



HAL
open science

Comportement de bulles de cavitation dans un champ acoustique stationnaire

Cyril Desjoux, Pauline Labelle, Bruno Gilles, Jean-Christophe Bera, Claude
Inserra

► **To cite this version:**

Cyril Desjoux, Pauline Labelle, Bruno Gilles, Jean-Christophe Bera, Claude Inserra. Comportement de bulles de cavitation dans un champ acoustique stationnaire. CFM 2013 - 21ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2013, Bordeaux, France. hal-03438913

HAL Id: hal-03438913

<https://hal.science/hal-03438913>

Submitted on 22 Nov 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Comportement de bulles de cavitation dans un champ acoustique stationnaire

C. Desjoux^a, P. Labelle^a, Bruno Gilles^a, Jean-Christophe Bera^a, Claude Inserra^a

a. INSERM, U1032, LabTAU, Université Claude Bernard Lyon 1, 151 Cours Albert Thomas, 69003, Lyon, France

Résumé :

Ce travail porte sur l'étude du comportement de bulles de cavitation induites par un champ acoustique stationnaire dans un guide d'onde rempli d'eau. Il est montré que la géométrie cylindrique du système utilisé dans cette étude permet aux bulles de cavitation de s'organiser en motifs particuliers. Pour de fortes amplitudes de pression acoustique, les bulles se regroupent en motifs bien connus appelés « clusters ». Pour des amplitudes de pression acoustique modérées, les bulles s'organisent en motifs annulaires. Cette étude met en évidence le fait que la forme de ces anneaux est directement liée à la distribution des forces de Bjerknes dans le résonateur. Il est également montré que certaines bulles peuvent décrire une trajectoire orbitale autour de ces anneaux.

Abstract :

This paper focuses on the study of acoustic cavitation induced micro bubbles in a standing waveguide filled with water. It is shown that the cylindrical geometry of the system used in this study allows the micro bubbles to self organize into particular patterns. At high pressure amplitudes, the cavitation bubbles tend to aggregate into well known cluster patterns and at relatively low pressure amplitudes, the cavitation micro bubbles aggregate into ring patterns. This study highlights that the shape of these ring patterns is directly related to the Bjerknes force distribution in the resonator. It is also shown that cavitation bubbles may exhibit spiraling behavior around this ring pattern.

Mots clefs : Cavitation ; acoustique ; trajectoire

1 Introduction

Une bulle de gaz dans un liquide peut être soumise à différents types de mouvements selon les forces en jeu : des mouvements de zigzags ou de spirales dus à des forces hydrodynamiques [1], des mouvements de spirales dus à la combinaison de forces hydrodynamiques et acoustiques [2], des mouvements vers les nœuds ou les ventres de pression dus aux forces de Bjerknes primaires [3]. Dans le cas où seules des forces acoustiques sont en jeu, la plupart des auteurs se focalisent sur l'étude des oscillations radiales de bulles. Par exemple, Marmottant et col. [4] ont montré en étudiant la dynamique d'une bulle isolée que le microstreaming généré par ses oscillations radiales peut être responsable de la déformation, du mouvement et de la rupture de vésicules présentes à proximité. Ce phénomène aujourd'hui connu a ouvert des applications dans le domaine de la microfluidique et dans le domaine biomédical (piégeage ou transport de particules [5, 6], mélange de fluides [7] ou sonoporation [8]). Même si la détermination et le contrôle des déplacements de ces bulles de cavitation est très important dans la plupart de ces domaines, les mouvements de translation de bulles sont encore aujourd'hui beaucoup moins étudiés que la dynamique radiale. Une étude proposée par Doinikov et col. [9, 10] a montré que le couplage entre les oscillations radiales et les mouvements de translation d'une bulle en champ acoustique peut mener à des instabilités du mouvement de la bulle autour des nœuds de pression acoustique, cependant, aucune étude n'a encore été menée sur le mouvement que peuvent

présenter des bulles de cavitation acoustique en présence d'un champ acoustique réaliste en trois dimensions. L'objectif de ce papier est d'étudier les mouvements d'une bulle de cavitation acoustique dans un champ acoustique cylindrique, et d'éclaircir les raisons pour lesquelles ces bulles peuvent s'organiser en motifs spécifiques.

2 Observations expérimentales

Le système expérimental est constitué d'un guide cylindrique de rayon interne $a = 4.0 \cdot 10^{-2}$ m rempli jusqu'à une hauteur $z = h$ d'eau dans les conditions standard de pression P_0 et température T_0 . Une onde acoustique monochromatique de fréquence 30 kHz est générée dans le liquide en utilisant un transducteur ultrasonore (ASMT28D50) localisé en $z = 0$. Le signal sinusoïdal appliqué au transducteur est généré par un générateur de fonction (Agilent 33220A) et amplifié par un amplificateur de puissance (TREK 50/750) qui permet l'ajustement de l'amplitude de pression acoustique entre 0 et 8 bars dans le guide d'onde, au ventre de pression. Les déplacements de bulles de cavitation acoustique sont mesurés à l'aide d'une caméra rapide (Vision Research Phantom v12.1). Quand une onde ultrasonore est établie dans le guide d'onde cylindrique à la résonance de la colonne d'eau ($h = 4.8 \cdot 10^{-2}$ m), différents phénomènes apparaissent. Pour des amplitudes de pressions acoustiques élevées ($P_a > 2$ bar), les bulles de cavitation s'organisent en clusters aux nœuds de pression acoustique. Un exemple de cluster est présenté sur la Fig 1 a. Cette organisation en cluster est due aux forces d'attraction et de répulsion provenant des interactions entre le champ acoustique et les bulles et entre les bulles elles-mêmes. Pour des amplitudes de pression modérées ($0.5 < P_a < 2$ bar), les bulles de cavitation acoustique se rassemblent en motifs annulaires (rayon de bulle variant de 70 à 120 μm) localisés aux ventres de pression. Un exemple de motif annulaire est présenté en Fig. 1 b. Le rayon de cet anneau de bulles est de $2.5 \cdot 10^{-2}$ m. La force de radiation générée par le gradient de pression acoustique entraîne classiquement une accumulation de bulles aux nœuds de pression acoustique si leur rayon est supérieur à leur rayon résonant, et au ventre de pression acoustique si leur rayon est inférieur au rayon résonant [3]. Les bulles localisées sur le motif annulaire peuvent également décrire un mouvement de

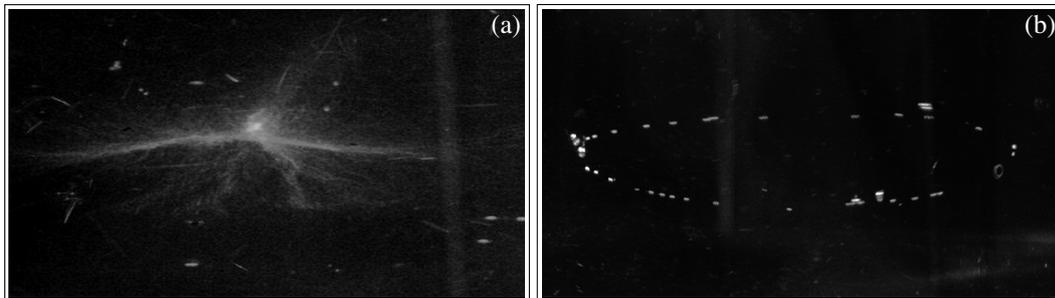


FIGURE 1 – (a) Image d'un cluster de bulles ($P_a \simeq 5$ bar), et (b) image d'un motif annulaire ($P_a \simeq 1.5$ bar).

spirale dans le plan (r, z) , autour du nœud de pression. La figure 2 présente les déplacements $r(t)$ et $z(t)$ suivant les coordonnées r et z d'une bulle spiralante en fonction du temps (donné en nombre de périodes acoustiques T). Les deux composantes du déplacement sont sinusoïdales et la phase entre des deux composantes est $\pi/2$: la bulle décrit une trajectoire quasi-circulaire de rayon $R_p \simeq 1.0 \cdot 10^{-3}$ m et de centre $r_c \simeq 2.5 \cdot 10^{-2}$ m (situé sur le nœud de pression acoustique qui correspond également au motif annulaire).

3 Aspects théoriques

En faisant l'hypothèse que le champ acoustique dans le guide d'onde cylindrique est stationnaire et symétrique azimutalement, la pression acoustique p_a peut classiquement s'écrire dans le système de coordonnées cylindriques sous la forme :

$$p_a = P_a \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_{\nu,m} J_{\nu}(k_{w\nu,m} r) \cos(k_{z\nu,m} z) e^{i\omega t}, \quad (1)$$

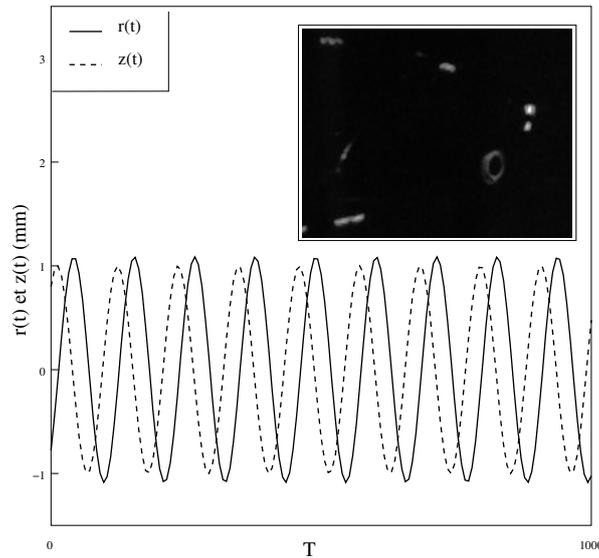


FIGURE 2 – Déplacements suivant les coordonnées r et z d'une bulle en fonction du temps. Insert : Zoom de la Fig. 1 b) qui montre une bulle spiralante ($P_a \simeq 1.5$ bar and $R_0 \simeq 110 \mu\text{m}$).

où ω est la pulsation imposée par la source, $A_{\nu,m}$ est l'amplitude complexe du mode (ν, m) , J_ν est la fonction de Bessel cylindrique d'ordre ν , et où $k_{w_{\nu,m}}$ et $k_{z_{\nu,m}}$ sont respectivement le nombre d'onde radial et le nombre d'onde longitudinal qui satisfont l'équation de dispersion $k_{w_{\nu,m}}^2 + k_{z_{\nu,m}}^2 = \omega^2/c^2$, où c représente la célérité adiabatique du son dans le milieu. En considérant une paroi parfaitement rigide en $r = a$, le nombre d'onde radial peut s'écrire sous la forme $k_{w_{\nu,m}} = \chi_{\nu,m}/a$, où $\chi_{\nu,m}$ est le $(m+1)$ -ième zéro de la dérivée J'_ν de la fonction de Bessel J_ν . À la fréquence imposée par la source, tous les modes sont évanescents ou antisymétriques à l'exception des modes $(0,0)$ et $(0,1)$ qui peuvent se propager dans le guide d'onde. Dans un champ acoustique, une bulle est attirée et repoussée aux nœuds ou aux ventres de pression. La force principale qui agit sur la bulle dans ces conditions est la force de Bjerknes primaire qui s'écrit sous la forme

$$\mathbf{F}_{b_1} = -\frac{4}{3}\pi R^3 \nabla p_a, \quad (2)$$

où $R(t)$ est le rayon de la bulle dépendant du temps et où ∇ est l'opérateur gradient. Les figures 3 (a) et (b) présentent respectivement la distribution spatiale normalisée de la pression acoustique dans le plan (r, θ) , et la force de Bjerknes primaire correspondante. Ces résultats montrent clairement que les zéros de la force de Bjerknes dans un guide d'onde cylindrique prennent la forme d'un anneau. Le rayon de cet anneau est de $2.5 \cdot 10^{-2}$ m ce qui correspond à la valeur du rayon du motif annulaire reporté expérimentalement. Le comportement spiralant présenté dans la partie expérimentale suggère quant à lui qu'il existe un couplage entre les oscillations radiales et les déplacements des bulles situées à proximité du nœud de pression. En effet, se basant sur des travaux de Watanabe and Kukita [11] sur les mouvements de translation d'une bulle dans un champ acoustique stationnaire, Doinikov a montré [10] qu'en utilisant une approche énergétique, la redérivation des équations du mouvement d'une bulle conduit à un nouveau terme qui permet de traduire le couplage entre les oscillations radiales et les déplacements de la bulle. L'adaptation de cette approche au cas tridimensionnel permet d'écrire les équations couplées régissant les mouvements d'une bulle comme suit :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 - \frac{P}{\rho} = \frac{1}{4}\dot{\mathbf{r}}^2, \quad (3)$$

$$\ddot{\mathbf{r}} + 3\frac{\dot{R}}{R}\dot{\mathbf{r}} = \frac{3}{2\pi\rho R^3}\mathbf{F}, \quad (4)$$

où \mathbf{r} est un vecteur position dans le plan (r, z) , P est la pression de radiation [13] (prenant en compte la pression acoustique), ρ est la masse volumique, et \mathbf{F} est une force externe qui prend en compte la

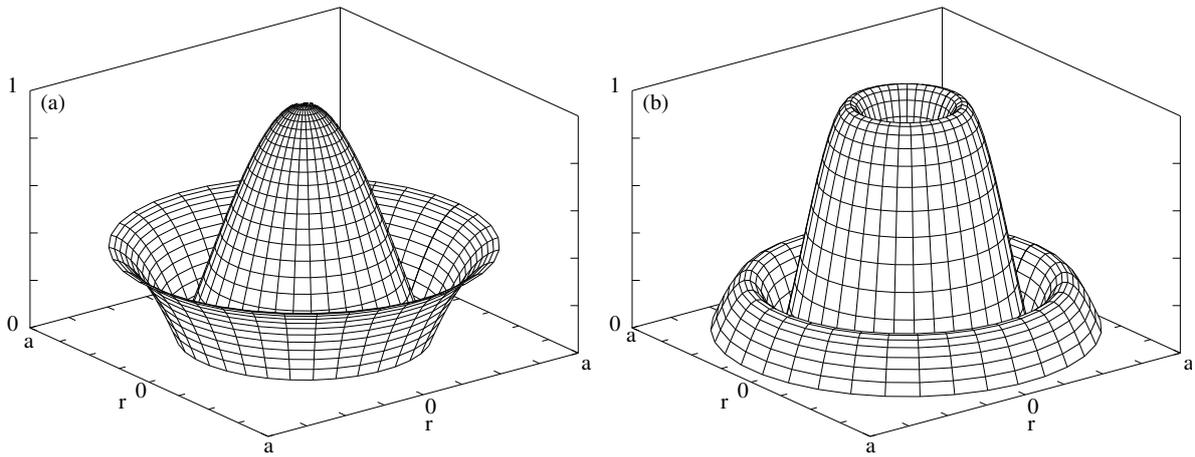


FIGURE 3 – Distribution spatiale normalisée de (a) la pression acoustique p_a , et de (b) la force de Bjerknes primaire \mathbf{F}_{b_1} .

force de Bjerknes primaire \mathbf{F}_{b_1} et la traînée visqueuse de Levich [12] $\mathbf{F}_v = -12\pi\eta R(\dot{\mathbf{r}} - \mathbf{v}_a)$, \mathbf{v}_a étant la vitesse acoustique, et η la viscosité du fluide. Le membre de gauche de l'équation 3 (qui représente l'équation classique de Rayleigh-Plesset) est remplacé par l'équation de Keller-Miksis [13] qui fournit des résultats viables pour de larges oscillations radiales de la bulle :

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) R\ddot{R} + \left(\frac{3}{2} - \frac{\dot{R}}{2c}\right) \dot{R}^2 - \frac{1}{\rho} \left(1 + \frac{\dot{R}}{c} + \frac{R}{c} d_t\right) P = \frac{1}{4} \dot{\mathbf{r}}^2 \cdot \mathbf{u}. \quad (5)$$

4 Simulations numériques

Des simulations numériques sont menées en utilisant le langage de programmation Python afin de déterminer les oscillations radiales et les mouvements de translation d'une bulle isolée dans un champ acoustique cylindrique. Les oscillations radiales et les mouvements de translation de la bulle sont calculés sur un temps correspondant à 2000 cycles acoustiques. Les paramètres numériques sont accordés aux paramètres expérimentaux et la position initiale de la bulle est fixée dans le voisinage d'un nœud de pression acoustique. La figure 4 présente la trajectoire d'une bulle dans le plan (r, z) pour différentes valeurs du ratio ω/ω_0 où

$$\omega_0 = \frac{1}{R_0} \left(\frac{3\gamma P_0}{\rho} + \frac{2\sigma(3\gamma - 1)}{\rho R_0} \right)^{1/2} \quad (6)$$

est la fréquence de résonance d'une bulle de rayon initial R_0 , γ et σ étant respectivement l'exposant polytropique et la tension de surface de la bulle. La bulle décrit une trajectoire quasi circulaire dans les deux cas (Figs. 4 a et b). Le centre de cette trajectoire est situé au nœud de pression quel que soit le ratio ω/ω_0 . Le rayon de la bulle diminue de $R_p = 1.0 \cdot 10^{-2}$ m à $R_p = 1.0 \cdot 10^{-3}$ m à mesure que le ratio ω/ω_0 augmente de 0.8 ($R_0 = 90$ μm) à 1.0 ($R_0 = 110$ μm). Ces valeurs de rayons sont en accord avec l'ordre de grandeur du rayon expérimental R_p de la trajectoire ($R_p \simeq 1.0 \cdot 10^{-3}$ m pour $P_a \simeq 1.5$ bar et $R_0 \simeq 110$ μm).

5 Conclusions

Les résultats préliminaires présentés dans ce papier montrent que des bulles soumises à un champ acoustique stationnaire cylindrique présentent des dynamiques particulières et complexes. Des observations expérimentales ont montré que des bulles peuvent s'organiser en structures annulaires localisées aux nœuds de pression acoustique quand l'amplitude de pression est modérée (inférieure à 2 bar). Il est également montré théoriquement que la forme de ces motifs annulaires est directement liée à la géométrie cylindrique du système. Les bulles localisées dans le voisinage de cet anneau peuvent

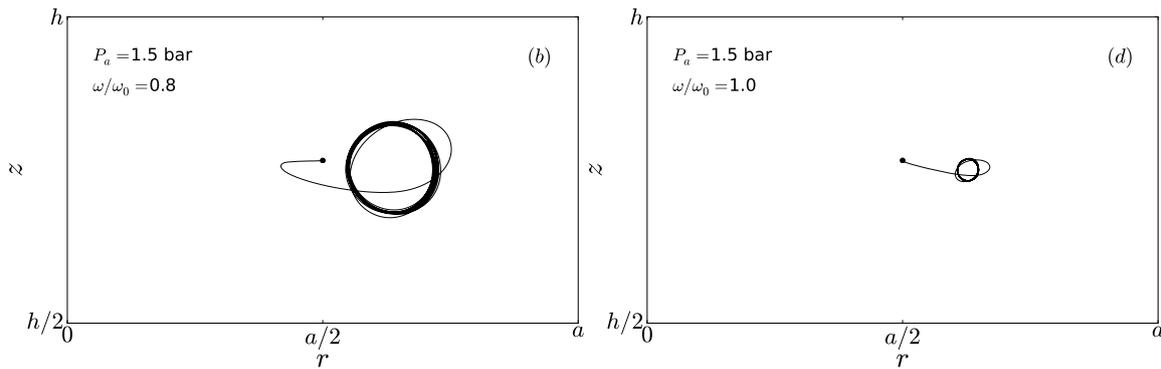


FIGURE 4 – Trajectoire d’une bulle dans le plan (r, z) pour une amplitude de pression acoustique $P_a = 1.5$ bar et pour a) $\omega/\omega_0 = 0.8$, et b) $\omega/\omega_0 = 1.0$.

également décrire un mouvement de spirale autour du nœud de pression acoustique (i.e. l’anneau lui-même). Une étude détaillée de ce mouvement spiralant doit maintenant être menée afin de mieux comprendre la dynamique des bulles en géométrie cylindrique. Le contrôle de ce phénomène pourrait trouver des applications très prometteuses en microfluidique pour l’amélioration du mélange de fluide par exemple.

Références

- [1] Shew W. L., Pinton J. F. 2006 Dynamical model of bubble path instability. *Phys. Rev. Lett.* **97** 144508-1-4
- [2] Rensen J., Bosman D., Magnaudet J., Ohl C. D., Prosperetti A., Togel R., Versluis M., Lohse D. 2001 Spiraling bubbles : how acoustic and hydrodynamic forces compete. *Phys. Rev. Lett.* **86** (21) 4819-4822
- [3] Parlitz U., Mettin R., Luther S., Akhatov I., Voss M., Lauterborn W. 1999 Spatio-temporal dynamics of acoustic cavitation bubble cloud. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* **357** (1751) 313-334
- [4] Marmottant P., Hilgenfeldt S. 2003 Controlled vesicle deformation and lysis by single oscillating bubbles. *Nature (London)* **423** 153-156
- [5] Rogers P., Neild A. 2011 Selective particule trapping using an oscillating microbubble. *Lab Chip* **11** 3710-3715
- [6] Jones P. H., Stride E., Safari N., 2006 Trapping and manipulation of microscopic bubbles with a scanning optical tweezer. *Appl. Phys. Lett.* **89** 081113-1-3
- [7] Amhed D., Mao X. L., Shi J. J., Juluri B. K., Huang T. J. 2009 A millisecond micromixer via single-bubble-based acoustic streaming. *Lab Chip* **9** 2738-2741
- [8] Sankin G. N., Yuan F., Zhong P. 2010 Pulsating Tandem Microbubble for Localized and Directional Single-Cell Membrane Poration. *Phys. Rev. Lett.* **105** (7) 078101-1-4
- [9] Doinikov A. A., Mettin R. 2009 Translational instability of a spherical bubble in a standing ultrasound wave. *Appl. Acoust.* **70** 1330-1339
- [10] Doinikov A. A. 2002 Translational motion of a spherical bubble in an acoustic standing wave of high intensity. *Phys. Fluids.* **14** 1420-1425
- [11] Watanabe T., Kukita Y. 1993 Translational and radial motions of a bubble in an acoustic standing wave field. *Phys. Fluids A* **5** 2682-2688
- [12] Levich B. V. 1962 *Physicochemical Hydrodynamics*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs
- [13] Keller J. B., Miksis M. 1980 Bubble oscillation of large amplitude. *J. Acoust. Soc. Am.* **68** (2) 628-633