

Etude expérimentale et théorique d'un écoulement entraîné par des ultrasons (*acoustic streaming*).

V. BOTTON, B. MOUDJED, W. DRIDI, D. HENRY, H. BENHADID, E. JONDEAU, N. GROSJEAN

LMFA, UMR CNRS 5509, Université de Lyon, ECL / INSA de Lyon / Université Lyon 1,
36 avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully Cedex

Résumé :

Cet article présente l'étude d'un écoulement d'*acoustic streaming*, c'est-à-dire d'un écoulement quasi-permanent généré par la propagation d'une onde acoustique. Le travail consiste à confronter une étude expérimentale et sa modélisation numérique. Les ultrasons sont émis à 2MHz par un transducteur piézo-électrique de 29 mm de diamètre. Ce dernier est plongé dans une cuve d'eau équipée d'une paroi absorbante à l'extrémité opposée de la source. On ne s'intéresse pour l'instant qu'au champ lointain. Les mesures sont de deux types : champ de pression acoustique (hydrophone) et champ de vitesse (PIV - LDA). En parallèle, on effectue des simulations numériques directes avec le logiciel StarCCM+™. Il s'agit de résoudre les équations de Navier-Stokes en fluide incompressible complétées d'un terme source de force acoustique. L'expression de ce dernier est obtenue par séparation des échelles de temps, ce qui consiste à négliger à l'échelle de temps acoustique les variations temporelles, lentes, de l'écoulement généré. La démarche est ensuite analogue à celle utilisée en turbulence pour le calcul des tensions de Reynolds. On obtient finalement un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux de la modélisation numérique.

Abstract :

Acoustic streaming, i.e. the steady flow induced by a propagating acoustic wave, is investigated here with both experimental and numerical approaches. The ultrasound source is a 2MHz transducer with a 29 mm diameter. The transducer is placed inside a water tank with an absorbing wall opposite to the source. Only the far field domain is investigated. The measurements concern both the acoustic pressure field (hydrophone) and the velocity field (PIV-LDA). Numerical simulations are also performed with the software StarCCM+™. They solve the incompressible Navier-Stokes equations with an acoustic force source term. This term is obtained by time scale separation: the slow variations of the flow are neglected on an acoustic time scale with regard to the fast variations of the acoustic field. The procedure is then similar to that used in turbulence for Reynolds stress calculation. A good agreement is eventually obtained between the experimental and numerical results.

Mots clefs :

Acoustic streaming, Eckart, Ultrasons, Force acoustique. Entraînement acoustique

1 Introduction.

Les écoulements permanents ou quasi-permanents entraînés par des ondes acoustiques (*acoustic streaming*) interviennent de manière souvent non maîtrisée dans nombre d'applications industrielles ou médicales (sono-chimie, imagerie et diagnostics médicaux, traitements par ultrasons de certaines pathologies - tumeurs ou caillots sanguins par exemple). Ce type d'écoulement est aussi pressenti pour contrôler le mélange ou la convection naturelle dans certaines applications [1,2]. Ce phénomène d'entraînement acoustique est connu depuis les années 1830 [3,4] et il a fait l'objet de nombreuses publications théoriques. Cependant peu de travaux comparent explicitement des résultats théoriques et expérimentaux, en particulier en caractérisant à la fois le champ acoustique et le champ de vitesse « permanent » par des mesures quantitatives. Dans ces conditions, la validation des modèles théoriques pose question. Utiliser l'*acoustic streaming* comme un outil d'ingénierie nécessiterait de pouvoir s'appuyer sur des modèles fiables dans des simulations numériques. Il est donc essentiel d'établir une base de données expérimentales sur laquelle s'appuyer pour valider les modèles et déterminer leurs limites d'application. On considère ici la géométrie simple d'un faisceau acoustique centré dans un aquarium rempli d'eau, tel que représenté sur la figure 1.

Dans cette configuration, le champ acoustique n'interagit pas avec les parois et c'est l'atténuation des ondes acoustiques au sein du liquide qui est à l'origine de l'entraînement acoustique [5]. On dénomme parfois cette configuration '*Eckart streaming*'. Notre dispositif expérimental permet de générer un faisceau d'ultrasons, de le caractériser par des mesures de pression acoustique, et de caractériser le champ de vitesse « permanent » entraîné par ce faisceau grâce à des mesures par *PIV* (*Particle Image Velocimetry*) et par *LDA* (*Laser Doppler Anemometry*).

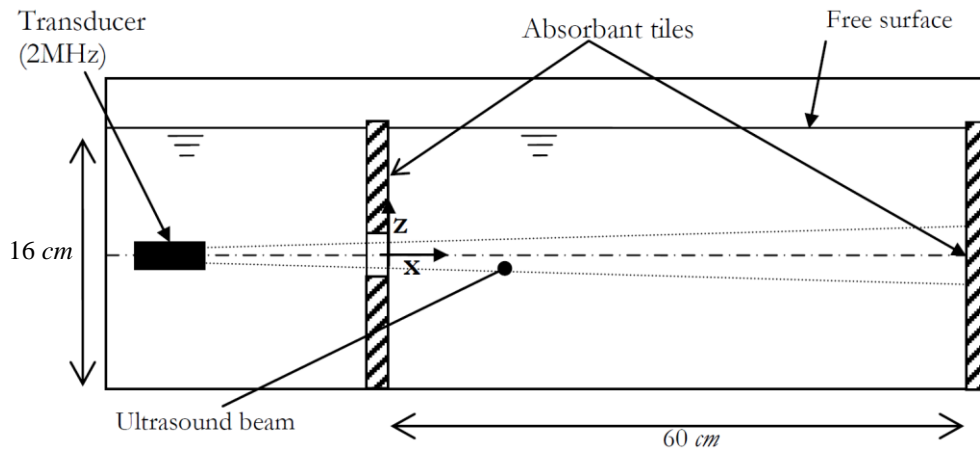


FIG. 1 – Configuration expérimentale pour l'étude d'un écoulement entraîné par des ultrasons.

Les modèles que nous développons sont basés sur des simulations directes (*DNS*) des équations de Navier-Stokes incompressibles. L'influence de l'onde acoustique est prise en compte dans ces équations par un terme source de quantité de mouvement. Le premier paragraphe ci-dessous sera consacré à décrire et justifier cette modélisation. On décrira ensuite le dispositif expérimental et certaines mesures obtenues. Un dernier paragraphe portera sur la comparaison entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux; il sera bien entendu suivi d'une conclusion.

2 Expression de la force d'entraînement acoustique : une démonstration basée sur la séparation en échelles de temps.

Le mécanisme permettant à une onde acoustique progressive atténuée d'entraîner un écoulement quasi-stationnaire peut être compris par analogie avec les contraintes de Reynolds en turbulence [5]; dans cette analogie, on substitue les vitesses liées à l'onde acoustique aux fluctuations aléatoires de vitesse de la turbulence. Cela permet de mettre en évidence l'existence d'une force volumique moyenne d'entraînement acoustique dirigée dans le sens d'atténuation de l'onde. On peut donc voir cela comme le résultat du couplage entre deux écoulements : l'un acoustique (compressible, périodique, à haute fréquence), l'autre quasi-permanent (*a priori* incompressible). Jusqu'à présent, les auteurs supposent soit que l'onde acoustique se propage dans un fluide au repos pour calculer le terme de force et l'introduire ensuite dans les équations de Navier-Stokes pour un fluide incompressible, soit que les vitesses entraînées sont faibles par rapport aux vitesses acoustiques de sorte qu'une approche par approximations successives est possible à partir des équations de Navier-Stokes en fluide compressible [5,6]. Dans cette deuxième approche, l'écoulement entraîné est de deuxième ordre par rapport à l'écoulement oscillant. Cette approche a en particulier une limite : puisque la vitesse entraînée est de deuxième ordre, les termes non linéaires basés sur cette vitesse sont d'ordre 4 ; en les négligeant, on aboutit à une équation du mouvement avec force acoustique mais sans inertie. Hors certaines expériences, dont les nôtres, montrent non seulement des valeurs de vitesses entraînées du même ordre de grandeur que les vitesses acoustiques, mais aussi la possibilité d'écoulements turbulents. Nous proposons de sortir de cette ambiguïté en découplant les deux problèmes non sur un critère lié à l'amplitude des vitesses mais plutôt sur un critère de rapidité des variations temporelles. La période de l'onde acoustique est en effet bien plus petite que le temps caractéristique des variations de l'écoulement entraîné, en particulier dans le cas des ultrasons (à 2MHz dans les expériences présentées ici). Nous

résumons ci-dessous ce modèle pour obtenir l'expression de la force d'entraînement acoustique à partir des équations du mouvement et de continuité pour un fluide newtonien compressible :

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\overrightarrow{\text{grad}} p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \frac{\mu}{3} \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div} \vec{u}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0. \quad (2)$$

Dans cette approche, les champs de densité, de vitesse et de pression seront donc décomposés en deux parties. La partie dite « acoustique » sera notée avec l'indice ac ; elle est périodique de moyenne nulle sur une période $T = 1/f$. La partie dite « d'écoulement » ou « permanente » sera notée avec l'indice e ; elle varie bien plus lentement que la partie acoustique, de sorte qu'on peut confondre sa valeur instantanée et sa valeur moyenne sur une période de fluctuation du champ acoustique. La démarche est d'introduire cette décomposition dans les équations (1) et (2) puis de calculer la moyenne des équations obtenues sur une période. Alors, les termes linéaires vont disparaître lorsqu'ils comportent une variable à variation rapide (d'indice ac) ou être remplacés par leur valeur instantanée lorsqu'ils comportent une variable à variation lente (d'indice e). Les termes non linéaires disparaîtront lorsqu'ils contiennent un produit croisé d'une variable à variation lente et d'une autre à variation rapide de sorte que ne subsisteront que des produits de variables dont l'indice est le même. Dans la mesure où l'on néglige les variations de viscosité sous l'effet de l'onde acoustique, le second membre de l'équation de Navier-Stokes (1) est linéaire. Le membre de gauche contient les termes analogues aux contraintes de Reynolds de la turbulence et requiert donc d'être développé. On obtient, après calcul [7] l'équation de Navier-Stokes moyennée sur une période acoustique :

$$\rho_e \frac{d\vec{u}_e}{dt} = -\overrightarrow{\text{grad}} p_e + \mu \nabla^2 \vec{u}_e + \frac{\mu}{3} \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div} \vec{u}_e) + \vec{f}_{ac}, \quad (3)$$

où la force d'entraînement acoustique a pour $i^{\text{ème}}$ composante dans un repère cartésien quelconque :

$$f_{ac,i} = -\text{div}(\overline{\rho_{ac} u_{e,i} \vec{u}_{ac}} + \overline{\rho_{ac} u_{ac,i} \vec{u}_e} + \overline{\rho_{ac} u_{ac,i} \vec{u}_{ac}} + \overline{\rho_e u_{ac,i} \vec{u}_{ac}}), \quad \text{avec } i=1,2 \text{ ou } 3. \quad (4)$$

On peut en outre négliger les termes proportionnels à ρ_{ac} dans l'équation (4) par rapport au terme proportionnel à ρ_e , en particulier dans les liquides [7]. Les vitesses que l'on peut obtenir par ce type d'entraînement sont de très loin inférieures à la célérité du son dans l'eau ($c = 1480$ m/s) ; cela permet de faire l'hypothèse que l'écoulement entraîné par l'onde acoustique est incompressible. On obtient alors une expression plus simple de la force d'entraînement acoustique à introduire dans les équations de Navier-Stokes pour un fluide incompressible :

$$f_{ac,i} = -\rho_e \text{div}(\overline{u_{ac,i} \vec{u}_{ac}}), \quad (5)$$

$$\text{div} \vec{u}_e = 0, \quad (6)$$

$$\rho_e \frac{d\vec{u}_e}{dt} = -\overrightarrow{\text{grad}} p_e + \mu \nabla^2 \vec{u}_e + \vec{f}_{ac}. \quad (7)$$

Considérons maintenant le cas d'une onde acoustique plane se propageant selon la direction x avec une amplitude de vitesse \hat{u}_{ac} . D'après l'équation (5), la force d'entraînement acoustique s'écrit alors :

$\vec{f}_{ac} = \alpha \rho_e \hat{u}_{ac}^2 e^{-2\alpha x} \vec{x}$, soit en fonction de l'intensité acoustique, I :

$$\vec{f}_{ac} = \frac{2\alpha I}{c} \vec{x} \quad \text{où } I = \frac{1}{2} \rho_e \hat{u}_{ac}^2 e^{-2\alpha x} c. \quad (8)$$

Cette expression est identique à celle déjà proposée dans la littérature [5,6], bien qu'issue d'un modèle différent. Un des intérêts du présent modèle est qu'il établit sans ambiguïté que cette expression de force peut être introduite dans les équations de Navier-Stokes en fluide incompressible sous leur forme complète (équations 6 et 7).

3 Dispositif expérimental.

Le dispositif sur lequel s'appuie cette étude a été conçu dans l'idée de combiner simplicité de la géométrie et facilité d'accès pour permettre des mesures extensives de pression acoustique. Il s'agit d'un aquarium rempli d'eau dans lequel est immergé l'émetteur acoustique. Cet émetteur commercialisé par la société *Imasonic* fonctionne à 2 MHz et a un diamètre hors-tout de 35 mm. Le champ acoustique est caractérisé par des mesures de pression à l'aide d'un hydrophone de diamètre 1 mm commercialisé par la société *Precision acoustics*TM. Il est monté sur un système de déplacement motorisé piloté à l'aide du logiciel *Labview*TM. Dans un premier temps, nous avons choisi d'isoler la zone de champ proche pour ne nous concentrer que sur l'écoulement en champ lointain. Pour séparer ces deux zones géométriques, une plaque absorbante a été disposée verticalement dans l'aquarium. Elle est percée d'une ouverture circulaire de diamètre 38 mm, destinée à laisser le faisceau acoustique se propager dans la zone de champ lointain. Cette ouverture a été recouverte d'un film plastique thermo-rétractable de manière à avoir une paroi continue du point de vue du fluide contenu dans la zone de champ lointain : on pourra ainsi sans restriction considérer dans la modélisation qu'il y a à cet endroit une paroi plane pour l'écoulement entraîné. La distance entre le transducteur et cette paroi a été choisie pour correspondre approximativement à la longueur de la zone de champ proche. Le matériau constituant cette paroi est une mousse de polyuréthane spécialement conçue pour ce type d'application (ultrasons dans l'eau) : c'est de l'*Apflex F28* de chez *Precision Acoustics*TM.

La paroi située à l'extrémité de l'aquarium opposée à la source est, elle aussi, rendue absorbante grâce à une plaque de *Apflex F28*. Le domaine d'étude est donc un pavé de dimensions intérieures 18cm x 16cm x 60 cm (largeur x hauteur x longueur) doté d'une surface libre. L'origine de notre repère cartésien est fixée au centre de l'ouverture laissant entrer le faisceau acoustique (voir figure 1), l'axe des abscisses x correspond à l'axe de propagation du son, les axes y et z donnent les positions transverses respectivement horizontales et verticales.

Le système de génération d'ultrasons inclut un générateur de signal PXI, un amplificateur de puissance et un wattmètre vectoriel. L'ensemble des acquisitions de mesures, le pilotage des déplacements, la régulation de la puissance émise est centralisée à l'aide du logiciel *Labview*TM.

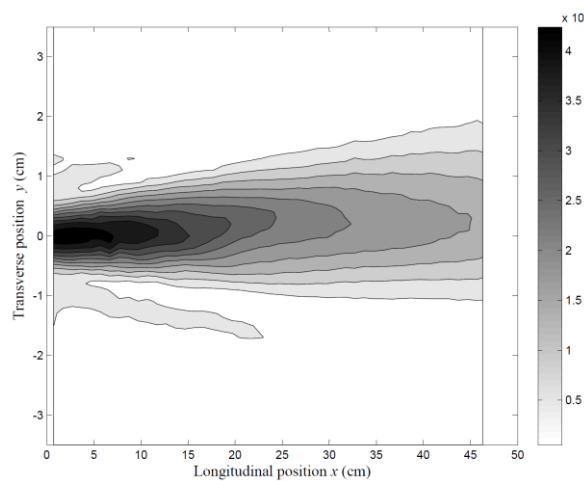


FIG. 2 – Champ typique de pression acoustique mesurée dans le plan horizontal médian (en Pascal).

Les mesures de pression permettent de vérifier que le champ acoustique est bien axisymétrique, mais aussi de comparer ces mesures à l'expression asymptotique du champ de pression acoustique émis par un disque (Cf. figure 2) :

$$p_{th} = 2p_{\max} \sin\left(\frac{\pi D_s^2}{8\lambda(x+x_0)}\right) \frac{J_1\left(\frac{\pi D_s r}{\lambda\sqrt{(x+x_0)^2 + r^2}}\right)}{\frac{\pi D_s r}{\lambda\sqrt{(x+x_0)^2 + r^2}}} e^{-\alpha(x+x_0)}, \quad (9)$$

où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1, D_s le diamètre de la source et p_{max} le maximum de pression obtenu sur l'axe au niveau de la longueur de Fresnel. Ici, x_0 est le décalage permettant de situer le repère au niveau de la paroi (voir figure 1) et non à la surface du transducteur, et $r^2 = y^2 + z^2$.

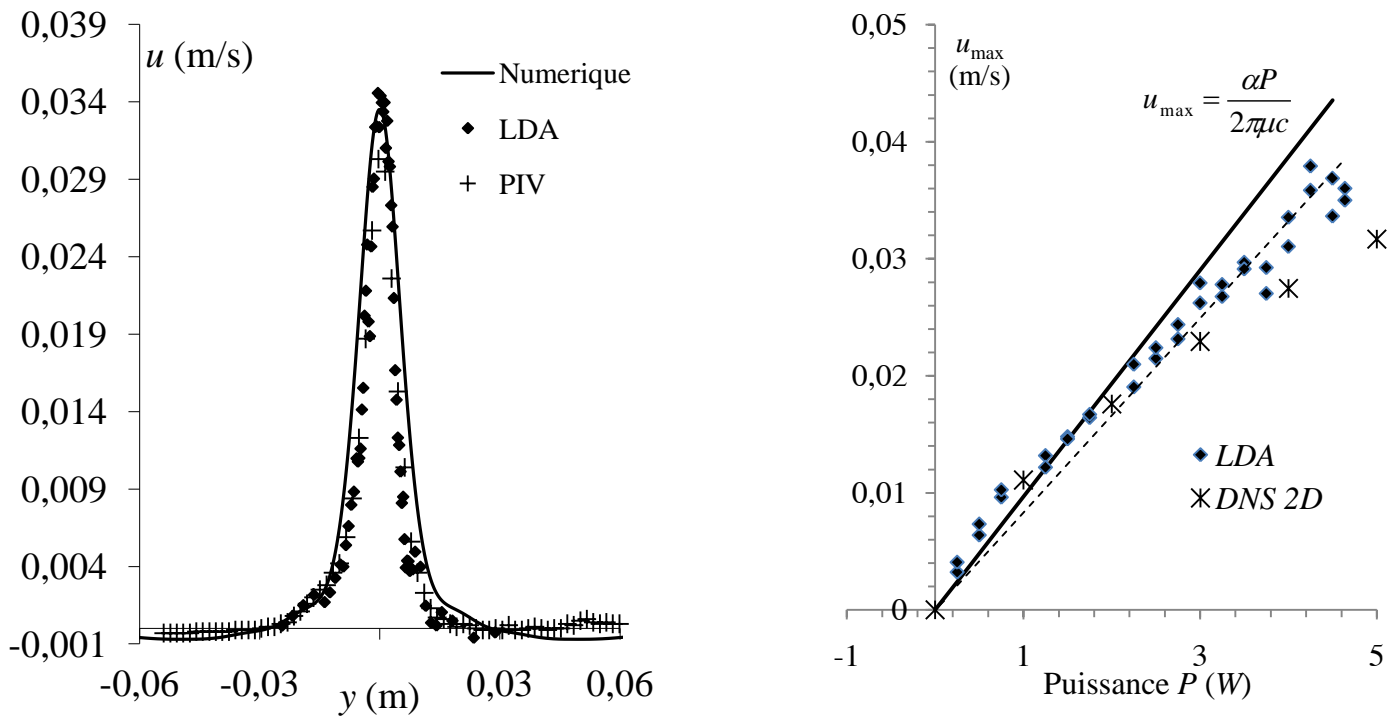


FIG. 3 – Composante longitudinale de la vitesse en $x = 23$ cm. A gauche : Profils transverses horizontaux. Comparaison entre simulation directe 2D et les données expérimentales issues de deux séries de mesures obtenues dans des conditions identiques, l'une par LDA, l'autre par PIV. A droite : Valeurs sur l'axe du faisceau obtenues par anémométrie laser (losanges) et par simulations numériques 2D (étoiles) et données en fonction de la puissance acoustique P . La droite en pointillés est une interpolation linéaire des données expérimentales et passant par l'origine, d'équation $u_{max} = 0,0083P$. La droite en traits pleins correspond à l'expression : $u_{max} = \alpha P / (2\pi\mu c)$.

La figure 3 représente, à gauche, la comparaison de profils de vitesses mesurés dans une même section par LDA d'une part et par PIV d'autre part. Des profils issus de DNS stationnaires effectuées à l'aide du logiciel StarCCM+™ sont aussi tracés. Ces simulations ont été faites en introduisant le champ de force calculé à partir du champ de pression théorique donné par (9) et de l'expression de la force (8), à l'aide de la relation suivante :

$$I = \frac{p_{th}^2}{2\rho c} \quad (10)$$

La valeur des paramètres D_s , x_0 et p_{max} dans l'équation (9) est ajustée par la méthode des moindres carrés pour décrire au mieux le champ de pression acoustique mesuré. Le coefficient d'atténuation α a été évalué à 23,5°C d'après les données de « the Kaye and Laby tables of physical constants (1995) ». On obtient $\alpha = 0,09 \text{ m}^{-1}$. Les valeurs de la masse volumique, de la célérité du son et de la fréquence sont respectivement : $\rho_e = 1003 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $c = 1480 \text{ m/s}$ et $f = 2 \text{ MHz}$. Les simulations 2D axisymétriques ont été faites avec un diamètre de cavité correspondant à la largeur de l'aquarium. La longueur de la cavité a été aussi choisie égale à celle de la cavité expérimentale. On voit d'une part qu'une modélisation 2D axisymétrique permet à moindre frais de bien capter l'écoulement dans cette région relativement éloignée des parois. D'autre part la bonne correspondance des deux profils expérimentaux indique leur fiabilité. L'écart entre numérique et expérience est imputable à la différence entre le champ acoustique réel et celui introduit pour l'instant dans les simulations. La figure 3, à droite, représente la vitesse longitudinale sur l'axe du faisceau en $x = 23 \text{ cm}$ en fonction de la puissance. Les valeurs représentées par des étoiles sont obtenues par les simulations 2D axisymétriques. Les points expérimentaux ont été obtenus par la technique LDA.

4 Conclusion.

Nous avons présenté une étude théorique et expérimentale d'un écoulement entraîné par un faisceau d'ultrasons dans l'eau. En particulier notre modélisation s'appuie sur une séparation en échelle de temps et non sur une approche en approximations successives comme c'est généralement le cas dans la littérature [5,6]. Cette approche permet de prendre en compte la coexistence de l'écoulement oscillant lié à l'onde acoustique et de l'écoulement permanent entraîné par cette onde sans avoir à supposer que l'un est de second ordre par rapport à l'autre. Les hypothèses sont que le fluide soit newtonien, l'onde plane et que les variations relatives de densité liées à l'onde restent faibles. Il est aussi essentiel que la période de l'onde acoustique soit suffisamment faible par rapport au temps caractéristique d'observation de l'écoulement entraîné, ce qui est généralement le cas lorsque l'on utilise des ultrasons. Cette approche par séparation des échelles de temps permet donc de s'affranchir de l'hypothèse selon laquelle la vitesse entraînée serait bien plus faible que la vitesse acoustique, hypothèse utilisée en général dans la littérature et qui, de fait, est parfois mise en défaut dans les observations expérimentales d'*acoustic streaming*. Enfin, il est à souligner que les termes non linéaires contenus dans le membre de gauche de l'équation (7) n'ont clairement dans cette approche aucune raison d'être négligés *a priori*, alors que certains auteurs considérant u_e d'ordre 2 étaient amenés à négliger ces termes (considérés d'ordre 4) ou à les ré-introduire de manière artificielle en fin de calcul.

Notre approche expérimentale a pour but d'établir une base de données de référence à laquelle confronter les modèles analytiques ou numériques. Il s'agit de la configuration simple d'un faisceau acoustique de dimension latérale petite par rapport à celle de la cavité dans laquelle il se propage. Le dispositif permet de caractériser à la fois le champ acoustique (mesures de pressions) et le champ de vitesse. Deux méthodes différentes ont été utilisées pour la mesure de vitesse : *PIV* et *LDA*. Elles donnent des résultats en très bon accord. Les premières simulations numériques du modèle axisymétrique donnent des résultats en bon accord avec l'expérience.

Remerciements

Ce travail est soutenu par la région Rhône-Alpes et B. Moudjed bénéficie d'une allocation doctorale de recherche financée par la région Rhône-Alpes.

Références

- [1] Dridi W., Henry D., and Ben Hadid H., Influence of acoustic streaming on the stability of a laterally heated three-dimensional cavity, *Phys. Rev. E*, 77, 046311, 2008.
- [2] Dridi W., Henry D. and Ben Hadid H., Stability of buoyant convection in a layer submitted to acoustic streaming, *Phys. Rev. E*, 81, 056309, 2010.
- [3] Faraday M., Acoustic streaming, *Phil. Trans.*, 121, p. 229, 1831.
- [4] Lord Rayleigh, *The Theory of Sound*, MacMillan, London, 1929.
- [5] Lighthill J., Acoustic streaming, *J. Sound Vibration*, 61, p. 391, 1978.
- [6] Nyborg W. L., Acoustic streaming, in *Nonlinear Acoustics*, Ed. M. F. Hamilton and D. T. Blackstock, Academic Press, San Diego, p. 207, 1998.
- [7] Botton V., Interfaces dans les écoulements stratifiés, et utilisation d'un champ extérieur pour générer ou contrôler un écoulement, mémoire d'*Habilitation à Diriger des Recherches*, Université de Lyon, INSA de Lyon, décembre 2010.