

# Éclatement de bulles ou de films minces : vers la limite acoustique

Valérie Vidal<sup>1</sup>, Brayan Álvarez<sup>2</sup>, Claudia Sánchez<sup>2</sup> & Francisco Melo<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique, Université de Lyon, Ecole normale supérieure de Lyon - CNRS  
46 Allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07, France

<sup>2</sup> Laboratorio de Física No Lineal, Universidad de Santiago de Chile  
Av. Ecuador 3493, Estación Central, Santiago, Chile

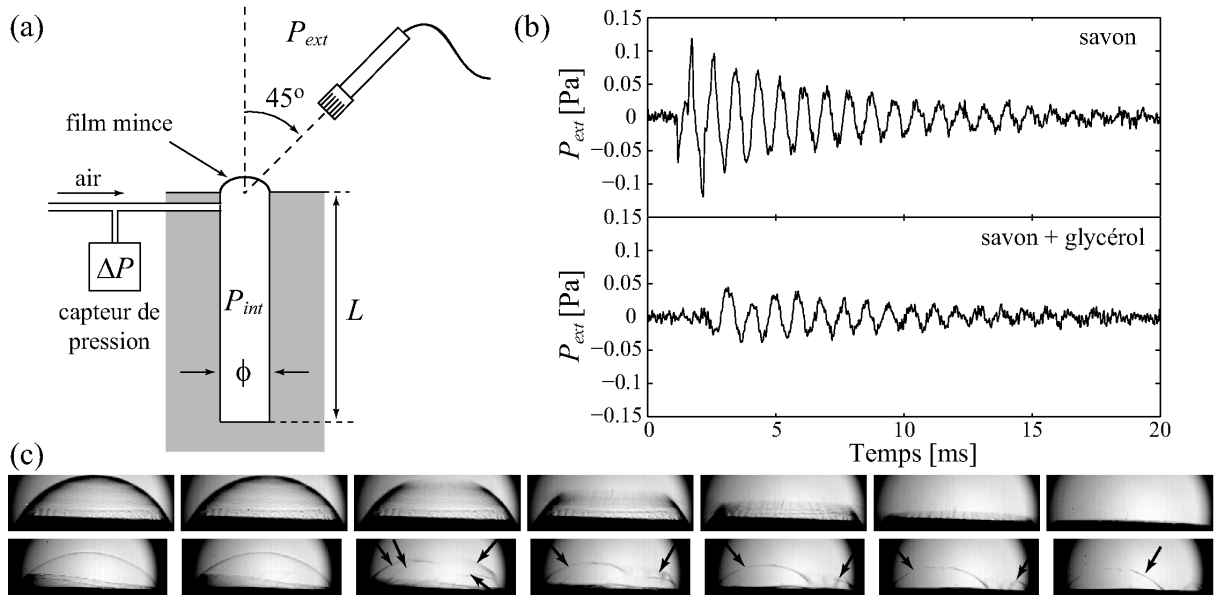
valerie.vidal@ens-lyon.fr

**Résumé.** L'analyse des signaux acoustiques générés par l'éclatement de bulles est une méthode non-intrusive qui permet d'accéder à des informations sur le système sans le perturber. Connaître précisément les informations que l'on peut extraire, ainsi que leur lien avec la source, est utile non seulement pour la connaissance des mécanismes fondamentaux impliqués dans ce processus, mais aussi pour des applications pratiques dans le cadre de phénomènes naturels – en particulier, la dynamique explosive de bulles de gaz géantes sur les volcans. Nous avons réalisé l'étude expérimentale des signaux acoustiques générés par l'ouverture d'une cavité cylindrique en surpression (bulle 'modèle'), initialement fermée par un film liquide mince ou une membrane élastique. Nous explorons la limite acoustique : pour des temps de rupture grands devant le temps de propagation de l'onde dans la cavité, aucun son n'est généré ; pour des surpressions initiales de l'ordre ou au-delà de la pression atmosphérique, une forte augmentation de l'amplitude de l'onde rayonnée est observée.

**Abstract.** Analyzing the acoustic signal generated by bubble bursting is a non-intrusive method which makes possible to access to information about the system, without perturbing it. The precise knowledge of the information that can be extracted, together with their link with the source parameters, is useful not only to increase the fundamental knowledge of the mechanisms involved in this process, but also for practical applications – in particular, natural phenomena such as the explosive dynamics of giant gas bubbles on volcanoes. We present the experimental study of acoustic signals generated by the opening of an overpressurized cylindrical cavity ("model bubble") initially closed by a thin liquid film or an elastic membrane. We explore the acoustic limit: for rupture times longer than the wave propagation time in the cavity, no sound is generated; for initial overpressures of the order or above the atmospheric pressure, a significant increase of the radiated pressure is observed.

## 1 Introduction

Dans différents phénomènes physiques, l'éclatement de bulles génère un signal acoustique dont les caractéristiques permettent d'accéder à certaines propriétés du système. L'activité de certains volcans se traduit ainsi par la remontée et l'éclatement de bulles dans le conduit volcanique : le gaz dissous dans le magma en profondeur engendre la nucléation et la coalescence de bulles lors de sa remontée [1]. Ce processus conduit parfois à l'observation de bulles de gaz géantes (« *slugs* ») de forme très allongée, qui occupent tout le diamètre du conduit [2–5]. Afin de comprendre quelles informations on peut extraire des signaux acoustiques enregistrés, nous avons modélisé en laboratoire l'éclatement de ces bulles par une cavité cylindrique en surpression, fermée par un film liquide ou une membrane dont l'éclatement génère, sous certaines conditions, une onde acoustique. Cette configuration permet de contrôler l'ensemble des paramètres du système : géométrie de la « bulle modèle » (diamètre, longueur), surpression à l'intérieur de la bulle avant l'éclatement, etc. Des résultats précédents nous ont permis de montrer que la fréquence de l'onde acoustique émise est directement reliée à la longueur  $L$  de la cavité par la relation  $\lambda = 4(L + \delta L)$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde du mode fondamental et  $\delta L$  une correction de longueur due au processus de radiation de l'onde à l'extérieur du tube [6]. Si la fréquence est fixée par la résonance de l'onde dans le tube, l'amplitude du signal acoustique enregistré, quant à elle, n'est pas prédictible. Nous avons montré



**Figure 1.** (a) Dispositif expérimental. (b) Signaux acoustiques enregistrés pour l'éclatement de deux films minces de composition différente : film de savon (haut) et savon + glycérol (bas) [ $\Delta P \simeq 20$  Pa pour les deux signaux]. (c) Dynamique d'éclatement du film mince [8000 img/s,  $\phi = 10$  mm]. *Haut* : Pour les films de savon, un trou s'ouvre à vitesse constante. *Bas* : les films visqueux (savon + glycérol) s'ouvrent en étirant des filaments (flèches noires).

qu'elle dépend du temps de rupture du film, qui peut varier d'une expérience à l'autre, tous les autres paramètres étant fixés par ailleurs. L'impossibilité de relier, dans cette expérience simple, l'amplitude de l'onde acoustique à la surpression dans la bulle avant l'éclatement montre la difficulté, sur le terrain, de décrire correctement la partition d'énergie entre les signaux sismiques et acoustiques [7]. De plus, sur les volcans, les surpressions peuvent atteindre des valeurs proches ou au-delà de la pression atmosphérique [4]. On sort alors du cadre de l'acoustique linéaire, et d'autres phénomènes entrent en jeu.

Nous présentons des résultats préliminaires de deux séries d'expériences visant à explorer la limite acoustique. Dans une première série d'expériences, la cavité cylindrique est fermée par un film liquide mince. À l'aide d'une caméra rapide, et en utilisant des films de différentes viscosités, nous regardons sous quelles conditions l'éclatement du film est capable de générer (ou pas) une onde acoustique. Dans une deuxième série d'expériences, le tube est fermé par une membrane élastique. Cette configuration permet d'imposer des surpressions initiales au-delà de la pression atmosphérique. Nous analysons l'effet sur les signaux acoustiques enregistrés, en regardant en particulier la dynamique de rupture de la membrane.

## 2 Influence de la dynamique de rupture

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 1a (voir réfs. [6] et [7] pour plus de détails) : une cavité cylindrique, de longueur  $L$  et de diamètre  $\phi$ , est creusée dans un bloc de plexiglas. L'extrémité ouverte de cette cavité est fermée par un film liquide mince (solution de savon ou savon+glycérol pour augmenter la viscosité du film). De l'air est injecté dans la cavité à l'aide d'une seringue, jusqu'à atteindre une surpression donnée  $\Delta P$ . Le film, dont le rayon de courbure  $R_c$  est alors fixé par la loi de Laplace,  $\Delta P = 4\gamma/R_c$ , où  $\gamma$  est la tension de surface (typiquement,  $\gamma \simeq 30$  mN/m), s'amincit alors par drainage sous l'effet de la gravité [8] et, après un temps allant de quelques secondes à quelques dizaines de secondes, éclate. Le signal acoustique généré à l'extérieur de la cavité,  $P_{ext}$ , est enregistré par un microphone (Bruel & Kjaer 4193 avec préamplificateur 2669-L + amplificateur conditionneur Nexus), et la dynamique d'éclatement du film est suivie par une caméra rapide PHOTRON Fastcam 1024 (max. 10000 img./s), placée sur le côté de l'expérience.

La dynamique d'ouverture d'un film de savon est entièrement contrôlée par l'inertie : sa vitesse d'ouverture est constante, et s'écrit  $v = \sqrt{2\gamma/\rho e}$  où  $\rho$  est la masse volumique du fluide et  $e$  l'épaisseur du film au moment de l'éclatement [9, 10]. Pour une solution de savon donnée, le temps de rupture du film dépend donc directement de son épaisseur  $e$ , elle-même contrôlée par le drainage complet (film noir de Newton) ou incomplet du film. Afin d'explorer les variations du signal acoustique due à des dynamiques d'ouverture différentes, nous avons choisi de travailler avec des solutions plus visqueuses (savon + glycérol). Il a été montré que dans le cas de films visqueux, la dynamique d'ouverture est exponentielle et le rayon du trou est donné par :  $R(t) = R_0 \exp(t/\tau)$ , avec  $\tau = \eta e/\gamma$  où  $\eta$  est la viscosité dynamique du fluide [11–13]. Les figures 1b et c présentent des résultats préliminaires lorsqu'on enregistre le signal acoustique généré par l'éclatement de tels films. On observe que  $P_{\text{ext}}$  est systématiquement plus faible que pour les films de savon (figure 1b).

Des travaux précédents sur l'éclatement de films de savon ont montré que l'amplitude du signal extérieur  $P_{\text{ext}}$  dépendait non seulement de la surpression initiale à l'intérieur de la cavité,  $\Delta P$ , mais aussi d'un paramètre non contrôlé dans les expériences : le temps de rupture du film [6, 7]. À  $\Delta P$  fixé, tous les autres paramètres de l'expérience étant fixés par ailleurs (géométrie de la cavité, physico-chimie du film mince), l'amplitude du signal de pression à l'intérieur ( $P_{\text{int}}$ ) ou à l'extérieur  $P_{\text{ext}}$  de la cavité peut ne pas être reproductible. Nous avons montré que la quantité d'énergie transférée aux modes acoustiques dépend du rapport entre deux temps caractéristiques du système : le temps de rupture du film  $\tau_r$ , et le temps caractéristique de propagation de l'onde dans la cavité,  $\tau_{\text{prop}} = 2L/c$ , où  $c \simeq 346$  m/s est la vitesse du son dans l'air à température ambiante. Les résultats sur l'éclatement de films visqueux sont en accord avec les précédents : lorsque la viscosité augmente,  $\tau_r$  augmente et pour  $\tau_r \geq \tau_{\text{prop}}$ , l'amplitude du signal acoustique décroît drastiquement. Lorsque les films deviennent trop visqueux, la dynamique d'ouverture n'est plus la croissance d'une ouverture circulaire (figure 1c, haut pour le savon), mais le film d'ouvre en étirant des filaments visqueux (figure 1c, bas, flèches noires).

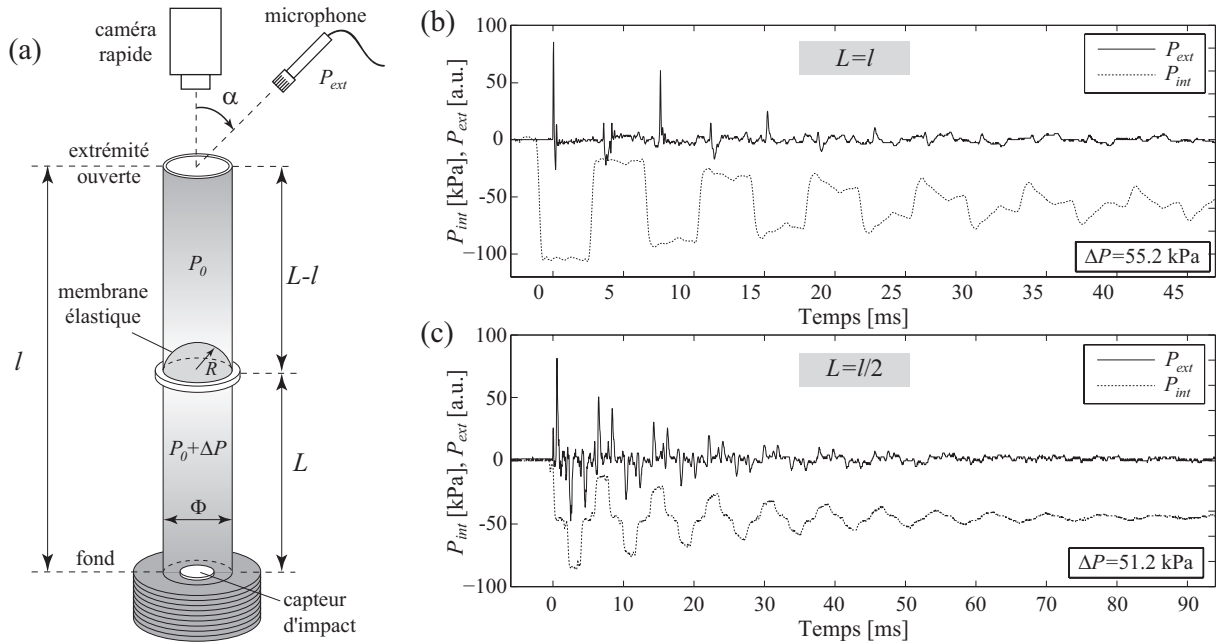
Afin de mieux contrôler la dynamique d'ouverture du film, mais aussi pour aller vers des surpressions initiales  $\Delta P$  plus importantes, nous avons réalisé une deuxième série d'expériences, présentée dans la section suivante, en remplaçant le film liquide par une membrane élastique.

### 3 Influence de la surpression initiale : vers des régimes non-linéaires

#### 3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 2a. Une membrane élastique (en latex) ferme l'extrémité d'une cavité cylindrique creusée dans du plexiglas. La cavité a une longueur  $L = 0.32$  m et un diamètre intérieur  $\phi = 25.4$  mm. On injecte de l'air dans le tube, jusqu'à atteindre une surpression  $\Delta P$ . Une caméra vidéo (Thorlabs DCC1545M - High Resolution USB2.0 CMOS Camera, 1280x1024, monochrome), placée sur le côté, permet de visualiser le gonflement de la membrane et de calculer son rayon de courbure. Une aiguille asservie par un moteur descend à vitesse fixée et vient piquer le centre de la membrane, qui éclate. On enregistre d'une part, le signal acoustique à l'extérieur du tube, par un microphone (ATM33a, Audio-Technica + préamplificateur Eurorack UB802 ou PCB 1/4" microphone 377A10 + préamplificateur 426B03) placé à une distance  $d = 1$  m de l'ouverture du tube, avec un angle  $\alpha = 45^\circ$  par rapport à la verticale ; d'autre part, la pression au fond de la cavité, avec un capteur d'impact (Force sensor PCB Piezotronics PCB 200B02 + amplificateur x100 PCB 482A16). L'acquisition des deux signaux se fait par l'intermédiaire de deux oscilloscopes Tektronix TDS2012B (base de temps à 10 ms). On peut suivre l'ouverture de la membrane élastique, et ainsi estimer son temps de rupture, à l'aide d'une caméra rapide Phantom v9.1 (acquisition entre 10000 et 15000 images/sec).

Les figures 2b et c présentent des exemples du signal acoustique et du signal de pression enregistrés, pour différentes positions de la membrane dans le tube. Noter la différence dans la forme du signal de pression au fond suivant la position initiale de la membrane. On observe sur le signal de pression au fond du tube ( $P_{\text{int}}$ ) les aller-retour de l'onde dans la cavité. Les modes résonnants qui se développent sont ensuite transmis à l'extérieur par radiation.



**Figure 2.** (a) Dispositif expérimental. On impose une surpression  $\Delta P$  à l'intérieur d'une cavité cylindrique fermée par une membrane (épaisseur  $e$ ) placée à distance  $L$  du fond. Lors de l'éclatement de la membrane, on enregistre le signal acoustique à l'extérieur,  $P_{ext}$ , ainsi que les variations du signal de pression au fond du tube,  $P_{int}$  [ $e = 0.5$  mm,  $l = 0.32$  m,  $\phi = 25.4$  mm]. (b,c)  $P_{ext}$  (traits pleins) et  $P_{int}$  (pointillés) pour une membrane initialement à  $L = l$  [(b), microphone ext. Audiotechnica,  $\Delta P = 55.2$  kPa] ou  $L = l/2$  [(c), microphone ext. PCB,  $\Delta P = 51.2$  kPa].

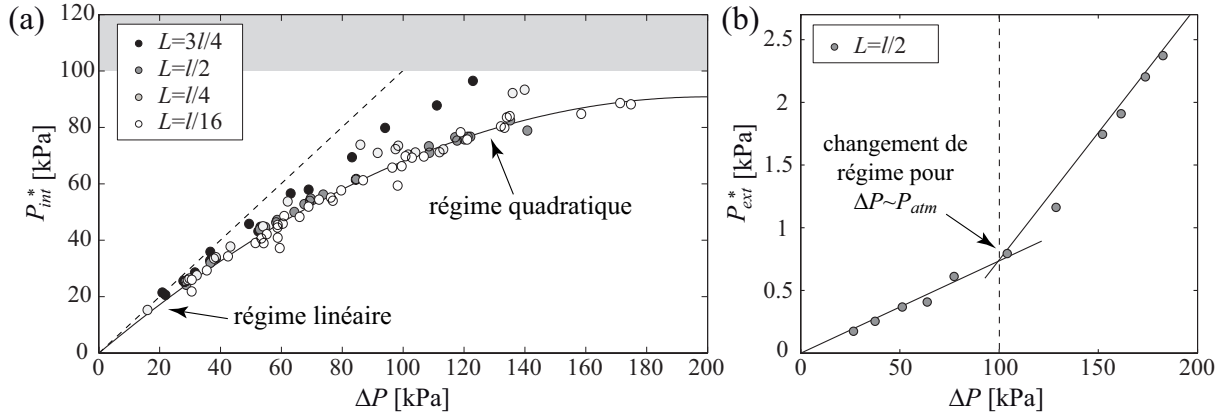
### 3.2 Amplitude du signal acoustique

Lors de la rupture de la membrane, le front de pression qui se propage dans la cavité va d'une part, se réfléchir au fond et d'autre part, se propager à l'extérieur par radiation. Dans le régime d'acoustique linéaire ( $\Delta P \ll P_{atm}$ ), la valeur de  $P_{int}$  au fond de la cavité passe de  $+\Delta P$  à  $-\Delta P$ . Pour  $\Delta P > P_{atm}$  ( $\approx 100$  kPa), le front incident ne peut plus se réfléchir en une onde d'amplitude identique et on s'attend à observer des effets non-linéaires, en particulier sur le premier pic de pression.

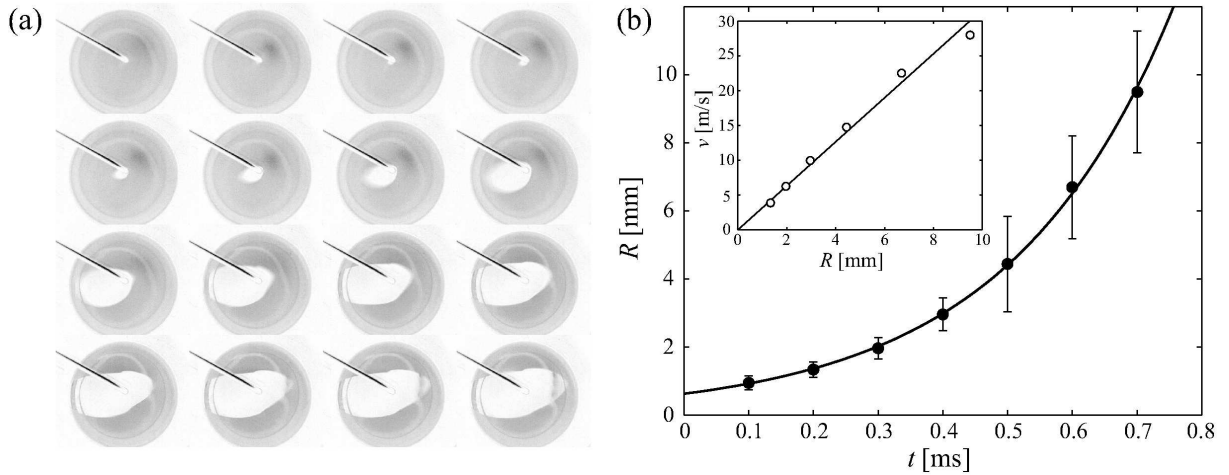
L'amplitude du signal de pression au fond de la cavité (demie-valeur  $P_{int}^*$  du saut de pression initial) est mesurée pour différentes positions de la membrane dans le tube (figure 3a). Les données se rassemblent sur une courbe maîtresse pour laquelle on observe deux régimes : le régime linéaire attendu ( $P_{int}^* = \Delta P$ ) pour  $\Delta P \leq 40$  kPa, et un régime quadratique au-delà. Cette forme parabolique a récemment été rapportée, de manière empirique, dans le cas de tubes à ondes de choc [14]. La figure 3b représente l'amplitude du signal acoustique qui se propage par radiation à l'extérieur de la cavité,  $P_{ext}^* = \sqrt{2} \text{RMS}(P_{ext})$  où la RMS est calculée sur le premier pic de pression. C'est sur ce pic que, tout comme pour  $P_{int}^*$ , on s'attend en effet à observer un régime différent lorsque  $\Delta P$  devient de l'ordre de  $P_{atm}$ . Les données, représentées pour  $L = l/2$ , montrent un changement de régime : pour  $\Delta P \geq P_{atm}$ , on observe une forte augmentation de l'amplitude  $P_{ext}^*$  de l'onde rayonnée. On peut attribuer cette augmentation à l'impossibilité pour l'onde intérieure de se réfléchir à l'extrémité ouverte avec une amplitude supérieure à 1 atm.

### 3.3 Dynamique de rupture de la membrane

La figure 4a présente une séquence d'images associée à l'ouverture de la membrane élastique. On montre qu'aux temps courts, l'ouverture suit une loi exponentielle :  $R = R_0 \exp\left(\frac{t}{\tau}\right)$  avec  $R_0 = 0.63$  mm et  $\tau = 0.26$  ms (figure 4b). Cette loi empirique est similaire à la dynamique d'ouverture d'un trou



**Figure 3.** (a) Demie-valeur  $P_{int}^*$  du saut de pression dans la cavité en fonction de la surpression initiale  $\Delta P$ , pour différentes positions de la membrane. La région en grisée correspond à une zone interdite (cf. texte). La ligne en pointillée indique le régime linéaire, pour lequel  $P_{int}^* = \Delta P$ . En gris, fit quadratique des données pour  $L = l/16$ . (b) Amplitude du signal acoustique mesuré à l'extérieur [ $P_{ext}^* = \sqrt{2}\text{RMS}(P_{ext})$  où la RMS est calculée sur le premier pic de pression]. On distingue un changement de régime lorsque  $\Delta P$  devient supérieur à la pression atmosphérique. [Les données pour (a) et (b) sont pour un temps de rupture de la membrane constant.]



**Figure 4.** (a) Images de rupture de la membrane élastique, vue de dessus [résolution  $384 \times 320$ , 10000 img/s, diamètre du tube  $\phi = 25.4$  mm, épaisseur de la membrane  $e = 0.5$  mm]. On aperçoit sur les images le bras mécanique qui tient l'aiguille venant percer la membrane au centre. Les couleurs sont inversées pour la lisibilité de l'image [tension initiale de la membrane  $\sigma \simeq 10^6$  Pa]. (b) Rayon de l'ouverture  $R$  en fonction du temps pour la séquence d'images présentée en (a) [en noir, fit exponentiel, voir texte]. *Insert* : Vitesse d'ouverture  $v$  en fonction de la taille du trou.  $v$  dépend linéairement de  $R$  aux temps courts.

dans un film viscoélastique (voir section 2) [11–13]. Le tracé de la vitesse en fonction de la taille du trou montre une dépendance linéaire, confirmant cette loi (figure 4b, insert). Noter que dans ce cas,  $\tau_r \simeq \tau \ll \tau_{prop} = 2L/c = 1.8$  ms. On est bien dans un régime où la quasi-totalité de l'énergie se convertit en énergie acoustique (voir figures 2a et b).

Pour une tension initiale de la membrane  $\sigma$  constante, et pour une membrane d'épaisseur  $e$  donnée, on montre que la dynamique d'ouverture de la membrane est invariante, et permet donc de contrôler plus précisément qu'avec un film liquide le temps de rupture, et donc les conditions pour lesquelles on va générer efficacement (ou pas) une onde acoustique.

## 4 Conclusion

Lorsqu'une cavité en surpression s'ouvre par éclatement d'un film liquide ou d'une membrane élastique, on génère une onde acoustique qui va se propager par radiation à l'extérieur à condition que l'ouverture soit suffisamment rapide pour exciter les modes résonnants à l'intérieur de la cavité. L'amplitude du signal associé est alors directement relié non seulement à la surpression initiale dans la cavité, mais aussi à la dynamique d'ouverture. Cette condition rend impossible toute prédiction de l'amplitude acoustique lors de l'éclatement de films liquides, dont on ne peut contrôler a priori le temps de rupture (cf. section 2).

L'utilisation d'une membrane élastique comme substitut de films liquides permet de contrôler les caractéristiques de la membrane (épaisseur, tension initiale). Pour de faibles surpressions initiales, on peut alors prédire exactement l'amplitude du signal acoustique généré. Lorsque  $\Delta P$  devient de l'ordre de ou supérieur à la pression atmosphérique, un nouveau régime apparaît, où la majeure partie de l'excès de pression initialement dans la cavité semble être évacué lors de la première réflexion du front sur l'extrémité ouverte du tube. Cette observation doit avoir des conséquences importantes sur les volcans, où les surpressions dans les bulles de gaz géantes avant éclatement ont été estimées de l'ordre de plusieurs fois la pression atmosphérique. Une étude plus approfondie est nécessaire pour interpréter l'amplitude de l'onde de pression que l'on mesure alors.

## Références

1. H. M. GONNERMANN & M. MANGA, The fluid mechanics inside a volcano, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **39**, 321–356 (2007).
2. C. JAUPART & S. VERGNOLLE, Laboratory models of Hawaiian and Strombolian eruptions, *Nature*, **331**, 58–60 (1988).
3. S. VERGNOLLE & G. BRANDEIS, Origin of the sound generated by Strombolian explosions, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 1959–1962 (1994).
4. S. VERGNOLLE & G. BRANDEIS, Strombolian explosions, 1. A large bubble breaking at the surface of a lava column as a source of sound, *J. Geophys. Res.*, **101**, 20433–20447 (1996).
5. M. RIPEPE, S. CILIBERTO & M. DELLA SCHIAVA, Time constraints for modeling source dynamics of volcanic explosions at Stromboli, *J. Geophys. Res.*, **106**, 8713–8727 (2001).
6. 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, *Eur. Phys. J. B*, **54**, 321–339 (2006).
7. V. VIDAL, M. RIPEPE, T. DIVOUX, D. LEGRAND, J.-C. GÉMINARD & F. MELO, Dynamics of soap film bursting and its implications to volcano acoustics, *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L07302 (2010).
8. K. J. MYSELS, K. SHINODA & S. P. FRANKEL, *Soap films, studies of their thinning and a bibliography*, Pergamon, New York (1959).
9. F. E. C. CULICK, Comments on a ruptured soap film, *J. Appl. Phys.*, **31**, 1128–1129 (1960).
10. S. FRANKEL & K. J. MYSELS, The bursting of soap films. II. Theoretical considerations, *J. Phys. Chem.*, **73**, 3028–3038 (1969).
11. G. DEBRÉGEAS, P. MARTIN & F. BROCHARD-WYART, Viscous bursting of suspended films, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3886–3889 (1995).
12. G. DEBRÉGEAS, P.-G. DE GENNES & F. BROCHARD-WYART, The life and death of “bare” viscous bubbles, *Science*, **279**, 1704–1707 (1998).
13. N. SAVVA & J. W. M. BUSH, Viscous sheet retraction, *J. Fluid Mech.*, **626**, 211–240 (2009).
14. N. N. KLEINSCHMIT, A shock tube technique for blast wave simulation and studies of flow structure interactions in shock tube blast experiments, *Master thesis, University of Nebraska* (2011).