Etude théorique et expérimentale d'un résonateur acoustique annulaire à ondes progressives

Cyril Desjouy, Pierrick Lotton, Guillaume Penelet

▶ **To cite this version:**

Cyril Desjouy, Pierrick Lotton, Guillaume Penelet. Etude théorique et expérimentale d'un résonateur acoustique annulaire à ondes progressives. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. hal-03324072

HAL Id: hal-03324072
https://hal.science/hal-03324072

Submitted on 23 Aug 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.

Étude théorique et expérimentale d'un résonateur acoustique annulaire à ondes progressives

Cyril Desjouy, Pierrick Lotton & Guillaume Penelet

Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine - UMR CNRS 6613
Avenue Olivier Messiaen 72085 Le Mans Cedex 9 (France)
cyril.desjouy@univ-lemans.fr

Résumé :

Cette étude porte sur la mise en œuvre et la modélisation d'un dispositif expérimental de résonateur acoustique annulaire où la structure du champ est contrôlée au moyen de deux haut-parleurs placés le long du guide afin d'y générer une onde plane purement progressive. Un modèle électroacoustique complet de ce dispositif, permettant de déterminer précisément le champ acoustique au sein du résonateur est présenté et confronté aux résultats expérimentaux. Une campagne de mesure par Anémométrie Laser Doppler (ALD) sera prochainement initiée et permettra de caractériser les phénomènes non linéaires apparaissant sous certaines conditions dans un tel système, et en particulier la génération d'un écoulement redressé. Ces données expérimentales, confrontées aux modèles existants devraient permettre une meilleure maîtrise de ce phénomène dont la compréhension fine s'avère nécessaire pour l'optimisation du rendement des machines thermoacoustiques.

Abstract :

This paper deals with the study of an annular acoustic resonator, where the acoustic field is controlled by two loudspeakers in order to generate a purely progressive wave. A complete electroacoustic modeling of this device, where acoustic field is accurately defined, is presented and compared to experimental results. Laser Doppler Velocimetry measurements will be soonly initiated, leading to the characterisation of various non linear effects occuring in such a device. In particular, the generation of acoustic streaming will be investigated. These experimental data, compared with existing theory, should give a better understanding of this process, and contribute to the progress in designing thermoacoustic devices.

Mots-clefs :

écoulement redressé ; résonateur acoustique annulaire ; onde progressive

1 Introduction

Les machines thermoacoustiques font depuis deux décennies l'objet de nombreuses études. A ce jour la théorie linéaire de la thermoacoustique [Rott (1980), Swift (1988)] est insuffisante pour comprendre la complexité des processus s'établissant dans de telles machines. En particulier, il est bien établi que le rendement de ces machines est limité par le développement d'effets non linéaires, et en premier lieu par la génération de vent acoustique, i.e. d'un écoulement moyen de fluide d'origine acoustique venant perturber par convection la distribution du champ de température, et par suite le champ acoustique [Penelet *et al*. (2006)]. Un important effort de recherche a été consacré ces dernières années à la description de cet écoulement redressé dans des dispositifs à ondes stationnaires. Reste que dans les machines thermoacoustiques dites à ondes progressives [Ceperley (1979), Backhaus *et al*. (1999)], où l'existence d'une boucle rend possible le fait que l'écoulement moyen soit à flux massique non nul sur une section du résonateur, le rôle de cet écoulement est particulièrement critique et pourtant encore peu étudié. C'est en partie pour répondre à cette problématique que la présente étude a été initiée.

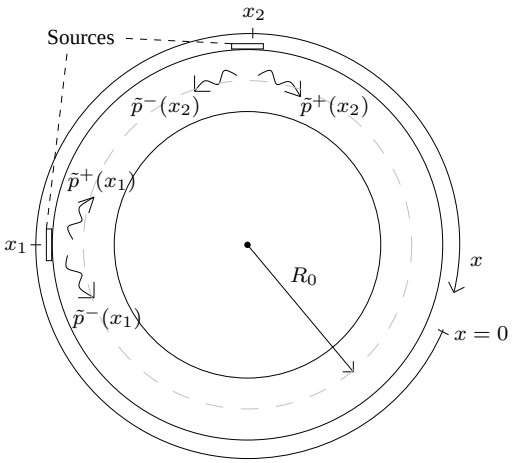

FIG. 1 – Représentation simplifiée d'un résonateur acoustique annulaire à ondes progressives

Le dispositif étudié ci-après n'est pas une machine thermoacoustique : il s'agit d'un guide d'onde annulaire, où la structure du champ acoustique est contrôlée au moyen de deux haut-parleurs judicieusement placés et déphasés pour que l'ensemble constitue un résonateur acoustique à ondes progressives. Le principe de cette génération est illustré sur la figure 1 : deux sources de pression acoustique donnent lieu chacune à la propagation de deux ondes planes harmoniques contrapropagatives, de sorte que l'amplitude complexe $\tilde{p}(x)$ du champ acoustique total $p(x,t) = Re\left[\tilde{p}(x)\, e^{j\omega t}\right]$ résulte de la somme des contributions de quatre ondes planes progressives comme suit :

$$\tilde{p}(x) = \tilde{p}^+(x_1)\, e^{-jk(x-x_1)} + \tilde{p}^-(x_1)\, e^{-jk(x+x_1)} + \tilde{p}^+(x_2)\, e^{-jk(x-x_2)} e^{j\phi} + \tilde{p}^-(x_2)\, e^{-jk(x+x_2)} e^{j\phi}, \tag{1}$$

où $k = 2\pi/\lambda$ désigne le nombre d'onde acoustique et ϕ représente le déphasage entre les deux sources. Dès lors, sous réserve que les deux sources soient de même niveau ($\tilde{p}^{\pm}(x_1) = \tilde{p}^{\pm}(x_2) = \tilde{P}_0$), que la longueur d'onde acoustique λ soit égale à la longueur déroulée $L = 2\pi R_0$ du guide d'onde, que la source 2 soit en retard de phase $\pi/2$ par rapport à la source 1, et que la distance $x_2 - x_1$ soit égale à $L/4$, le champ de pression acoustique se réduit à

$$\tilde{p}(x) = 2\tilde{P}_0 e^{-jk(x-x_1)}, \tag{2}$$

donnant lieu ainsi à un champ acoustique résonant purement progressif.

Bien que l'idée d'un tel résonateur à onde progressive date des années 80 [Ceperley (1987)], et qu'une étude théorique complète ait été récemment menée sur le sujet [Amari *et al*. (2004)], nous n'avons pas trouvé dans la littérature de travaux expérimentaux portant précisément sur ce dispositif. Il existe néanmoins quelques études portant sur des dispositifs analogues, comme par exemple certains types de moteurs à ultrasons [Hu *et al*. (1997)] de géométrie annulaire, dont la paroi extérieure (stator) est mise en vibration pour générer une onde acoustique progressive, entraînant, par un effet combiné de vent acoustique et de pompage perilstatique, une rotation de la paroi interne du résonateur (rotor). C'est ainsi que la présente étude est motivée par son intérêt en thermoacoustique, mais également par ses applications potentielles en microfluidique, où la génération et le contrôle du vent acoustique dans un système de dimensions réduites pourrait permettre de développer des nouveaux types de micro-pompes, de micro-mélangeurs, ou de micro-échangeurs de chaleur [Lotton *et al*. (2006)].

La première partie de ce document présente le dispositif expérimental conçu au laboratoire. Un modèle électroacoustique complet est ensuite présenté, qui prend en compte les paramètres

électroacoustiques des sources et leur couplage avec le résonateur annulaire. Enfin les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats théoriques, puis les travaux en cours sont évoqués, qui portent notamment sur la mesure par Anémométrie Laser Doppler du vent acoustique généré au sein du résonateur.

2 Dispositif expérimental

La figure 2 présente une photographie du prototype expérimental : le résonateur en Plexiglass®, de section $S_w = 7.5 \times 7.5\ cm^2$, présente une longueur déroulée L de 2.12 m. La fréquence de son premier mode propre est $f = 161$ Hz. Deux haut-parleurs électrodynamiques (Audax PR170MO) disposés aux points d'abscisse $x = 0$ et $x = 3L/4$ (cf. Fig. 3) permettent d'entretenir un champ acoustique dans ce guide d'onde. Ces sources sont montées dans une enceinte close, et présentent à l'avant une charge comprenant un volume de couplage et un tube de longueur $l = 1$ cm et de rayon $r = 1$ mm qui débouche dans le résonateur acoustique. Chacun des haut-parleurs a fait l'objet d'une caractérisation précise sur un banc de mesure d'impédance donnant accès à leurs paramètres de Thiele et Small, et les deux sources retenues présentent des caractéristiques, notamment le facteur de force, très proches. Trois microphones électrostatiques Bruel & Kjaer 4136 sont montés affleurant à la paroi interne du guide d'onde aux points d'abscisse $x = 0.4$ m, $x = 0.52$ m et $x = 0.62$ m. La mesure des amplitudes et des phases de la pression acoustique en ces trois points permet alors d'accéder à la distribution du champ acoustique dans tout le domaine $x \in [0, 3L/4]$ [Job (2001)].

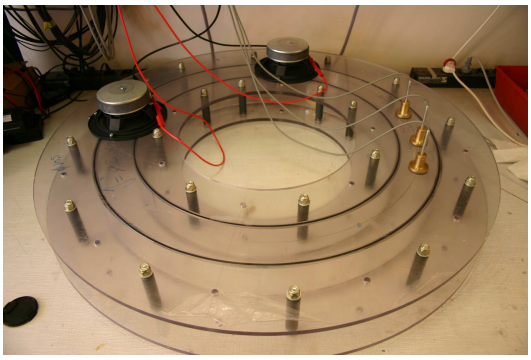

FIG. 2 – Photographie du dispositif expérimental

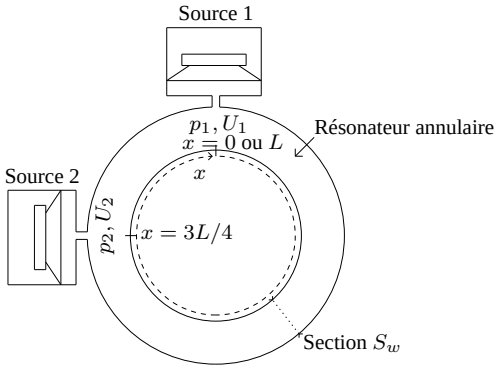

FIG. 3 – Schéma du dispositif expérimental

3 Modélisation du résonateur annulaire excité par deux sources acoustiques

Les amplitudes complexes du champ de pression acoustique total $p(x,t)$ et du débit $u(x,t)$ dans le résonateur s'écrivent, respectivement dans les domaines $x \in [0, 3L/4]$ et $x \in [3L/4, L]$, comme la somme de deux ondes planes harmoniques contrapropagatives :

$$\tilde{p}(x) = \tilde{p}^+(0)\, e^{-ikx} + \tilde{p}^-(0)\, e^{+ikx}, \quad \forall x \in [0, 3L/4[\,, \tag{3}$$

$$\tilde{u}(x) = \frac{S_w}{\rho c_0}\left[\tilde{p}^+(0)\, e^{-ikx} - \tilde{p}^-(0)\, e^{+ikx}\right], \quad \forall x \in [0, 3L/4[\,, \tag{4}$$

$$\tilde{p}(x) = \tilde{p}^+(L)\, e^{-ik(x-L)} + \tilde{p}^-(L)\, e^{+ik(x-L)}, \quad \forall x \in]3L/4, L]\,, \tag{5}$$

$$\tilde{u}(x) = \frac{S_w}{\rho c_0}\left[\tilde{p}^+(L)\, e^{-ik(x-L)} - \tilde{p}^-(L)\, e^{+ik(x-L)}\right] \quad \forall x \in]3L/4, L]\,, \tag{6}$$

où c_0 est la célérité adiabatique du son, ρ est la masse volumique du fluide, S_w est la section du guide, et où $\tilde{p}^{\pm}(0)$ et $\tilde{p}^{\pm}(L)$ sont les amplitudes complexes des composantes contra-propagatives de la pression acoustique en $x = 0$ et en $x = L$. Les équations de continuité des pressions et des débits acoustiques en $x = 0$ ou L et en $x = 3L/4$ s'écrivent

$$\tilde{p}^{+}(0) + \tilde{p}^{-}(0) = \tilde{p}^{+}(L) + \tilde{p}^{-}(L) = \tilde{p}_1, \tag{7}$$

$$\frac{S_w}{\rho c_0}\left(\tilde{p}^{+}(0) - \tilde{p}^{-}(0)\right) = \frac{S_w}{\rho c_0}\left(\tilde{p}^{+}(0) - \tilde{p}^{-}(0)\right) + \tilde{U}_1, \tag{8}$$

$$\tilde{p}^{+}(0)\, e^{-ik3L/4} + \tilde{p}^{-}(0)\, e^{+ik3L/4} = \tilde{p}^{+}(L)\, e^{+ik3L/4} + \tilde{p}^{-}(L)\, e^{-ik3L/4} = \tilde{p}_2, \tag{9}$$

$$\frac{S_w}{\rho c_0}\left(\tilde{p}^{+}(0)\, e^{-ik3L/4} - \tilde{p}^{-}(0)\, e^{+ik3L/4}\right) = \frac{S_w}{\rho c_0}\left(\tilde{p}^{+}(0)\, e^{+ik3L/4} - \tilde{p}^{-}(0)\, e^{-ik3L/4}\right) - \tilde{U}_2, \tag{10}$$

où $\tilde{p}_{1,2}$ et $\tilde{U}_{1,2}$ désignent respectivement les pressions acoustiques totales et les débits acoustiques délivrés par les sources au points d'abscisse $x = 0$ et $x = 3L/4$.

Les deux sources peuvent être représentées par un schéma électrique équivalent (Cf. Fig. 4), où Z_{hp} représente l'équivalent acoustique de l'impédance électrique de la bobine mobile et de l'impédance mécanique de l'équipage mobile du haut-parleur, la capacité C_{ar} représente la cavité arrière, la capacité C_{av}, celle de la cavité avant, l'inductance M_a, la masse acoustique du tube et R_a sa résistance. Le champ acoustique généré par la source 1 dans le résonateur lorsque la source 2 est éteinte est obtenu de la manière suivante : la source 1 délivre de l'énergie acoustique dans une impédance de charge $Z_{ter_1} = \tilde{p}_1/\tilde{U}_1$ (cf. Fig. 4) qui représente l'impédance d'entrée du résonateur annulaire au niveau de la source 1 au point d'abscisse $x = 0$, impédance d'entrée qui prend en compte la présence de la source 2 non alimentée en $x = 3L/4$. Cette impédance présentée par la source 2 au résonateur est notée Z_{s_2} (Cf. Fig. 5).

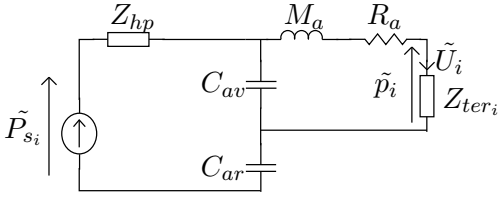

FIG. 4 – Circuit électrique équivalent à la source i (en $x = 0$ pour $i = 1$ et en $x = 3L/4$ pour $i = 2$).

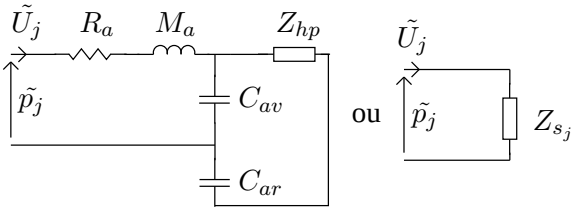

FIG. 5 – Circuit électrique équivalent à l'impédance acoustique présentée au résonateur par la source j lorsque celle-ci est éteinte (en $x = 0$ pour $j = 1$ et en $x = 3L/4$ pour $j = 2$).

Les équations de couplage associées aux sources 1 et 2, respectivement placées aux abscisses $x = 0$ et $x = 3L/4$, s'écrivent alors au regard des figures 4 et 5 sous la forme

$$\frac{\tilde{p}_1}{\tilde{p}_{s_1}} = \frac{Z_{ter_1}}{Z_{ter_1} + jM_a\omega + R_a} \cdot \frac{Z_{av}}{Z_{eq} + Z_{hp}}, \tag{11}$$

$$Z_{s_2} = \frac{\tilde{p}_2}{\tilde{U}_2} = R_a + jM_a\omega + \left(\frac{1}{jC_{ar}\omega} + Z_{hp}\right) / \left(1 + \frac{C_{av}}{C_{ar}} + j\omega Z_{hp} C_{av}\right), \tag{12}$$

où Z_{av} est l'impédance de la charge acoustique avant de la source 1, composée de la capacité C_{av} en parallèle avec l'inductance M_a, la résistance R_a et l'impédance Z_{ter_1}, et où Z_{eq} est la charge acoustique totale (avant et arrière).

Les équations (7-12) constituent un système de huit équations à neuf inconnues, à savoir $\tilde{p}^{\pm}(0)$, $\tilde{p}^{\pm}(L)$, $\tilde{p}_{1,2}$, $\tilde{u}_{1,2}$ et $\tilde{p}_{s_1}$. Dès lors, la fonction de réponse en pression $\tilde{p}_1/\tilde{p}_{s_1}$ au point

d'abscisse $x = 0$ est aisément obtenue. Les équations (3-6) permettent quant à elles d'accéder à la distribution spatiale du champ acoustique dans l'ensemble du résonateur, de sorte que la fonction de réponse en pression $\tilde{p}(x)/\tilde{p}_{s_1}$ en un point quelconque x le long du guide d'onde est finalement obtenue. Par suite, la même approche permet d'exprimer la fonction de réponse en pression $\tilde{p}(x)/\tilde{p}_{s_2}$ (avec $\tilde{p}_{s_2} = \tilde{p}_{s_1} e^{j\phi}$) lorsque la source 2 est alimentée et la source 1 est éteinte, et l'application du principe de superposition conduit finalement à la fonction de transfert globale. La figure 6 présente les fonctions de réponse en pression au point d'abscisse $x = 0.4$ m lorsque la source 1 est éteinte et la source 2 alimentée (trait pointillé), lorsque la source 2 est éteinte et la source 1 est alimentée (trait tireté) et la fonction de réponse en pression globale (trait continu). Il apparaît notamment que le couplage des sources avec le résonateur annulaire est suffisamment faible pour ne pas perturber les première et seconde résonances acoustiques du guide d'onde annulaire.

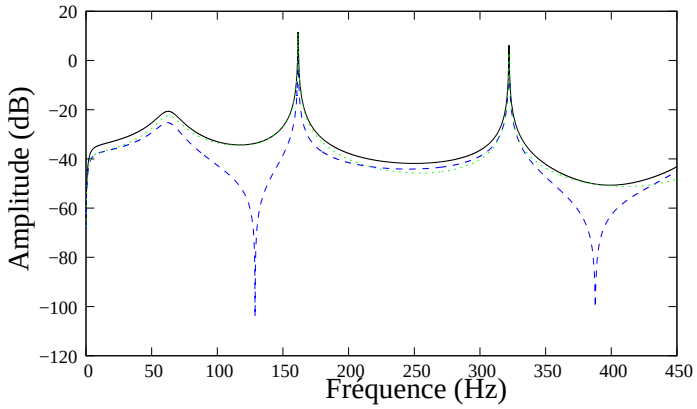

FIG. 6 – Fonctions de réponse en pression globale (trait continu), source 2 éteinte (trait tireté) et source 1 éteinte (trait pointillé) au point d'abscisse $x = 0.4$ m.

4 Résultats expérimentaux

La figure 7 présente les résultats de mesure de la fonction de réponse en pression lorsque la source 1 est alimentée et la source 2 est éteinte. Il apparaît que cette courbe se superpose aux résultats de la modélisation, ce qui confirme la validité du modèle théorique.

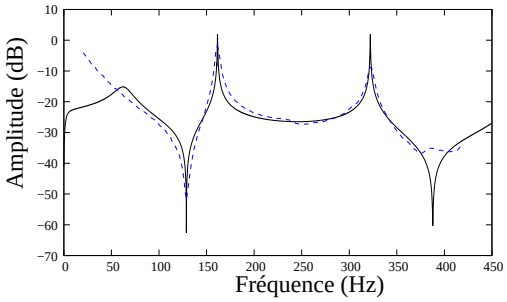

FIG. 7 – Fonctions de réponse en fréquence théorique (traits continus) et expérimentale (traits tiretés)

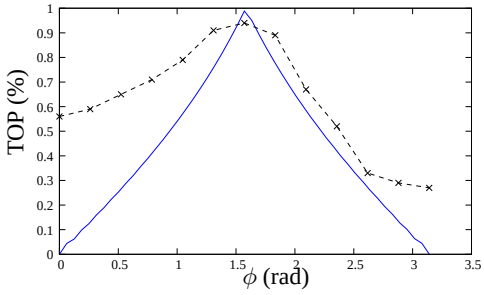

FIG. 8 – Taux d'ondes progressives théorique (traits continus) et expérimental (traits tiretés)

En définissant le Taux d'Ondes Progressives (TOP) de la manière suivante :

$$TOP = \left| \frac{1 - \tilde{R}(x_0)}{1 + \tilde{R}(x_0)} \right|, \tag{13}$$

où $\tilde{R}(x_0) = \tilde{p}^+(x_0)/\tilde{p}^-(x_0)$ désigne le coefficient de réflexion au point d'abscisse x_0, un critère est alors à disposition pour quantifier la proportion d'ondes progressives dans le guide d'onde. Pour un TOP nul, l'onde établie dans le résonateur sera purement stationnaire, et inversement, pour un TOP égal à 1 l'onde sera purement progressive. La figure 8 présente les résultats des TOP théorique et expérimental pour différentes valeurs du déphasage ϕ entre les deux sources. Le TOP expérimental, obtenu grâce à la mesure de la pression acoustique en deux points du guide d'onde [Job (2001)], tend vers l'extremum prévu par la théorie lorsque le déphasage ϕ vaut $\pi/2$ (le TOP est alors égal à 0.94). En revanche, pour un déphasage quelconque, les courbes théoriques et expérimentales ne sont pas en parfait accord. Ceci pourrait être dû au fait que les deux sources ne sont pas parfaitement identiques, et un ajustement de certains paramètres (tensions d'alimentation des sources, ajustement de la phase entre les deux sources...) devrait permettre de tendre vers la configuration idéale recherchée. Si ce dernier point reste à éclaircir, les résultats obtenus permettent de mettre en œuvre ce qui fait l'objet principal de cette étude, à savoir la mesure par ALD du vent acoustique généré dans ce dispositif.

5 Conclusions et travaux en cours

Dans cet article, une caractérisation expérimentale et un modèle analytique décrivant le champ acoustique dans un résonateur annulaire à ondes progressives sont présentés. Les fonctions de réponse en pression mesurées sont en bon accord avec les résultats théoriques. De plus, une onde progressive quasiment pure est obtenue lorsque les deux sources sont en quadrature de phase. Une campagne de mesures par ALD du champ de vitesse acoustique dans le résonateur est actuellement en préparation. Ces mesures, qui feront l'objet de la présentation orale, donneront accès au champ de vitesse acoustique dans l'ensemble du guide d'onde, mais également à la distribution et à l'établissement de l'écoulement redressé qui y prend place pour des forts niveaux acoustiques.

Références

Amari M., Gusev V., Joly N., 2004 Transient unidirectional acoustic streaming in annular resonators. *Ultrasonics* **42** 53-56.

Backhaus S., Swift G.W., 1999 A thermoacoustic Stirling engine. *Nature* **399** 335-338.

Ceperley P.H., 1979 A pistonless Stirling engine - the traveling wave heat engine . *J. Acoust. Soc. Am.* **66** 1508-1513.

Ceperley P.H., 1987 Split mode travelling wave ring-resonator. *United States Patent* N˚4, 686, 407.

Hu J.,Nakamura K. Ueha S., 1997 An analysis of a noncontact ultrasonic motor with an ultrasonically levitated rotor. *Ultrasonics* **35** 459-467.

Job S., 2001 Études théoriques et expérimentales d'un générateur thermoacoustique annulaire à ondes progressives. *Thèse de doctorat*, Université du Maine.

Lotton P., Dalton E., Amari M., Gusev V., Joly N., 2006 Acoustic streming in annular resonator : application to pcr on-chip reactor. *Acte du 3ème Congrès Français de Microfluidique*, INSA, Toulouse.

Penelet G., Gusev V., Lotton P.,Bruneau M., 2006 Nontrivial influence of acoustic streaming on the efficiency of annular thermoacoustic prime-movers. *Phy. Let. A* **351** Issue 4-5, 268-273.

Rott N., 1980 Thermoacoustics. *Adv. Appl. Mech.* **20** 135-175.

Swift G.W., 1988 Thermoacoustic engines. *J. Acoust. Soc. Am.* **84(4)** 1145-1179.