

Interactions écoulement-nuage de bulles de cavitation acoustique

A. Seck^a, Claude Inserra^b, Sébastien Ollivier^c, Philippe Blanc-Benon^d

a. LMFA UMR 5509, Ecole Centrale de Lyon, 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully Cedex, France. ababacar.seck@doctorant.ec-lyon.fr

b. INSERM U1032, LabTAU, Université Claude Bernard Lyon 1, 151 cours Albert Thomas 69003 Lyon, France.

c. LMFA UMR 5509, Université Claude Bernard Lyon 1, 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully Cedex, France.

d. LMFA UMR 5509, Ecole Centrale de Lyon, 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully Cedex, France.

Résumé :

L'impact d'un écoulement bas débit sur la taille d'un nuage de bulles de cavitation acoustique est étudié expérimentalement et analytiquement. Expérimentalement, un nuage de bulles induites par une onde ultrasonore générée par un transducteur piézoélectrique annulaire a été soumis à un écoulement à débit contrôlé. Il est observé, pour des débits d'écoulement croissants, une diminution de la taille du nuage de bulles. Analytiquement, il est montré que les positions d'équilibre d'une bulle unique sont impactées par l'écoulement, du fait de la compétition entre la force de Bjerknes de radiation acoustique et la force hydrodynamique due à l'écoulement. Cette compétition entre forces engendre une vitesse critique d'écoulement au delà de laquelle la bulle n'a plus de position d'équilibre et est emportée par l'écoulement.

Abstract :

The impact of a low flow rate on a bubble cloud of acoustic cavitation is studied experimentally and analytically. Experimentally, a bubble cloud induced by an ultrasonic wave is submitted to several low flow rates. An annular piezoelectric transducer is used to generate the ultrasonic acoustic field. It is observed the narrowing of the bubble cloud extension and expansion for increasing flow rate. Analytically, in case of one bubble, it is shown that the equilibrium locations of the bubble is impacted by the flow involving a competition between Bjerknes and hydrodynamic forces. This competition between forces lead to a critical flow rate beyond which the bubble had no equilibrium positions and is taken away by the flow.

Mots clefs : cavitation acoustique ; écoulement.

1 Introduction

La cavitation acoustique est le dénominateur commun à un grand nombre d'applications thérapeutiques basées sur l'utilisation des ultrasons, telles que la sonoporation ou la délivrance de drogues par exemple [1]. La cavitation acoustique consiste en la nucléation, la génération et l'entretien de bulles de gaz dans un liquide soumis à une onde ultrasonore. De nombreuses études se sont concentrées sur la dynamique spatio-temporelle de bulles de cavitation soumises à un champ ultrasonore. L'aspect temporel a été étudié au travers de la caractérisation de la dynamique linéaire et non linéaire [2, 3, 4] des bulles, permettant de différencier des régimes de cavitation pour lesquels les bulles oscillent faiblement (cavitation stable) ou fortement avec la possibilité d'imploser (cavitation inertielle). Au niveau spatial, il est connu que dans un champ ultrasonore stationnaire, les bulles sont soumises à une force de radiation acoustiques pouvant les organiser en structures particulières [5], les piéger, ou leur imprimer des mouvements particuliers et originaux [6] selon les forces acoustiques ou hydrodynamiques mises en jeu. De manière générale, ces études sont réalisées en fluide statique, ce qui ne prend pas en compte les potentielles interactions avec les écoulements fluides rencontrés dans certaines applications médicales ou d'ingénierie. Dans cette étude, la dynamique spatio-temporelle de bulles piégées dans un champ ultrasonore et soumises à un écoulement à bas débit contrôlé est étudiée. Suite aux observations expérimentales de l'influence de l'écoulement sur la taille du nuage de bulles générées, une modélisation simple des positions d'équilibre d'une bulle dans un champ acoustique et en présence d'écoulement est détaillée.

2 Partie expérimentale

2.1 Dispositif expérimental

L'expérience consiste en l'établissement d'un nuage de bulles de cavitation ultrasonore généré par un transducteur piézoélectrique annulaire inséré entre tubes (28 mm de diamètre) dans lesquels un écoulement d'eau à bas débit contrôlé est généré (Figure 1). Le transducteur annulaire (céramique piézo-

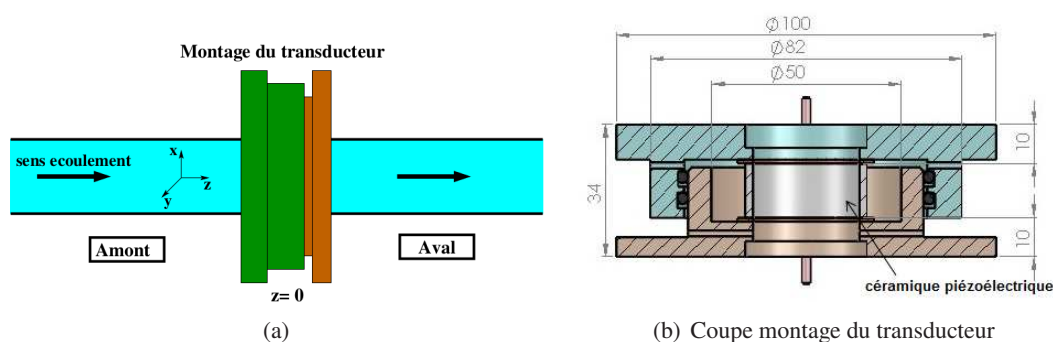


FIGURE 1 – Schéma du dispositif expérimental.

électrique, diamètre intérieur 28 mm et extérieur 32 mm) est excité à une fréquence de 550 kHz. Il est alimenté par un générateur de fonction Tektronix AFG 3102 couplé à un amplificateur PRANA DP 300. La puissance électrique transmise au transducteur est contrôlée par un wattmètre Rohde & Schwarz (Power Reflection Meter NRT et Power Head NAP-Z7). Le débit volumique de l'écoulement d'eau est réglé, contrôlé et compris entre 0 et 22 l/h correspondant à une vitesse moyenne de l'écoulement allant de 0 à 10 mm/s (soit un nombre de Reynolds de 0 à 278). Les conduites sont suffisamment longues pour qu'un

écoulement laminaire soit pleinement développé en amont du montage du transducteur. Une caméra rapide Phantom V12 est utilisée pour visualiser le nuage de bulles en amont et en aval du transducteur.

2.2 Observations expérimentales

Le transducteur est excité par un signal pulsé sinusoïdal de fréquence 550 kHz, de période de répétition de 20 ms et de rapport cyclique 0.9 (90 % on, 10 % off). Pour une puissance moyenne électrique transmise au transducteur de 8,6 W et des écoulements de débit compris entre 0 et 10 l/h, des visualisations du nuage de bulles en amont et en aval du transducteur sont réalisées avec une acquisition de 100 images par seconde sur une durée de 25 secondes. Les vidéos obtenues sont traitées à l'aide du logiciel Image J. La Figure 2 met en évidence l'ensemble des trajectoires de bulles après addition et projection de l'intensité maximale de toutes les images obtenues sur une acquisition.

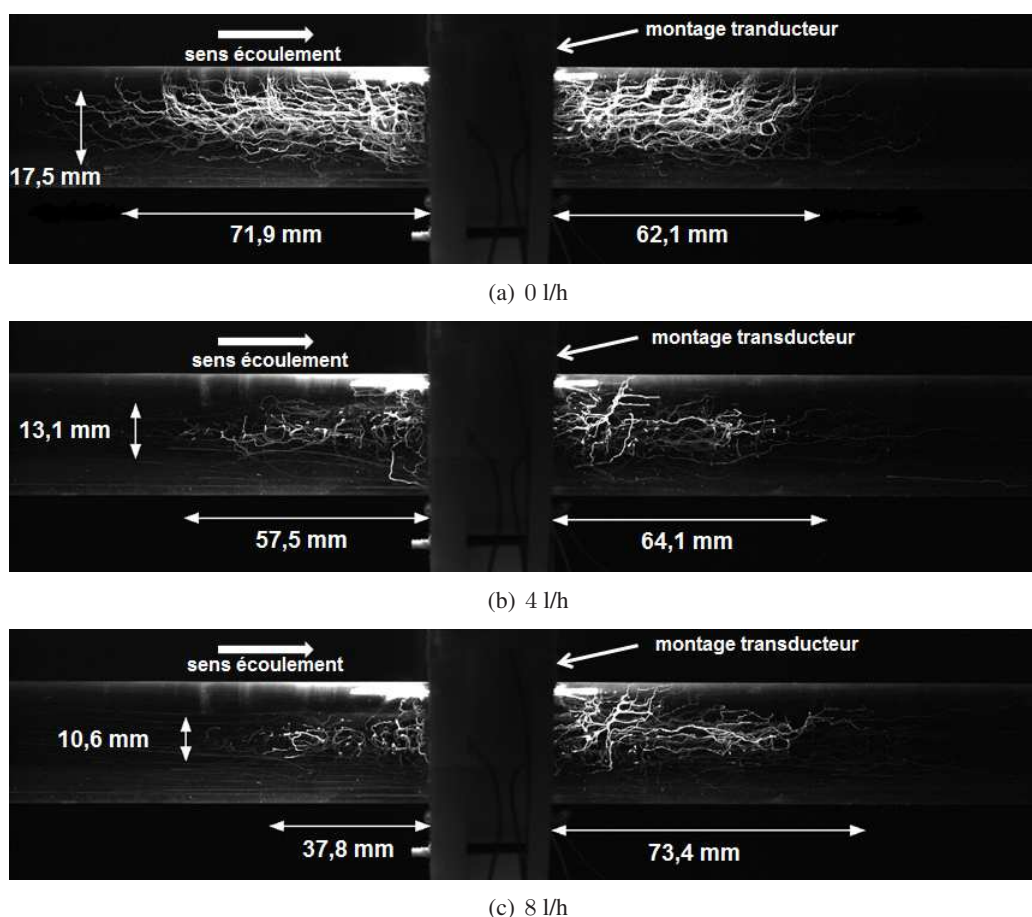


FIGURE 2 – Ensemble des trajectoires de toutes les bulles en amont et en aval du montage du transducteur en fonction du débit de l'écoulement.

En fluide statique (Figure 2(a)), les trajectoires des bulles sont relativement symétriques par rapport au transducteur. En présence d'écoulement (Figure 2(b) et 2(c)), une dissymétrie apparaît entre l'amont et l'aval, mettant en évidence une diminution de l'extension du nuage de bulles en amont, qui se réduit à la fois en longueur et radialement. Il est aussi clairement visible une diminution de la densité de la population de bulles en amont du transducteur pour des débits croissants.

Pour éclaircir ces observations expérimentales et mieux appréhender l'influence de l'écoulement sur le nuage de bulles, une modélisation simple est proposée pour cerner la dynamique spatiale d'une bulle de

cavitation soumise à un champ ultrasonore unidimensionnel et à un écoulement fluide.

3 Partie analytique

La modélisation est basée sur une bulle de cavitation, initialement présente dans le milieu (le processus de nucléation [4] est ici omis), oscillant radialement dans un champ acoustique stationnaire non atténué unidimensionnel :

$$p_a(z, t) = -P_a \cos(kz) \sin(\omega t)$$

La dynamique radiale du rayon de la bulle $R(t)$ est déterminée avec l'équation de Rayleigh-Plesset généralisée donnée par [3] :

$$\rho R \ddot{R} + \frac{3}{2} \rho \dot{R}^2 = p_{vap} + p_g(R_0) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\kappa} - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - P_0 - p_a \quad (1)$$

avec la bulle initialement au repos de rayon R_0 , le gaz à l'intérieur de la bulle est supposé homogène, de pression uniforme p_g , de pression de vapeur saturante p_{vap} et de comportement polytropique de coefficient κ . Le liquide est décrit par sa masse volumique ρ , sa viscosité dynamique μ , sa pression statique loin de la bulle P_0 et sa tension de surface σ .

Pour de faibles amplitudes de pression acoustique, l'équation (1) peut être réduite à l'équation d'un oscillateur harmonique amorti forcé en considérant de faibles amplitudes d'oscillations radiales $R(t) = R_0 + r(t)$, avec $r(t) \ll R_0$, soit :

$$\ddot{r} + \frac{4\mu}{\rho R_0^2} \dot{r} + \omega_0^2 r = -\frac{p_a(t)}{\rho R_0^2}$$

de pulsation propre ω_0 vérifiant :

$$\omega_0^2 = \frac{3\kappa p_g(R_0)}{\rho R_0^2} - \frac{2\sigma}{\rho R_0^3}$$

Cette pulsation introduit implicitement le rayon de résonance R_{res} auquel la bulle résonne pour une fréquence d'excitation acoustique donnée. Dans notre cas, à la fréquence de 550 kHz, on a $R_{res} \approx 6 \mu\text{m}$.

En découplant les oscillations radiales de la bulle à son mouvement de translation comme étudié par Watanabe et Kukita [9], l'équation du mouvement de la bulle est donnée par :

$$m\ddot{z} = F_{Bi} + F_D \quad (2)$$

avec F_{Bi} la force de Bjerknes primaire instantanée :

$$F_{Bi} = -\frac{4}{3}\pi R^3(t) \nabla p_a$$

et F_D la force de traînée de Levich [7, 8] :

$$F_D = 12\pi\mu R(t) (U_l - \dot{z})$$

où U_l est la vitesse moyenne de l'écoulement. La période acoustique T_{ac} étant très petite devant le temps caractéristique du mouvement de la bulle τ_{bulle} ($\tau_{bulle} \gg T_{ac}$), l'équation (2) est simplifiée après moyennage sur une période acoustique T_{ac} et calcul des forces moyennes $\langle F_{Bi} \rangle_{T_{ac}}$ et $\langle F_D \rangle_{T_{ac}}$.

Une bulle sera piégée, donc statique, lorsque :

$$\begin{cases} \dot{z} = 0 \\ \ddot{z} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

A l'équilibre on a :

$$\langle F_{Bi} \rangle_{T_{ac}} + \langle F_D \rangle_{T_{ac}} = -\frac{k\pi R_0 P_a^2}{\rho(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin(2kz) + 12\pi\mu U_l R_0 = 0$$

Sans écoulement, l'équilibre d'une bulle de cavitation est imposé uniquement par l'annulation de la force de radiation acoustique, avec des positions d'équilibre aux nœuds ou ventres de pression (Figure 3). Une étude de stabilité de ces positions d'équilibre révèle que les nœuds de pression acoustique (respectivement les ventres) sont des positions stables pour les grosses bulles ($R_0 > R_{res}$) (respectivement les petites $R_0 < R_{res}$).

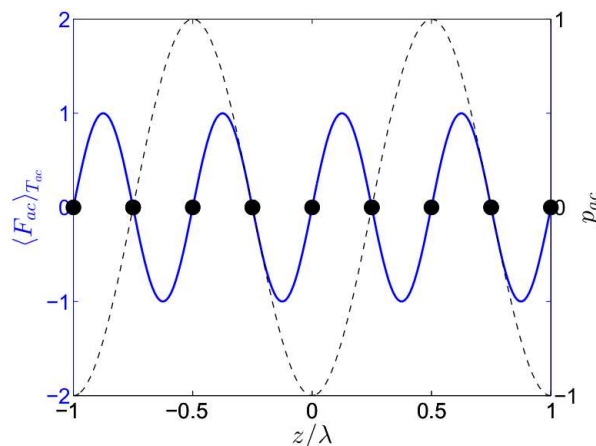


FIGURE 3 – Positions d'équilibre de la bulle dans le cas sans écoulement. • positions d'équilibre ; -- pression acoustique p_a ; — $\langle F_{Bi} \rangle_{T_{ac}}$.

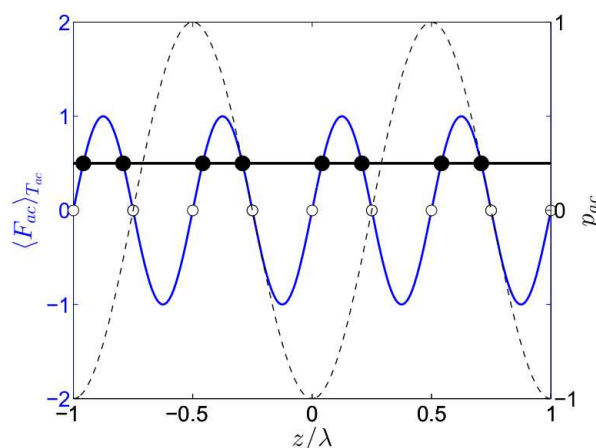


FIGURE 4 – Positions d'équilibre de la bulle dans le cas avec ou sans écoulement. • positions d'équilibre avec écoulement ; ◦ positions d'équilibre sans écoulement ; -- pression acoustique p_a ; — $\langle F_{Bi} \rangle_{T_{ac}}$; — $\langle F_D \rangle_{T_{ac}}$.

Avec écoulement, l'existence d'une force de traînée moyenne non nulle induit de nouvelles positions

d'équilibre (Figure 4) avec l'apparition d'une vitesse critique d'écoulement $U_{crit}(R_0, P_a)$ donnée par :

$$U_{crit} = \pm \frac{kP_a^2}{12\mu\rho(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

Au delà de cette vitesse pour une bulle de rayon R_0 donnée, aucune position d'équilibre n'existe, et cette dernière est emportée par l'écoulement. Ainsi pour une amplitude acoustique P_a donnée et une vitesse d'écoulement U_l donnée, une certaine partie de la population du nuage de bulles sera emportée par l'écoulement (si $U_l > U_{crit}(R_0)$), ce qui est bien en accord avec les observations expérimentales relatives à la diminution de la densité de population pour des débits croissants.

4 Conclusion

Des visualisations de l'influence d'un écoulement sur un nuage de bulles générées par cavitation acoustique ont été réalisées pour des débits croissants. Les observations expérimentales ont montré que pour des débits d'écoulement croissants, l'extension du nuage de bulles en amont est réduite avec une diminution de la taille du nuage à la fois en longueur et radialement. Il est aussi observé une réduction en densité de la population de bulles en amont en augmentant la vitesse de l'écoulement. L'étude analytique du positionnement d'une bulle soumise à un champ acoustique et un écoulement a montré le déplacement de ses positions d'équilibre stables (nœuds ou ventres de pression acoustique en l'absence d'écoulement), du fait de la compétition entre la force de radiation acoustique et la force hydrodynamique. Cette compétition entre forces est à l'origine d'une vitesse critique d'écoulement au delà de laquelle la bulle n'a plus de positions d'équilibre et est advectée par l'écoulement. Puisque cette vitesse critique est dépendante de la pression acoustique appliquée et du rayon de la bulle, une étude plus détaillée de ce phénomène pourrait être intéressante pour des applications de type "trieur de bulles".

5 Remerciements

Ce travail a été réalisé grâce au soutien financier du Labex CeLyA de l'Université de Lyon, géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR-10-LABX-0060/ ANR-11-IDEX-0007). Nous remercions aussi Jean-Michel Perrin pour toute son aide technique.

Références

- [1] C.C. Coussios and R.A. Roy. Applications of Acoustics and Cavitation to Noninvasive Therapy and Drug Delivery. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40(1) : 395-420, 2008.
- [2] T.G.Leighton. The Acoustic Bubble. *Academic Press*, 1994.
- [3] W. Lauterborn and T. Kurz. Physics of bubble oscillations. *Reports on Progress in Physics*, 73(10), 2010.
- [4] C.E. Brennen. Cavitation and Bubble Dynamics. *Oxford University Press*, 1995.
- [5] U. Parlitz and al. Spatio-temporal dynamics of acoustic cavitation bubble clouds. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 357(1751) : 313-334, 1999.

-
- [6] J. Rensen and al. Spiraling Bubbles : How Acoustic and Hydrodynamic Forces Compete. *American Physical Society*, 86(21) : 4819-4822, 2001.
- [7] V.G. Levich. Physicochemical hydrodynamics. *Prentice-Hall Englewood Cliffs, N.J.*, 1962.
- [8] J. Magnaudet and I. Eames. The motion of high-Reynolds-number bubbles in inhomogeneous flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32(1) : 659-708, 2000.
- [9] T. Watanabe and Y. Kukita. Translational and radial motions of a bubble in an acoustic standing wave field. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 5(11) : 2682-2688, 1994.