



HAL
open science

Déformation d'une interface eau-air par la force de radiation acoustique en régime transitoire

Félix Sisombat, Thibaut Devaux, Lionel Haumesser, Samuel Callé

► **To cite this version:**

Félix Sisombat, Thibaut Devaux, Lionel Haumesser, Samuel Callé. Déformation d'une interface eau-air par la force de radiation acoustique en régime transitoire. 16ème Congrès Français d'Acoustique, CFA2022, Société Française d'Acoustique; Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, Apr 2022, Marseille, France. hal-03848391

HAL Id: hal-03848391

<https://hal.science/hal-03848391v1>

Submitted on 10 Nov 2022

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.



16^{ème} Congrès Français d'Acoustique
11-15 Avril 2022, Marseille

Déformation d'une interface eau-air par la force de radiation acoustique en régime transitoire

F. Sisombat ^a, T. Devaux ^a, L. Haumesser ^a et S. Callé ^a

^a GREMAN, Université de Tours, CNRS, INSA Centre-Val de Loire, 41-000 Blois, France



Lorsqu'un faisceau acoustique rencontre une interface entre deux milieux d'impédance différente, la force de radiation acoustique peut induire une déformation locale de cette interface. Cette force peut être utilisée pour modifier la géométrie de l'interface à distance et en temps réel. Il est alors nécessaire de connaître l'influence des paramètres de contrôle de l'excitation sur les caractéristiques spatiales de la déformée. Cette étude propose d'identifier et de quantifier l'influence des paramètres d'une excitation transitoire par une approche expérimentale et numérique. Un banc de mesure a été développé pour mesurer la hauteur de déformation d'une interface eau-air en utilisant la force de radiation acoustique. Un transducteur de fréquence centrale égale à 1 MHz, de diamètre 38mm et de distance focale 40mm, est immergé dans l'eau afin de focaliser l'énergie acoustique en incidence normale au niveau de l'interface. Les paramètres de contrôle sont le niveau de pression et la durée du train d'ondes émis. La hauteur maximale de la déformation de l'interface au point focal du transducteur est mesurée en utilisant deux méthodes distinctes : *i*) en utilisant un appareil photo équipé d'un objectif macro *ii*) en utilisant un capteur de déplacement laser confocal. En parallèle, un modèle numérique basé sur la méthode des éléments finis a été développé pour simuler cette déformation d'interface. Nos résultats montrent une évolution non linéaire de la hauteur de la déformation en fonction de l'amplitude et de la durée de l'excitation transitoire. Les amplitudes mesurées sont cohérentes avec les amplitudes simulées. Dans le cas par exemple d'un train d'onde de 50 cycles et d'amplitude 3.5 MPa, nous obtenons une déformation de l'ordre de 0.5mm. La méthode de mesure par le capteur de déplacement confocal permet de suivre l'évolution spatio-temporelle de la déformation et ouvre de nouvelles perspectives d'étude des surfaces programmables en temps réel.

1 Introduction

La déformation sans contact d'une interface entre deux milieux d'impédances différentes à l'aide d'ondes acoustiques a été l'objet de nombreuses études dans les dernières décennies [1-4]. Pour obtenir cette déformation, il est nécessaire d'utiliser des ondes ultrasonores d'amplitude élevée et focalisée sur l'interface afin de générer une force de radiation acoustique (FRA). L'influence des caractéristiques du champ acoustique incident pour une excitation continue [5-6] a été étudiée afin de décrire la déformation induite par la pression de radiation acoustique. Ces études ont ouvert la voie à de nombreuses applications telles que les diodes acoustiques [7] ou les pinces acoustiques [8].

Néanmoins, à notre connaissance, le comportement de la déformation induite par la FRA sous une excitation transitoire n'a pas été étudié. L'objectif de ces travaux est donc de réaliser une étude numérique et expérimentale de la déformation induite par la FRA pour un signal transitoire, afin d'identifier et de quantifier l'influence des paramètres d'excitation sur la hauteur maximale de la déformation d'interface.

La théorie nécessaire à l'étude numérique est d'abord décrite dans la section 2. Elle permet de mettre en évidence les paramètres d'excitation qui influent sur la hauteur de la déformation. Un modèle numérique est ensuite présenté en section 3, utilisant la méthode des éléments finis, afin de quantifier l'influence des paramètres d'excitation sur la hauteur de la déformation. Ces résultats de simulation sont comparés avec des résultats expérimentaux réalisés à l'aide du dispositif expérimental présenté en section 4.

2 Modèle analytique

La pression de radiation acoustique est induite par le transfert de quantité de mouvement d'une onde acoustique vers un milieu [9]. En supposant la propagation d'une onde plane en incidence normale, sur une interface entre un milieu

A et B, la pression de radiation acoustique le long de l'interface est exprimée comme suit en coordonnées cylindriques :

$$\Pi(r) = \langle E_A(r) \rangle - \langle E_B(r) \rangle, \quad (1)$$

où A et B désignent respectivement les fluides en aval et en amont de l'interface. $\langle E_A(r) \rangle$ et $\langle E_B(r) \rangle$ sont les énergies acoustiques volumiques moyennes correspondantes.

En considérant que l'onde acoustique se propage du milieu A vers le milieu B, et en utilisant la relation d'impédance entre les deux fluides, il est possible d'écrire les coefficients de réflexion et de transmission en énergie $\mathcal{R} = \left(\frac{Z_A - Z_B}{Z_A + Z_B}\right)^2$ et $\mathcal{T} = \frac{4Z_A Z_B}{(Z_A + Z_B)^2}$, Z_A et Z_B étant respectivement les impédances acoustiques des milieux A et B. En utilisant ces coefficients, les énergies acoustiques moyennes en amont et en aval de l'interface peuvent respectivement être notées :

$$\langle E_A(r) \rangle = (1 + \mathcal{R})\langle E_i(r) \rangle, \quad (2.1)$$

$$\langle E_B(r) \rangle = \frac{c_B}{c_A} \mathcal{T} \langle E_i(r) \rangle. \quad (2.2)$$

$E_i(r)$ est l'énergie acoustique incidente à l'interface, c_A et c_B la célérité des ondes acoustiques dans les milieux A et B. En utilisant ces relations et l'équation 1, la pression de radiation le long de l'interface peut s'exprimer comme suit :

$$\Pi(r) = \frac{2}{\rho_A c_A^2} \frac{\rho_A^2 c_A^2 + \rho_B^2 c_B^2 - 2\rho_A \rho_B c_A^2}{(\rho_A c_A + \rho_B c_B)^2} \langle p_i(r) \rangle^2. \quad (3)$$

ρ_A, ρ_B, c_A et c_B étant respectivement la densité des milieux A et B. Pour décrire la FRA résultant d'une onde acoustique transitoire, il faut décrire la distribution spatiale et temporelle du champ de pression acoustique incident à l'interface $p_i(r, t)$. La distribution spatiale est supposée être besselienne le long de l'axe r [5]. En considérant τ la durée d'excitation, on peut noter le champ de pression incident le long de l'interface selon l'expression suivante :

$$p_i(r, t) = 2p_{i0} \left(\frac{J_1\left(\frac{\pi r}{\lambda}\right)}{\frac{\pi r}{\lambda}} \right) H(\tau - t), \quad (4)$$

avec J_1 la fonction de Bessel du premier ordre, $\left(\frac{J_1\left(\frac{\pi r}{\lambda}\right)}{\frac{\pi r}{\lambda}}\right)$ la distribution spatiale du champ de pression le long de l'interface, λ la longueur d'onde du signal d'excitation, p_{i0} la pression incidente sur l'interface à $r = 0$, et $H(t)$ la fonction de Heaviside. L'expression de la pression de radiation acoustique transitoire exercée à l'interface entre les deux milieux s'écrit donc :

$$\Pi(r, t) = 4Cp_{i0}^2 \left(\frac{J_1\left(\frac{\pi r}{\lambda}\right)}{\frac{\pi r}{\lambda}} \right)^2 H(\tau - t), \quad (5)$$

$$\text{Avec } C = \frac{1}{\rho_A c_A^2} \frac{\rho_A^2 c_A^2 + \rho_B^2 c_B^2 - 2\rho_A \rho_B c_A c_B}{(\rho_A c_A + \rho_B c_B)^2}.$$

Dans notre étude le milieu A est défini comme étant l'eau et le milieu B l'air. L'excitation est une onde acoustique de fréquence $f_0 = 1\text{MHz}$ émise par un transducteur focalisé avec un rayon actif de 20mm et une distance focale de 40mm. Dans ce travail, les influences de la pression p_{i0} et de la durée d'excitation τ sur l'amplitude maximale du déplacement de l'interface eau-air sont étudiées numériquement et expérimentalement.

3 Étude numérique

3.1 Description du modèle

L'influence de l'amplitude p_{i0} et du temps d'excitation τ sur la hauteur de la déformation induite par la pression de radiation acoustique est tout d'abord étudié en utilisant une analyse par éléments finis (COMSOL Multiphysics®). Le module « écoulement laminaire, maillage mobile » est utilisé pour résoudre l'équation de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible. Le modèle décrit sur la figure 1 représente une cuve remplie d'eau sous la forme d'un domaine carré, en utilisant une géométrie axisymétrique dont l'axe z est à $r = 0$ afin de réduire le temps de calcul.

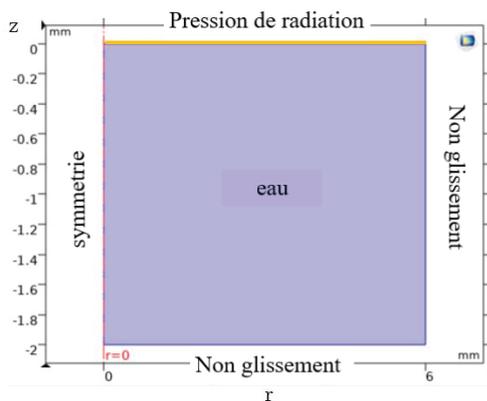


Figure 1 : Modèle numérique. Une géométrie axisymétrique en z est utilisée avec une condition de non-glissement sur les parois. À l'interface eau-air (représenté par une ligne jaune), une force dirigée selon l'axe z est appliquée.

Sur la Figure 1, la frontière jaune correspond à une surface libre avec où s'applique une force externe dirigée vers le haut, correspondant à la pression de radiation décrite

par l'équation (5), et prenant en compte la tension de surface σ . Une condition de non-glissement est appliquée sur les murs de la cuve. Les parois de la cuve étant considérées comme fixes, la vitesse de l'eau contenue dans la cuve est nulle sur les murs. Ces derniers sont placés à une distance assez importante pour ne pas que les vagues résultant de la déformation n'interfèrent pas avec celles étant réfléchies par les parois.

Un maillage mobile est utilisé pour étudier la déformation de la frontière supérieure du domaine sous l'effet de la PRA. La taille minimale d'un élément du maillage mobile est de $1\mu\text{m}$, afin que le déplacement du maillage soit assez fin pour décrire la déformation d'interface pouvant varier d'environ $50\mu\text{m}$ à 1mm en fonction de la PRA appliquée selon l'axe z. Le maillage permet de décrire le champ bessélien du transducteur utilisé (diamètre actif de 40mm) selon l'axe r. La résolution temporelle est fixée à $10\mu\text{s}$ pour obtenir un échantillonnage adapté du déplacement du maillage dans le temps (1000 point sur le temps de montée). La valeur maximale du déplacement en $r = 0$ est extraite pour différents niveaux de pression p_{i0} et temps d'excitations τ .

3.2 Résultats

La figure 2(a) montre l'évolution de la hauteur de la hauteur maximale atteinte par la déformation à $r = 0$ en

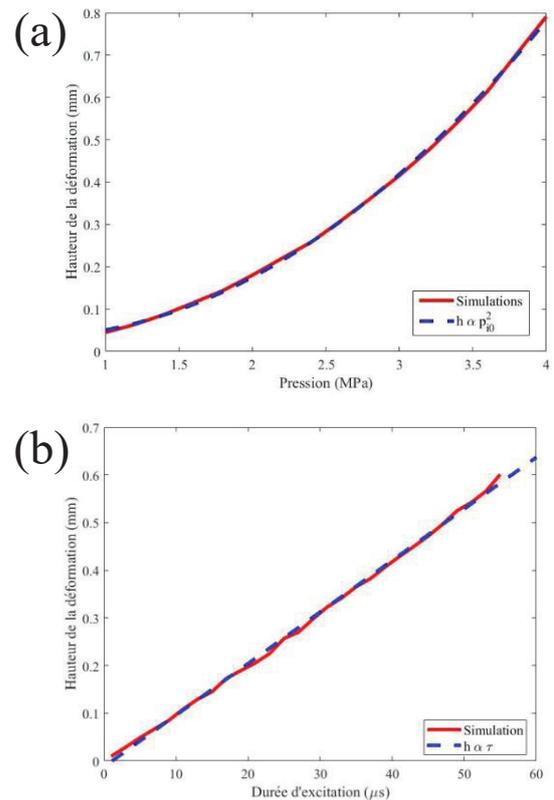


Figure 2 : Hauteur de la déformation en fonction des paramètres d'excitation. (a) p_{i0} avec τ fixé à $54\mu\text{s}$. (b) τ avec p_{i0} fixé à 3.5MPa . Les résultats de simulation sont représentés par une ligne rouge, et sont comparés à des polynômes de seconds et premiers degrés respectivement (tirets bleus).

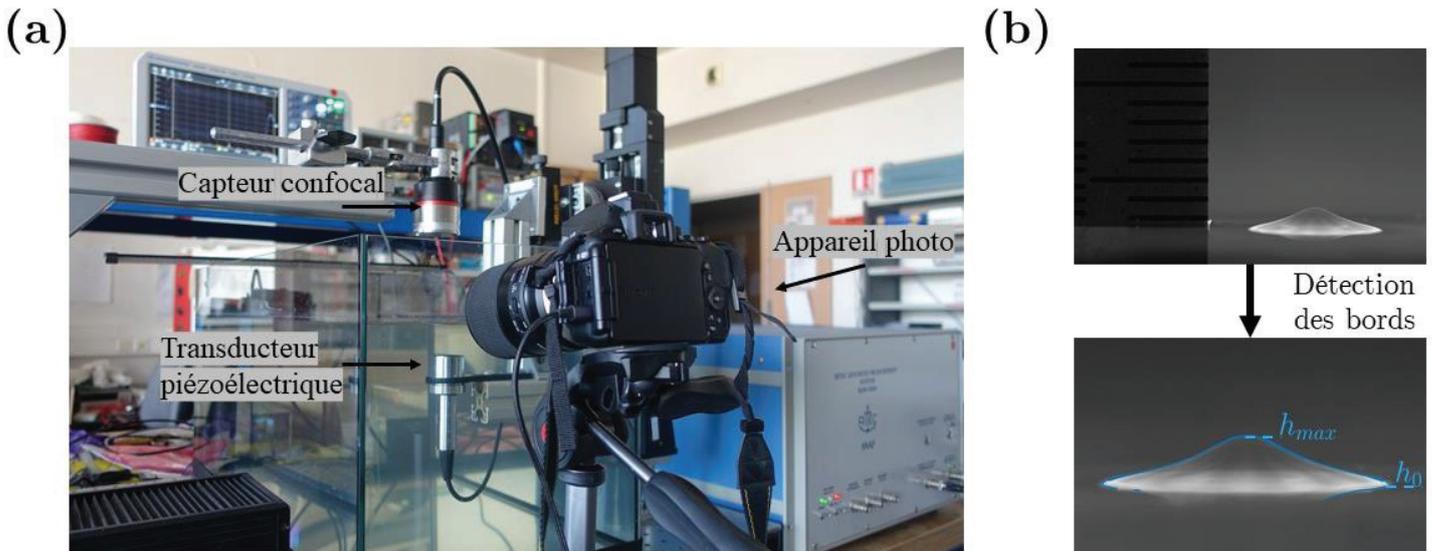


Figure 3 : Photographie du dispositif expérimental pour déterminer la hauteur de la déformation pour une excitation transitoire. (a) Un transducteur ultrasonore est utilisé pour générer une déformation d'une interface eau-air. La déformation de l'interface est capturée avec un appareil photo Nikon D5600 et mesurée par ailleurs en son centre avec un capteur de déplacement laser confocal polychromatique. (b) Pour évaluer la hauteur de la déformation à partir de l'appareil photo, un post-traitement automatisé de l'image comprenant 2 étapes est utilisé. Premièrement, une photographie de référence (avec un réglet) est prise afin de calculer la taille d'un pixel. Deuxièmement, l'image est recadrée autour de la déformation pour réduire le domaine de traitement et un algorithme de détection des bords de Canny¹¹ est utilisé pour évaluer la différence entre le sommet et la ligne de base de la déformation h_{max} et h_0 .

fonction de la pression pour une durée d'excitation de $54\mu s$ et une fréquence $f_0 = 1\text{MHz}$ obtenue à l'aide du modèle numérique.

Une augmentation de la hauteur de la déformation en fonction de la pression est observée. Nous pouvons noter que les résultats obtenus par simulation sont en bon accord avec la théorie décrite par Issenmann [10], indiquant que la hauteur de la déformation à $r = 0$ est proportionnelle au carré de la pression (représenté par les tirets bleus sur la figure 2(a)).

Les simulations pour la durée d'excitation sont effectuées sur un intervalle compris entre $1\mu s$ et $54\mu s$, à une pression incidente fixe $p_{i0} = 3.5\text{MPa}$. Cet intervalle est choisi pour ne pas générer de régime stationnaire dans la cavité délimitée par l'interface et le transducteur lors des expérimentations.

Les résultats montrés sur la figure 2(b) indiquent que la hauteur de la déformation en $r = 0$ varie linéairement avec la durée d'excitation. Cette linéarité n'est cependant valable que pour cet intervalle de temps : le comportement étant susceptible de changer en régime stationnaire, la hauteur au centre de la déformation devrait atteindre une hauteur correspondant à celle obtenue pour une excitation continue.

4 Expérimentations

4.1 Dispositif expérimental

Les expériences sont menées dans une cuve remplie d'eau comme montré en figure 3. Le signal est généré et amplifié par un générateur d'impulsion RITEC RAM 5000. Deux méthodes sont utilisées pour mesurer, simultanément, la déformation de l'interface. La première utilise un appareil

photo numérique (APN) Nikon D5600 équipé d'un objectif macroscopique placé à 30cm de la déformation, en dehors de l'aquarium. La tension de surface de l'eau est à l'origine d'un ménisque qui apparaît sur les bords de l'aquarium, ceci contraignant d'incliner l'appareil photo d'un angle $\alpha \approx 5^\circ$. La vitesse d'obturation de l'appareil photo est choisie assez longue (250ms) afin de capturer le moment où la hauteur de la déformation est maximale. L'image obtenue en figure 3(b) permet ainsi d'observer la valeur maximale du profil de déformation en tout r . L'image est traitée par un algorithme de détection de bord basé sur un filtre de Canny [11], permettant d'extraire la valeur de la hauteur maximale de la déformation en $r=0$.

La deuxième méthode utilise un capteur de déplacement confocal polychromatique KEYENCE CL3000 (figure 3(a)). Ce dernier permet d'évaluer l'élévation d'interface en un point dont l'étendue a un diamètre de $50\mu m$. Il est ainsi positionné en $r = 0$ pour comparer les valeurs mesurées à celles obtenues avec la méthode utilisant l'APN.

Les deux méthodes sont utilisées pour mesurer la hauteur maximale de la déformation d'interface en faisant varier la pression incidente p_{i0} et le temps d'excitation τ dans les $p_{i0} = [1, 3.5]\text{MPa}$ et $\tau = [1, 54]\mu s$.

4.2 Résultats et discussions

Les résultats obtenus lors des expérimentations sont en bons accords avec les simulations obtenues par la méthode des éléments finis comme le montre la figure 4.

La figure 4(a) permet d'observer un bon accord entre les hauteurs mesurées et les résultats de simulation en fonction de la pression. Cela confirme le caractère quadratique de

l'évolution de la hauteur avec la pression incidente pour l'intervalle choisi.

En augmentant la durée d'excitation : figure 4(b), les résultats de mesures permettent d'observer une évolution linéaire de la hauteur au centre de la déformation sur l'intervalle étudié. Il est cependant possible de noter que les résultats donnés par la méthode utilisant l'appareil photo divergent de ceux obtenus avec le capteur confocal pour des temps d'excitation ou des pressions faibles. Cette divergence est liée au manque de précision de la méthode utilisant l'APN lorsque la hauteur de la déformation devient inférieure à environ 0.2mm. En raison de l'angle d'inclinaison et à la résolution en pixels limitée de l'appareil, il n'est pas possible, avec cette méthode de détecter des déformations mesurant moins de 0.1mm.

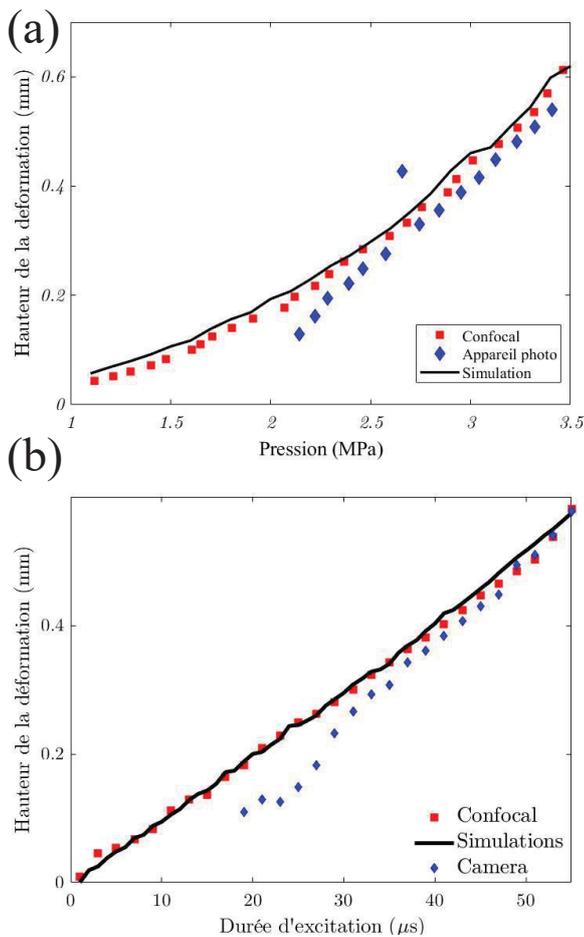


Figure 4 : Résultats expérimentaux de la hauteur de la déformation en fonction des paramètres d'excitation. Comparaison des résultats de simulation avec ceux obtenus expérimentalement en faisant varier : (a) la pression avec τ fixé à $54\mu s$ et (b) la durée d'excitation avec p_{i0} fixé à 3.5MPa.

Pour une excitation présentant des paramètres d'excitation aux limites hautes de ces intervalles ($p_{i0} = 3.5\text{MPa}$, $\tau = 54\mu s$), une apparition de gouttelettes au-dessus de la déformation d'interface est constatée. En continuant d'augmenter la pression et/ou le temps d'excitation, une séparation d'une goutte est observable : figure 5. Dans ce cas, le modèle numérique ne permet pas de simuler la

séparation de la goutte de son milieu d'origine. Par ailleurs, la méthode utilisant le confocal peut être mise défaut lorsque des gouttes se séparent de la déformation, tandis que la vue latérale donnée par l'appareil photo permet de détecter leur apparition.

5 Conclusion

Un modèle numérique a été proposé, permettant de prédire la hauteur de la déformation d'interface induite par la force de radiation acoustique en régime transitoire. Les résultats numériques sont cohérents quantitativement avec ceux obtenus avec deux méthodes expérimentales développées lors de cette étude. Les résultats montrent, d'une part, que la hauteur de la déformation varie avec le carré de la pression incidente dans l'intervalle étudié en régime transitoire. D'autre part, cette étude montre que la déformation croît linéairement avec la durée d'excitation.

Nous avons pu montrer que la méthode utilisant l'appareil photo montre des limites pour de faibles niveaux d'excitation. Des améliorations semblent nécessaires afin d'obtenir des résultats plus précis ou de mesurer l'ensemble du profil (par exemple, l'utilisation d'une caméra ultrarapide) afin de caractériser finement les caractéristiques des déformées en régime transitoire. Cette étude ouvre des perspectives pour mesurer l'évolution de la forme de la déformation de l'interface en tout point de l'espace et en fonction du temps.

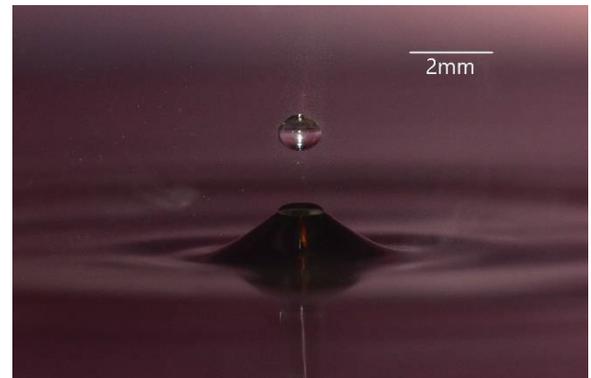


Figure 5 : Photographie d'une fontaine acoustique obtenue avec $p_{i0} = 4\text{MPa}$ et $\tau = 150\mu s$.

Références

- [1] Lord Rayleigh, "XXXIV. On the pressure of vibrations," *Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci.*, vol. 3, no. 15, pp. 338–346, Mar. 1902.
- [2] P. L. Marston and D. B. Thiessen, "Manipulation of Fluid Objects with Acoustic Radiation Pressure," *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, vol. 1027, no. 1, pp. 414–434, Nov. 2004.
- [3] V. G. Hertz and H. Mende, "Der Schallstrahlungsdruck in Flüssigkeiten.," *Zeitschr Phys*, vol. 114, pp. 354–367, 1939.
- [4] S. Callé, J.-P. Remenieras, O. B. Matar, M. E. Hachemi, and F. Patat, "Temporal analysis of tissue displacement induced by a transient ultrasound radiation force," *J Acoust Soc Am*, vol. 118, no. 5, Art. no. 5, 2005.
- [5] B. Issenmann, R. Wunenburger, S. Manneville, and J.-P. Delville, "Bistability of a Compliant Cavity Induced by

- Acoustic Radiation Pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, no. 7, Art. no. 7, Aug. 2006.
- [6] H. Nomura and M. Shimomura, “Liquid Surface Deformation Caused by Acoustic Radiation Force of Focused Ultrasound,” *Proc. Mtgs. Acoust.*, p. 2, 2019.
- [7] T. Devaux, A. Cebrecos, O. Richoux, V. Pagneux, and V. Tournat, “Acoustic radiation pressure for nonreciprocal transmission and switch effects,” *Nat. Commun.*, vol. 10, no. 1, p. 3292, Dec. 2019.
- [8] D. Baresch, J.-L. Thomas, and R. Marchiano, “Observation of a single-beam gradient force acoustical trap for elastic particles: acoustical tweezers,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, no. 2, Art. no. 2, Jan. 2016.
- [9] B.-T. Chu and R. E. Apfel, “Acoustic radiation pressure produced by a beam of sound,” *J Acoust Soc Am*, vol. 72, no. 6, Art. no. 6, 1982.
- [10] B. Issenmann, A. Nicolas, R. Wunenburger, S. Manneville, and J.-P. Delville, “Deformation of acoustically transparent fluid interfaces by the acoustic radiation pressure,” *EPL Europhys. Lett.*, vol. 83, no. 3, p. 34002, Aug. 2008.
- [11] R. Maini, “Study and Comparison of Various Image Edge Detection Techniques,” *Int. J. Image Process.*, p. 13, 2009.