

ETUDE NUMERIQUE DE L'ÉCOULEMENT GÉNÉRÉ PAR UNE ONDE ULTRASONORE : Eckart streaming.

T. DOCHY¹, X. JACOB¹, M.C. CHARRIER-MOJTABI¹, A. MOJTABI²

1. Laboratoire PHASE, EA 3028, Université Paul Sabatier, Toulouse III

2. Institut de Mécanique des fluides de Toulouse, UMR CNRS/INP/UPS N 5502.

Résumé :

On présente une étude de l'écoulement, stationnaire à grande échelle, généré par la propagation d'ondes ultrasonores au sein un fluide visqueux. La dissipation de l'énergie acoustique de l'onde ultrasonore au sein du fluide porte le nom d' « Eckart streaming [1]. Selon la théorie de Lighthill (1978) [2], cet effet non linéaire peut être décrit par une force volumique acoustique dans l'équation qui régit l'écoulement du fluide à savoir l'équation de Navier Stokes incompressible. Après avoir déterminé le champ d'intensité acoustique de la source ultrasons par l'intégrale de Rayleigh, celle-ci est implémentée dans un code aux éléments finis COMSOL afin de caractériser l'écoulement du fluide. Les résultats numériques sont comparés avec les résultats expérimentaux de Moudjed (2013)[3].

Abstract : In this paper, the stationary flow induced at large scale by the propagation of ultrasonic waves in a viscous fluid has been studied. More precisely, the acoustic streaming under concern is the Eckart streaming which appears during the bulk wave propagation. In order to describe the fluid flow, incompressible Navier-Stokes equations with a steady body force were solved using the industrial FEM code (COMSOL). The acoustic intensity was first calculated using the Rayleigh integral. The numerical results were compared to the experimental results obtained by Moudjed (2013).

Mots clés : *acoustic streaming, ondes ultrasonores, force acoustique, écoulement entraîné*

1 Introduction

L'étude de l'acoustic streaming généré par la propagation d'ondes ultrasonores dans un fluide a fait l'objet de nombreux travaux [1,2,3]. Dridi et al. (2008) [4] ont étudié la stabilité de l'écoulement se développant au sein d'une cavité 3D différentiellement chauffée. Charrier-Mojtabi et al. ont étudié l'influence de l'acoustic streaming sur la séparation des espèces en microgravité, (2012) [5]. Dans le but de développer les travaux de Charrier-Mojtabi et

al.[5], nous nous intéressons dans le présent travail à la caractérisation de l'écoulement isotherme induit par un faisceau d'ondes ultrasonores. On résout pour ceci les équations de Navier Stokes avec un terme de force volumique acoustique dont l'expression est donnée par : $f_{ac}(x, y, z) = \frac{2\alpha_{ac}}{c} I_{ac}(x, y, z)$ où α_{ac} est le facteur d'atténuation acoustique en amplitude de l'onde. Pour l'eau α_{ac} est de l'ordre de 0.01 à 2Mhz. Dans le présent travail, pour une fréquence de 2 MHz et une puissance de la source ultrasons de 1.4W, I_{ac} est calculée en utilisant l'intégrale de Rayleigh à l'aide d'une intégration numérique. On détermine ensuite le champ de vitesses du fluide en 2D et 3D à l'aide du logiciel COMSOL, pour une source circulaire de 29 mm de diamètre en vue d'une comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus par PIV de Moudjed [3].

2 Géométrie et formulation mathématique

2.1 Configuration géométrique

On considère la configuration expérimentale de Moudjed [3] à savoir une cavité de taille $L_x=180\text{mm}$, $L_y=160\text{mm}$, $L_z=755\text{mm}$ (fig. 2.1). On place le transducteur circulaire au centre du plan vertical $z=0$. On étudie l'écoulement en séparant les zones de champ proche et champ lointain par une plaque intercalaire laissant passer l'onde acoustique.

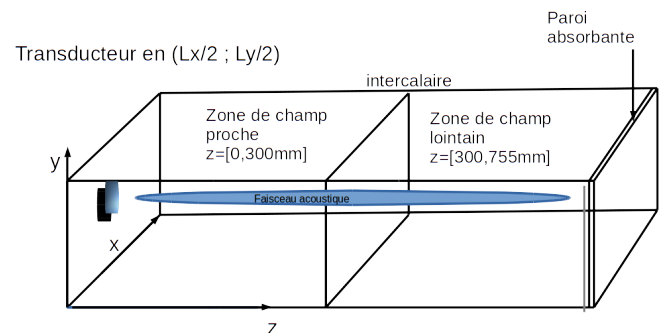


Figure 2.1 : Configuration expérimentale

La cuve est ainsi décomposée en deux parties distinctes : la première partie est la zone de champ proche de $z=0$ à 275 mm ($L_z1=275\text{mm}$) ; la seconde partie est la zone de champ lointain de $z=300$ à 755 mm ($L_z2=455\text{mm}$) (Fig.

2.1). Cette seconde partie distincte de la première sera représentée par z variant de 0 à 455 mm dans nos calculs.

2.2 Formulation mathématique

Les ondes ultrasonores se propageant au sein d'un fluide visqueux génèrent un écoulement stationnaire à grande échelle appelé «acoustic streaming ou Eckart streaming». On adopte la formulation déterminée par Lighthill [2] . Les équations régissant le problème sont l'équation de continuité (1) et l'équation de Navier-Stokes (2) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i)(1)$$

$$\rho[\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j}] = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + \rho f_i(2)$$

Lighthill [9] expriment alors la force acoustique :

$$f_{ac} = \frac{2\alpha_{ac}}{c} I_{ac}(3) \text{ avec } I_{ac} = p_{ac} \cdot u_{ac}.$$

p_{ac} et u_{ac} sont respectivement la pression et la vitesse acoustique. Pour les conditions aux limites, on délimite le domaine 3D par 5 parois rigides où la vitesse est nulle et une surface libre en $y=160\text{mm}$.

3 Simulations numériques et comparaison avec les résultats expérimentaux de Moudjed

3.1 Champ proche en 2D

Compte tenu de la bonne directivité du faisceau on peut décrire le rayonnement acoustique du transducteur dans une zone restreinte de la cavité. On exprime la force acoustique dans la zone $L_y=30\text{mm} \cdot L_z=275\text{mm}$, selon une discrétisation de $110 \cdot 110$ points. On trouve respectivement les maxims $f_{ac,z}(y, z)_{max} = 1\text{N/m}^3$ et $f_{ac,y}(y, z)_{max} = 0.25\text{N/m}^3$. On ajoute la contribution de la gravité à la force volumique $f_{ac,y}(y, z)$. On injecte alors les 2 forces : $f_{tot,y}(y, z) = \frac{2\alpha_{ac}}{c} I_{ac,y}(y, z) - \rho g$ et $f_{ac,z}(y, z) = \frac{2\alpha_{ac}}{c} I_{ac,z}(y, z)$ sous COMSOL.

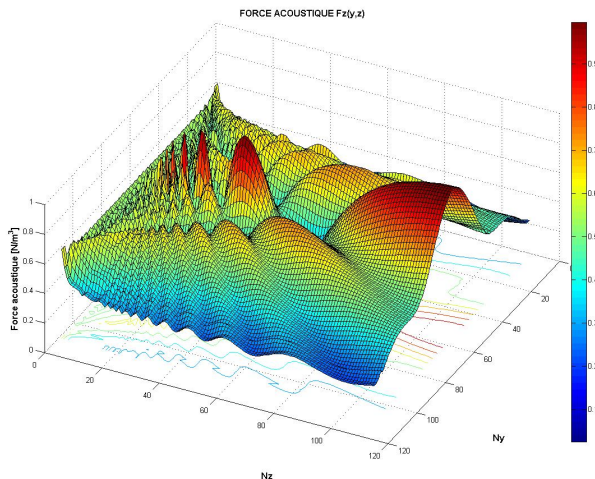


Figure 3.1.1 : $f_{ac,z}(y, z)$ pour $P_{ac}=1.4\text{W}$ en champ proche.

Sur la Figure 3.2 on représente l'évolution de la norme de la vitesse du fluide dans le plan $x=Lx/2$. Les vitesses maximales obtenues numériquement sont comparée avec celles obtenues expérimentalement [3] tableau 1 ci dessous.

Fig	Vmax exp. (m/s)	Vmax num. (m/s)	écart
(3.1.2)	0.0110	0.0101	8.2%

Tableau 1 : Comparaison numérique et expérimentale

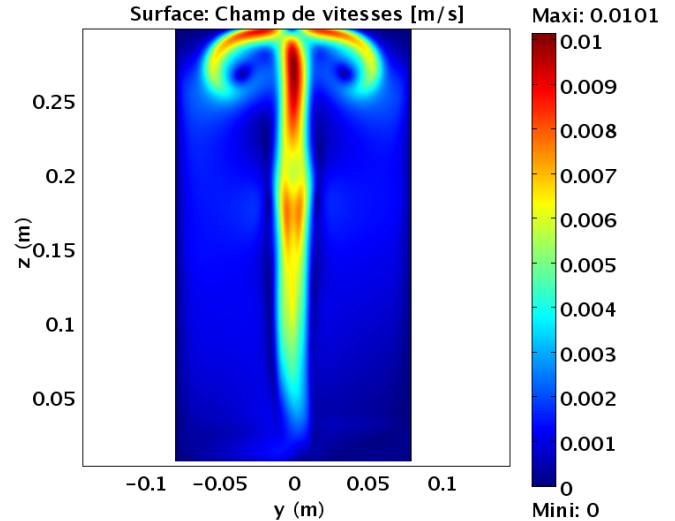


Figure 3.1.2 : Champ de vitesse dans le plan $x=Lx/2$

Sur la Figure (3.1.2), on représente ci-dessous la norme du champ de vitesse totale $\|v(y)\| = \sqrt{v_y^2(y) + v_z^2(y)}$ pour des valeurs de z fixées soient : $z=[50 \text{ mm}$ (Fig 3.1.3); 100 mm (Fig 3.1.4); 200 mm (Fig 3.1.5)]. Le tableau (2) montre un bon accord entre nos résultats numériques avec ceux de Moudjed[3].

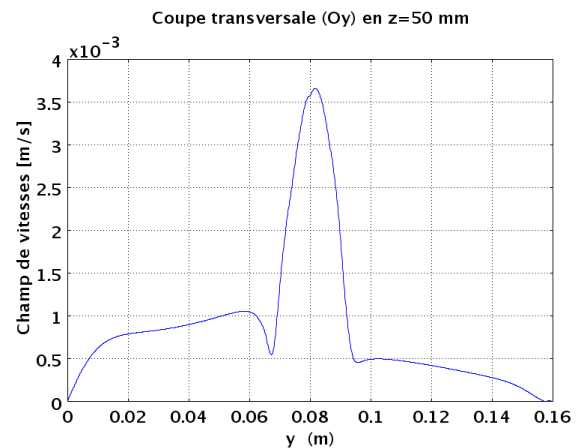


Figure 3.1.3 : Champ de vitesse pour $z=50 \text{ mm}$

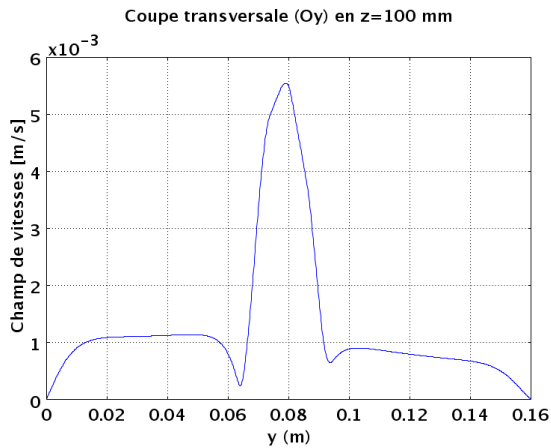


Figure 3.1.4 :Champ de vitesse pour z=100 mm

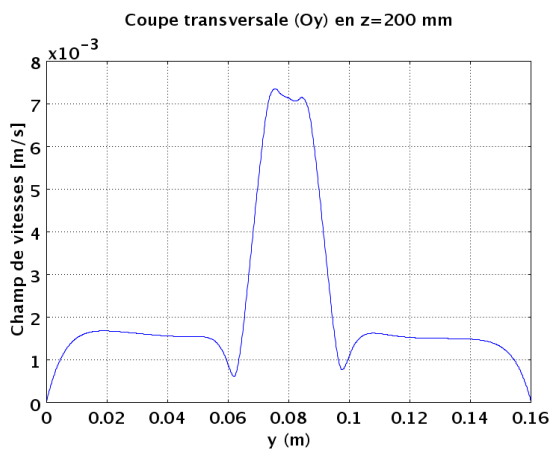


Figure 3.1.5 :Champ de vitesse pour z=200 mm

Fig	Vmax exp. (m/s)	Vmax num. (m/s)	écart
(3.1.3)	0.0032	0.0035	8.6%
(3.1.4)	0.0051	0.0055	7.6%
(3.1.5)	0.008	0.0073	9%

Tableau 2 : Comparaison numérique et expérimentale

3.2 Champ lointain

On réalise ici une simulation numérique en 3D. L'intensité acoustique est donnée par la forme analytique en champ lointain. Le maillage utilisé est composé d'éléments tétraédriques avec 250 000 degrés de liberté. Sur la Figure 3.2.1, on représente l'évolution de la norme de la vitesse totale le long de l'axe du transducteur ($x=Lx/2$; $y=Ly/2$ et z variant de 0 à $Lz=455\text{mm}$) pour différents temps allant de $t=20\text{s}$ à $t=200\text{s}$ par pas de 20s. On voit que toutes les courbes se superposent. Le régime stationnaire est donc atteint pour ce cas. A partir de la figure 3.2.1, on représente la norme du champ de vitesse total : $\|v(y)\| = \sqrt{v_y^2(y) + v_z^2(y)}$ pour les valeurs de z fixées : $z=[111\text{ mm (a)}; 250\text{ mm (b)}; 340\text{ mm (c)}]$. Les résultats sont comparés avec les résultats expérimentaux de [3].

cas	Vmax exp. (m/s)	Vmax num. (m/s)	écart
(a)	0.008	0.0107	25%
(b)	0.0105	0.0142	26%
(c)	0.0110	0.0157	30%

Tableau 3 : Comparaison numérique et expérimentale

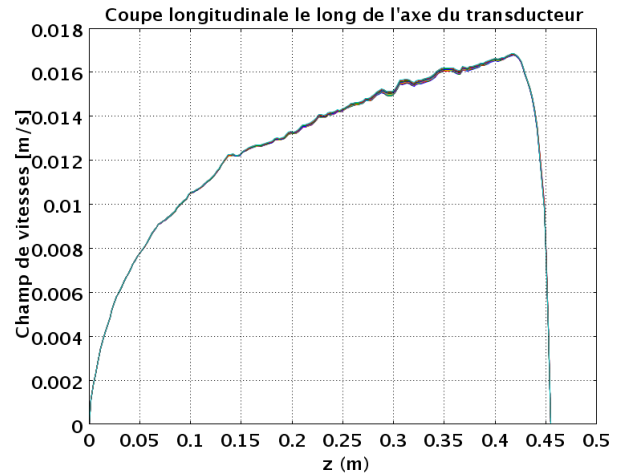


Figure 3.2 : Champ de vitesse le long de l'axe du transducteur en champ lointain

Conclusion :

La comparaison avec les résultats expérimentaux de [3] nous permet de tirer les conclusions suivantes. L'écoulement tend vers un état stationnaire pour le cas étudié. On trouve un bon accord entre nos résultats et ceux de [3] en champ proche. Par contre, en champ lointain l'écart de 30% pourrait s'expliquer par une discrétisation spatiale du domaine pas assez fine et une incertitude sur les mesures expérimentales. La polyvalence du code acoustique (géométrie et fréquence de la source) nous permet de travailler sur une grande diversité de modèles. La détermination du champ de force acoustique à partir du champ d'intensité en tout point du domaine, nous permet également d'envisager le calcul pour des faisceaux moins directs.

Références

- [1] C. Eckart, Vortices and streams caused by sound waves, Phys. Rev. 73 (1) (1948) 68.
- [2] S.J. Lightill « Acoustic streaming », J. Sound and vibrations, vol. 61, n13, pp. 391-418, 1978.
- [3] Brahim Moudjed, thèse, INSA de Lyon, 2013) HAL-Id : tel-00958258, Lab : LMFA UMR CNRS 5509,
- [4] W. Dridi, D.Henry, and H. Ben Hadid, Influence de l'acoustic streaming on the stability, Phys. Rev. E 77, (2008), 046311.
- [5] M.C. Charrier-Mojtabi, A. Fontaine, A. Mojtabi, Influence of acoustic streaming on thermo-diffusion in a binary mixture under microgravity, Int.J.Heat Mass Transfer, 55, (2012)5992-5999