experimental study of the intermittency between both regimes and, on the other hand, an acoustic characterization of the sound produced by the bursting of a single bubble. The non-newtonian properties of the fluid are crucial to observe both cyclic changes in the system activity and sonic bubbles. We emphasize how those results could be used to understand puzzling phenomena associated with volcanoes natural-activity.

1 Introduction

L'étude de l'écoulement d'un fluide newtonien à travers un fluide complexe est une problématique extrêmement riche tant sur le plan fondamental [1, 2] que sur celui de ses applications en physique comme en géophysique. Concernant les études physiques, les cas d'émission d'air ou d'eau à travers une couche d'un matériau granulaire immergé ont été étudiés en détail [3, 4]. On retiendra notamment de [3], la mise en évidence de plusieurs régimes d'échappement du gaz à travers la couche de matériau granulaire immergé suivant le débit d'injection d'air dans le milieu. À petit débit, le gaz injecté traverse la couche sous forme de bulles indépendantes qui fragilisent localement l'empilement de grains. À grand débit, on observe qu'un canal relie la buse émettrice de gaz au sommet de la couche de grains immergés, le gaz s'échappant alors continuellement du système. Dans une gamme de débits intermédiaires, on observe une alternance spontanée du système entre ces deux régimes limites : le canal se forme par la coalescence de bulles successives tandis qu'une fois formé, soumis au poids du matériau, il se déforme lentement et finit par s'effondrer.

Des régimes similaires d'alternance sont observés lors du dégazage des volcans de type Strombolien [5]. Dans ce cas, l'air joue le rôle de fluide newtonien et la lave de fluide complexe : par décompression, la remontée de la lave dans le conduit volcanique provoque la nucléation de bulles à partir du gaz dissous dans le magma en profondeur ; ces dernières viennent exploser en surface [6]. L'alternance entre différents régimes d'explosion observés sur le terrain reste encore inconnue [5]. S'il a été montré que la géométrie du conduit est importante [7, 8], en particulier pour expliquer les alternances que présentent les éruptions de

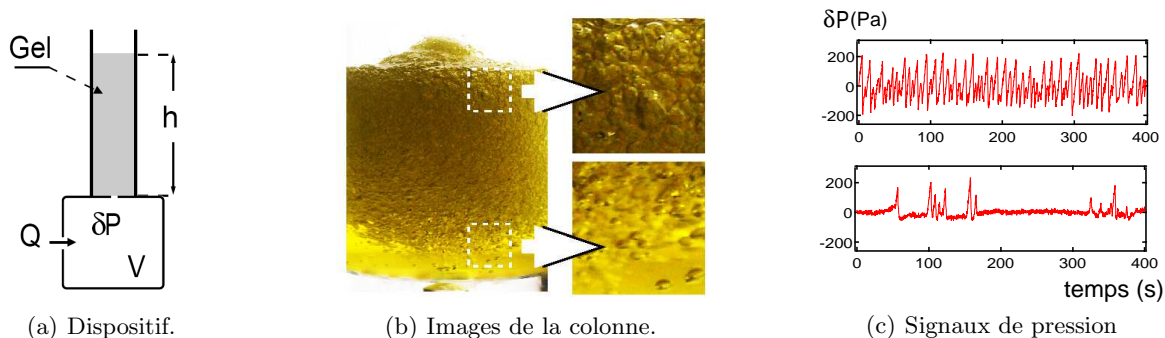


Fig.1. Situation expérimentale. (a) et (b) Un mélange de gel coiffant et d'eau remplit une colonne verticale. La base de la colonne est connectée à une chambre sèche dans laquelle on injecte de l'air à débit massique constant Q . L'expérience consiste à enregistrer les variations de la pression δP dans la chambre au cours du temps. (c) Pour une géométrie donnée, le comportement typique du signal de pression dépend du débit gazeux imposé. En haut, à petit débit, on observe des montées et descentes de la pression caractéristiques d'un régime dans lequel les bulles sont émises régulièrement l'une après l'autre. En bas, à plus grand débit, on observe de longues périodes pendant lesquelles la pression est presque constante et égale la pression extérieure. Ceci est la marque de l'ouverture, dans le fluide, d'un canal stable qui relie la buse d'émission du gaz à la surface libre.

type basaltique [9], le caractère non-newtonien de la lave est pressenti comme fondamental pour expliquer les intermittences de l'activité strombolienne [6]. Cependant, le phénomène n'a été à ce jour que très peu étudié à l'échelle du laboratoire.

Nous présentons donc ici une étude expérimentale de l'échappement d'air au travers d'une colonne de fluide complexe, qui pour fixer les idées, pourrait s'apparenter à la colonne de magma qui remplit un conduit volcanique. Nous allons voir que sous cet aspect, cette étude présente plusieurs points communs avec les observations que fait un géophysicien sur le terrain. Cet article, écrit par des physiciens, a pour vocation d'être une synthèse de résultats d'expériences de laboratoire dont le détail a été, ou est en cours de publication [10–13]. Nous renvoyons à ces quatre références pour plus de détails. Cet article vise aussi à mettre en exergue les similitudes entre le système étudié et les observations de terrain avec pour lien sous-jacent, le caractère non-newtonien des fluides mis en jeu. Nous espérons ainsi sensibiliser plus largement la communauté géophysicienne à ces résultats.

2 Intermittence entre deux régimes : bulles isolées, canal ouvert

Le principe de l'expérience est le suivant (Fig. 1) : une colonne de fluide est connectée par sa base à une chambre sèche dans laquelle on injecte un gaz à débit massique constant (Fig. 1a). On étudie alors l'évolution de la surpression δP dans la chambre inférieure au cours du temps.

Dans nos expériences, la colonne de fluide a un diamètre typique que l'ordre de 10 cm pour une hauteur variable h allant jusqu'à 13 cm. Le volume V de la chambre peut être choisi dans la gamme 50 à 800 mL. Le fluide utilisé consiste en un mélange de gel coiffant (*Auchan*) et d'eau qui présente de "bonnes" propriétés rhéologiques. D'une part cette solution possède un seuil d'écoulement : une bulle d'air en deçà d'une certaine taille reste bloquée ; l'éclatement à la surface libre d'une bulle de taille supérieure au seuil laisse généralement derrière lui une petite bulle de taille inférieure au seuil. Ainsi, l'ascension et l'éclatement répétés de bulles à la surface conduit à la formation d'un gradient vertical de bulles piégées dans la colonne de gel, stable dans le temps (Fig. 1b). D'autre part, la solution est rhéofluidifiante, ce qui concrètement se traduit par le fait que le passage d'une bulle favorise la montée de la bulle suivante. Ceci permet, par la coalescence de bulles successives, la formation d'un canal sinueux [14] qui traverse la colonne de gel de la buse d'émission du gaz à la surface libre.

On constate qu'à débit gazeux imposé, le système atteint un régime permanent dans lequel il oscille spontanément entre deux états : soit les bulles qui se forment à la base remontent la colonne de gel indépendamment l'une après l'autre [régime *émission de bulles* (Fig. 1c, en haut)]; soit celles-ci coalescent pour former un canal [régime *canal ouvert* (Fig. 1c, en bas, $\delta P = 0$)]. Le système a généralement tendance à favoriser les bulles à faible débit, tandis que le canal ouvert est présent sur des temps très longs à fort débit comme le montre le graphe de la figure 2a où l'on a représenté, en fonction du débit massique imposé, le pourcentage de temps passé dans le régime *bulles*.

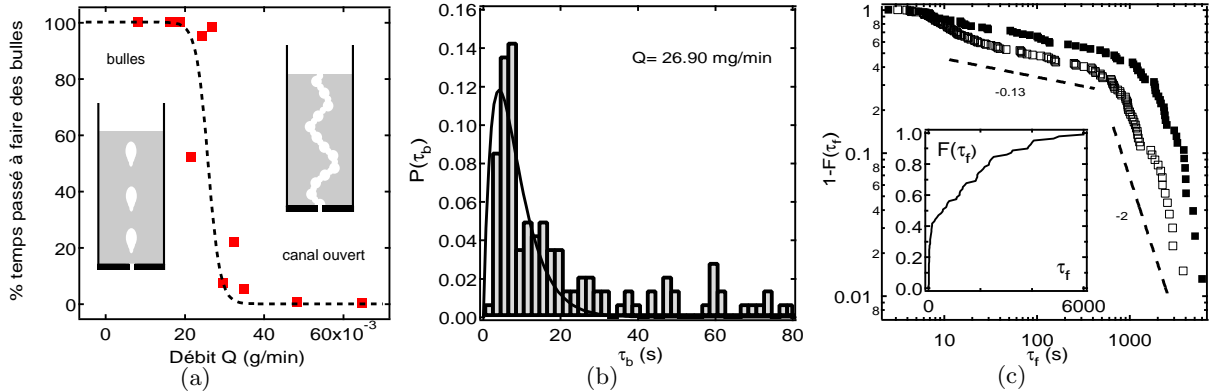


Fig.2. (a) Pourcentage du temps passé à faire des bulles en fonction du débit. Chaque point correspond à un signal de pression enregistré sur 80000 s. **(b) Distribution de probabilité $P(\tau_b)$ du temps passé à faire des bulles :** $Q = 26.9$ mg/min, $V = 800$ mL, $h = 7$ cm. **(c) $F(\tau_f)$: probabilité cumulée du temps passé dans le régime canal ouvert** \square : $Q = 26.9$ mg/min ; \blacksquare : 67.25 mg/min ($V = 800$ mL, $h = 7$ cm) ; l'insert correspond à la probabilité cumulée pour \square .

Avant de présenter une caractérisation de l'intermittence observée, nous pouvons discuter qualitativement le phénomène. La formation du canal se fait à partir d'un chapelet de bulles successives qui remontent dans la colonne. Il est facile de comprendre que la formation du canal ne pourra se produire que si l'émission de bulles successives se fait à une fréquence suffisamment élevée pour que les bulles puissent interagir, c'est-à-dire, si le débit est suffisant pour que le système se *souviennne*, lors de l'émission d'une bulle à la base, du passage de la bulle précédente. Le volume v d'une bulle, qui est essentiellement gouverné par la géométrie de la buse d'émission, varie peu d'une bulle à l'autre. On peut donc estimer que le temps entre deux bulles successives est de l'ordre de v/Q_v où Q_v est ici le débit volumique. Par ailleurs, le temps τ pendant lequel le fluide se souvient du passage de la bulle précédente est une constante qui ne dépend que de ses propriétés rhéologiques intrinsèques. Ainsi, on prévoit que la formation du canal ne pourra se produire que pour des débits suffisamment grands, tels que $Q_v > v/\tau$. Une fois le canal formé, il peut rester stable pendant un temps long. En effet, le fluide, qui n'est plus soumis à aucun cisaillement notable à part le frottement de l'air aux parois du canal, se comporte comme un matériau élastique sur lequel agit seulement son propre poids. Cependant, à temps long, sous l'effet de la contrainte, le canal flue et finit par se pincer. Alors, la pression dans la chambre remonte et provoque la formation d'une bulle qui relance le système dans le régime *bulles* jusqu'à la formation d'un nouveau canal. La durée de vie du canal, qui dépend donc du détail de sa géométrie, est mal définie, comme nous allons le voir par la suite.

Passons maintenant à une caractérisation plus précise de la dynamique du système à partir de l'analyse du signal de pression. Nous mesurons la surpression δP dans la chambre sèche. Les deux régimes précédemment décrits se traduisent, l'un par des pics de pression associés à l'émission des bulles, l'autre par une surpression quasi-nulle associée à la présence du canal (Fig. 1c). Nous sommes en présence d'un système soumis à une excitation constante qui oscille entre deux états, un état *bulles* et un état *canal ouvert*. Afin de caractériser la dynamique, il est naturel de réduire le signal de pression à la suite des

temps successifs passés dans chacun des deux états : $\{\tau_f^1, \tau_b^1, \tau_f^2, \tau_b^2, \dots, \tau_f^n, \tau_b^n\}$, où l'indice "f" caractérise le temps passé en canal ouvert et "b" le temps passé à faire des bulles. Considérons tout d'abord la probabilité $P(\tau_b)$ de voir le système rester dans l'état *bulles* pendant le temps τ_b (Fig. 2b). On observe que cette distribution de probabilité présente un pic bien défini pour un temps caractéristique τ_b^c qui nous permet, par exemple, d'estimer le nombre typique de bulles, $\tau_b^c Q_v/v$ émises par le système avant la formation du canal. Ce nombre est variable d'un train de bulles à l'autre mais nous pouvons cependant en définir une valeur typique. En revanche, comme on pouvait s'y attendre d'après la discussion qualitative du phénomène, le temps de vie d'un canal dépendant fortement du détail de sa géométrie, la distribution des temps $P(\tau_f)$ ne permet pas d'extraire un temps caractéristique. Afin de mieux caractériser ce régime, considérons la probabilité cumulée $F(\tau_f)$. Nous définissons cette dernière comme l'intégrale de la probabilité d'être dans le régime considéré, $F(\tau_f) \equiv \int_0^{\tau_f} P(\tau') d\tau'$ et rapportons $1 - F(\tau_f)$ (Fig. 2c). Cette courbe présente deux comportements en loi de puissance $1/\tau_f^\alpha$. D'une part, la coupure (forte pente, $\alpha \simeq 2$) obtenue pour les temps longs (typiquement $\tau_f \geq 1000$ s) est associée à une loi de probabilité de la forme $P(\tau_f) \propto 1/\tau_f^{1+\alpha}$ pour laquelle la valeur moyenne existe et est finie; comme le temps d'enregistrement d'un signal de pression est typiquement d'une journée soit 80000 s (très supérieur aux plus grands temps τ_f mesurés), nous sommes sûrs que le système atteint un régime permanent. D'autre part, la faible pente ($\alpha = 0.13 \pm 0.02$) obtenue aux temps courts (typiquement $\tau_f \leq 1000$ s) démontre que la distribution des durées de vie du canal est très large. De fait, à partir de la probabilité cumulée, on peut déduire que $P(\tau_f) \propto 1/\tau_f^{1+0.13}$ ce qui, non seulement, ne permet pas de déduire un temps caractéristique mais, en plus, montre que ces temps sont très largement distribués. Les temps courts passés en régime *canal ouvert* suivent ainsi une loi de Lévy [15], statistique que l'on rencontre souvent pour des systèmes oscillants spontanément entre deux états et soumis à une excitation constante, notamment à l'échelle nanoscopique [16, 17]. Dans notre cas, l'interprétation d'une telle loi de probabilité n'est pas encore très claire; elle est probablement liée à la façon dont le canal se pince et s'effondre aux temps courts. L'évolution du canal reste difficile en visualisation directe du fait de la présence des bulles dans le système. Une cellule 2D est à l'étude et permettra de corrélérer l'évolution du canal à la distribution.

Une utilisation de ces résultats en géophysique pourrait être la suivante : un changement d'activité dans le dégazage observé en surface d'un volcan (changement de fréquence d'arrivée des bulles, de leur taille, etc.) ne traduit pas nécessairement un changement d'activité en profondeur et, notamment, du taux de nucléation de bulles. Nous avons vu qu'à débit constant, le caractère non-newtonien des propriétés rhéologiques du fluide suffisait, à lui seul, à générer une activité intermittente. La rhéologie complexe de la lave, à elle seule, pourrait donc être responsable des changements d'activité observés en surface.

3 Etudes acoustiques annexes

En régime d'émission de bulles, les bulles générées au bas de la colonne prennent une forme de larme allongée au cours de leur remontée [18], dont la pointe (*cusp* en anglais) présente des oscillations liées aux propriétés microscopiques du fluide [19, 20]. Arrivées en surface, elles explosent en émettant un son caractéristique [11]. Une façon de caractériser l'explosion d'une bulle peut donc consister à l'écouter. Cette méthode est largement répandue en géophysique, où l'écoute au sens propre d'un volcan est une façon non intrusive de mesurer son activité [21]. À notre connaissance, les seules études de laboratoire concernant l'explosion de bulles à la surface d'un fluide complexe traitent des explosions multiples de bulles au sein d'une mousse [22–24]. Nous avons donc pris le parti de nous focaliser sur l'étude acoustique de l'explosion d'une bulle unique à la surface d'un fluide non-newtonien, cas plus proche de l'explosion de grosses bulles à la surface d'un lac de lave. L'expérience consiste donc à produire l'explosion d'une bulle isolée à la surface d'un fluide, similaire à celui utilisé pour l'étude de l'intermittence, et à enregistrer le son qui accompagne l'évènement. L'explosion de la bulle en surface est filmée à l'aide d'une caméra rapide (Fig. 3a) tandis que le son émis est enregistré à l'aide d'un microphone.

Nous observons que le signal acoustique présente une fréquence bien définie (Fig. 3b) qui est sélectionnée par la longueur L de la bulle au moment de l'explosion. En effet, du fait des propriétés viscoélastiques

du fluide, le corps de la bulle est non seulement de forme allongée (Fig. 3a), mais ne se déforme pas durant le temps caractéristique d'émission du son (typiquement quelques millisecondes). Il joue ainsi le rôle d'un résonateur excité par la rupture du film séparant l'intérieur de l'extérieur de la bulle. La longueur d'onde du signal émis vérifie $\lambda \simeq \lambda_0 + 2.8 L$ (Fig. 3c), présentant ainsi un comportement intermédiaire entre un cône résonnant ($\lambda = 2L$) et un tube résonnant ($\lambda = 4L$, pour une extrémité fermée). L'ordonnée à l'origine λ_0 , qui dépend essentiellement de la taille de la tête de la bulle, rend compte de la distance nécessaire à la conversion du mode résonnant présent à l'intérieur de la cavité, en un mode sphérique à l'extérieur (radiation) [11].

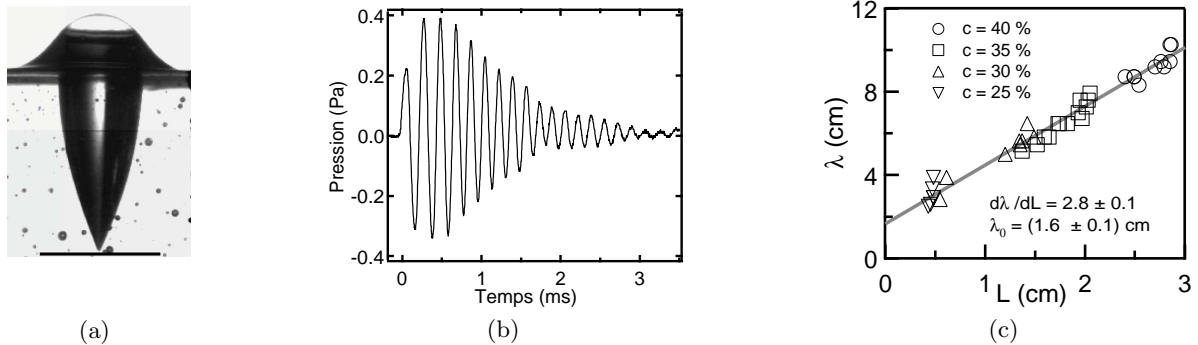


Fig.3. (a) Image d'une bulle avant explosion, le trait noir représente 1 cm. (b) Le signal acoustique associé à son explosion. (c) Longueur d'onde émise λ en fonction de la longueur L de la bulle.

L'étude énergétique démontre que l'amortissement est principalement gouverné par la radiation à l'extrémité ouverte de la bulle. En effet, nous avons montré dans [11] que la dissipation visqueuse et que les pertes associées aux réflexions multiples sur le fond conique de la bulle sont négligeables. Par ailleurs, le bilan énergétique nous enseigne que l'énergie restituée dans le signal acoustique n'est pas représentative de l'énergie initialement stockée dans la bulle avant explosion. En effet, la fraction de l'énergie relâchée sous forme acoustique dépend essentiellement du temps de rupture du film : une rupture lente ne sera que très peu sonore alors qu'une rupture rapide permet de retrouver une grande partie de l'énergie dans le signal acoustique.

Enfin, pour mieux comprendre les signaux acoustiques enregistrés lors de l'explosion de bulles, nous avons réalisé des expériences dans lesquelles nous pouvions contrôler à la fois la géométrie de la cavité résonnante et le temps de rupture du film. Ainsi, nous avons étudié le signal acoustique associé à la rupture d'une bulle de savon qui ferme initialement une cavité cylindrique [10]. Ce travail nous a permis de comprendre comment un tel évènement pouvait conduire sur le terrain à la localisation en profondeur d'une source virtuelle pour les signaux sismiques [13].

Revue dans le contexte géophysique, cette étude nous enseigne que, lors de l'explosion d'une bulle en surface de la lave, l'énergie acoustique associée ne donne aucune information fiable quant à l'énergie totale libérée lors de cette explosion si on n'est pas capable d'estimer le temps de rupture du film constituant la tête de la bulle, ce qui est généralement le cas sur le terrain.

4 Conclusion

Nous avons présenté dans cet article une synthèse de résultats expérimentaux ainsi que leurs conséquences dans le domaine de la géophysique. Le dégazage au travers d'une couche d'un fluide à seuil et rhéofluidifiant peut présenter une intermittence naturelle entre deux régimes d'émission. L'explosion de bulles à la surface d'un tel fluide s'accompagne d'un son dont le contenu en fréquence est contrôlé par la taille de cette bulle. Ces deux résultats dépendent directement des propriétés rhéologiques non-linéaires du fluide étudié.

Références

1. M.C. SOSTARECZ & A. BELMONTE, Dynamics inside Polymer Drops : from Dimple to Rayleigh Instability to Torus, *Physics of Fluids*, **15**, S5 (2003).
2. M.C. SOSTARECZ & A. BELMONTE, Motion and shape of a viscoelastic drop falling through a viscous fluid, *Journal of Fluid Mechanics*, **497**, 235-252 (2003).
3. L. GOSTIAUX, H. GAYVALLET & J.-C. GÉMINARD, Dynamics of a gas bubble rising through a thin immersed layer of granular material : an experimental study, *Granular Matter*, **4**, 39-44 (2002).
4. F. ZOUESHTIAGH & A. MERLEN, Effects of a vertically flowing water jet underneath a granular bed, *Physical Review E*, **75**, 056313 (2007).
5. M. RIPEPE, A.J.L. HARRIS, & R. CARNIEL, Thermal, seismic and infrasonic evidences of variable degassing rates at Stromboli volcano, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **118**, 285-297 (2002).
6. H.M. GONNERMANN & M. MANGA, The Fluid Mechanics Inside a Volcano, *The Annual Review of Fluid Mechanics*, **39**, 321-356 (2007).
7. C. JAUPART & S. VERGNOLLE, Laboratory models of Hawaiian and Strombolian eruptions, *Nature*, **331**, 58-60 (1988).
8. C. JAUPART & S. VERGNOLLE, The generation and collapse of a foam layer at the roof of a basaltic magma chamber, *Journal of Fluid Mechanics*, **203**, 347-380 (1989).
9. E.A. PARFITT, A discussion of the mechanisms of explosive basaltic eruptions, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **134**, 77-107 (2004).
10. V. VIDAL, J.-C. GÉMINARD, T. DIVOUX & F. MELO, Acoustic signal associated with the bursting of a soap film which initially closes an overpressurized cavity : Experiment and theory, *European Journal of Physics B*, **54**, 321-339 (2006).
11. T. DIVOUX, V. VIDAL, J.-C. GÉMINARD & F. MELO, Acoustic emission associated with the bursting of a gas bubble at the free surface of a non-newtonian fluid, *soumis à Physical Review E* (2008).
12. T. DIVOUX AND J.-C. GÉMINARD, Intermittent outgassing through a non-newtonian fluid (en préparation).
13. V. VIDAL, T. DIVOUX, D. LEGRAND, M. RIPEPE, J.-C. GÉMINARD & F. MELO, Interpreting laboratory acoustics to reveal the location of volcanic seismic source, *à soumettre à Geophysical Research Letters* (2008).
14. I.L. KLIAKHANDLER, Continuous chain of bubbles in concentrated polymeric solutions, *Physics of Fluids*, **14**, 3375-3379 (2002).
15. E. BERTIN & F. BARDOU, From glasses to laser cooling : dynamics with broad distributions of sojourn times, ArXiv : cond-mat/0503150v1 [cond-mat.stat-mech] (7 Mar 2005).
16. R.M. DICKSON, A.B. CUBITT, R.Y. TSIEN & W.E. MOERNER, On/off blinking and switching behaviour of single molecules of green fluorescent protein, *Nature*, **388**, 355-358 (1997).
17. X. BROKMANN, J.-P. HERMIER, G. MESSIN, P. DESBIOLLES, J.-P. BOUCHAUD & M. DAHAN, Statistical Aging and Nonergodicity in the Fluorescence of Single Nanocrystals, *Physical Review Letters*, **90**, 120601 (2003).
18. R. BIRD, R. ARMSTRONG & O. HASSAGER, *Dynamics of Polymeric Liquids* Wiley, New York (2000).
19. A. BELMONTE, Self-oscillations of a cusped bubble rising through a micellar solution, *Rheologica Acta*, **39**, 554-559 (2000).
20. N.Z. HANDZY & A. BELMONTE, Oscillatory Rise of Bubbles in Wormlike Micellar Fluids with Different Microstructures, *Physical Review Letters*, **92**, 124501 (2004).
21. J.B. JOHNSON, R.C. ASTER, M.C. RUIZ, S.D. MALONE, P.J. MCCHESENEY, J.M. LEES & P.R. KYLE, Interpretation and utility of infrasonic records from erupting volcanoes, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **121**, 15-63 (2003).
22. W. MÜLLER & J.M. DI MEGLIO, Avalanches in draining foams, *Condensed Matter*, **11**, L209-L215 (1999).
23. N. VANDEWALLE, J.F. LENTZ, S. DORBOLO & F. BRISBOIS, Avalanches of Popping Bubbles in Collapsing Foams, *Physical Review Letters*, **86**, 179-182 (2001).
24. J. DING, F.W. TSAUR, A. LIPS & A. AKAY, Acoustical observation of bubble oscillations induced by bubble popping, *Physical Review E*, **75**, 041601 (2007).