



**HAL**  
open science

# Études thermoacoustiques en résonateurs annulaires: mesure des écoulements redressés par Vélocimétrie Laser Doppler, et contrôle actif de l'amplification thermoacoustique

Cyril Desjoux

► **To cite this version:**

Cyril Desjoux. Études thermoacoustiques en résonateurs annulaires: mesure des écoulements redressés par Vélocimétrie Laser Doppler, et contrôle actif de l'amplification thermoacoustique. Mécanique [physics.med-ph]. Université du Maine, 2010. Français. NNT: . tel-00498453

**HAL Id: tel-00498453**

**<https://theses.hal.science/tel-00498453>**

Submitted on 7 Jul 2010

**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.

*Académie de Nantes*

**ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR, GÉOSCIENCES,  
ARCHITECTURE**

LE MANS, FRANCE

**THÈSE DE DOCTORAT**

*Spécialité : ACOUSTIQUE*

présentée par

**CYRIL DESJOUY**

pour obtenir le titre de Docteur d'Université

---

**ÉTUDES THERMOACOUSTIQUES EN RÉSONATEURS ANNULAIRES :  
MESURE DES ÉCOULEMENTS REDRESSÉS PAR VÉLOCIMÉTRIE LASER  
DOPPLER, ET CONTRÔLE ACTIF DE L'AMPLIFICATION  
THERMOACOUSTIQUE**

---

Soutenue le 30 mars 2010 devant le jury composé de

<b>P. BLANC-BENON</b>	Directeur de Recherches, LMFA, Lyon	Rapporteur
<b>H. BAILLIET</b>	Maître de Conférences, Institut P', Poitiers	Rapporteur
<b>E. FRIOT</b>	Chargé de Recherches, LMA, Marseille	Examineur
<b>J. GILBERT</b>	Directeur de Recherches, LAUM, Le Mans	Examineur
<b>V. GUSEV</b>	Professeur, LPEC, Le Mans	Examineur
<b>P. NIKA</b>	Professeur, FEMTO-ST, Belfort	Examineur
<b>P. LOTTON</b>	Chargé de Recherches, LAUM, Le Mans	Directeur
<b>G. PENELET</b>	Maître de Conférences, LAUM, Le Mans	Co-directeur
<b>D. BALTEAN-CARLES</b>	Maître de Conférences, LIMSI, Orsay	Invitée



# REMERCIEMENTS

Cette thèse, financée par une bourse MENRT, s’est déroulée au sein de l’opération de recherches “thermoacoustique” du Laboratoire d’Acoustique de l’Université du Maine (LAUM, UMR CNRS 6613). Je remercie sincèrement M. Yves Aurégan, directeur du LAUM et Directeur de Recherches du CNRS, pour m’avoir accueilli au sein de ce laboratoire.

Je tiens à remercier tout particulièrement les responsables scientifiques de ce travail, M. Pierrick Lotton, Chargé de Recherches du CNRS, et M. Guillaume Penelet, Maître de Conférences, pour la confiance qu’ils m’ont accordée ainsi que pour leur disponibilité, leur soutien dans les moments plus difficiles, leur précieuse aide dans la compréhension des phénomènes complexes prenant place en thermoacoustique et leurs conseils avisés. Merci également pour l’expérience qu’ils m’ont fait partager au quotidien, qu’elle concerne les tâches administratives, l’acoustique en général ou ce délicat exercice qu’est la rédaction scientifique. Je leur témoigne pour tout cela toute ma gratitude, et plus encore.

Je remercie également M. Philippe Blanc-Benon, Directeur de Recherche du CNRS à l’École Centrale de Lyon, et Mme Hélène Bailliet, Maître de Conférence au LEA de Poitiers, pour avoir accepté d’être rapporteur de ce document, ainsi que Mmes et MM les membres du jury qui ont accepté de juger ce travail.

Mme Hélène Bailliet, Maître de Conférences, M. David Marx, Chargé de Recherches du CNRS, M. Jean-Christophe Valière, Professeur, et Mme Solenn Moreau, Post-Doctorante, ainsi que l’équipe complète du LEA-Campus de Poitiers m’ont accueilli très chaleureusement dans leur laboratoire durant un mois dans le cadre d’une campagne de mesure par Vélocimétrie Laser Doppler. Je les remercie grandement de m’avoir fait profiter de leur savoir-faire dans ce domaine et j’en profite pour remercier Cyril Nana et Thomas Padois, ainsi que toute l’équipe des doctorants, pour leur bonne humeur au quotidien et pour m’avoir fait découvrir les coins les plus sombres de la ville aux cent clochers.

J’adresse également un remerciement particulier à Mme Catherine Potel, Professeur à l’Université du Maine, pour l’aide qu’elle m’a apporté en tant que tutrice de monitorat et pour tous ces échanges constructifs sur la pédagogie.

Grand merci à M. Éric Egon, technicien, pour sa participation dans l’élaboration des différents prototypes expérimentaux, ainsi qu’à M. James Blondeau, technicien, pour m’avoir assisté dans une obscure salle pendant de nombreuses heures de mesures par Vélocimétrie Laser Doppler et pour les intéressantes discussions technologiques que nous avons eu ensemble. Je n’oublie pas l’ensemble des membres du LAUM qui contribue à la bonne ambiance du laboratoire.

Enfin, merci beaucoup à Francis Chavanon pour son soutien au quotidien, qu’il ait été moral ou informatique, et pour avoir accompagné d’intéressantes réflexions mes pauses cigarettes sur la terrasse du quatrième pendant ces trois années. N’oublie pas, prosélytise! “Share the software, You’ll be free”. Merci également à Magali Boulay pour avoir participé à faire de moi ce que je suis aujourd’hui et pour son amour ainsi que son soutien inconditionnel sans lequel la vie aurait été bien moins séduisante ces dix dernières années. Merci à Jérôme Pajot pour m’avoir ouvert de “magic” portes musicales et pour m’avoir grâce à ceci envoyé au Mans étudier dur. Merci à mes parents pour l’amour qu’ils me communiquent depuis toujours. Enfin merci à tous mes amis du Mans et d’ailleurs (ainsi qu’à l’équipe du Mulligans Pub), pour ces soirées Mulli ou autres, et pour toutes ces bouffes et moments privilégiés ou improvisés qui ont largement agrémenté ma vie.



# Table des matières

Table des matières . . . . .	i
Table des figures . . . . .	v
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
Contexte de l'étude et état de l'art . . . . .	1
Objectif du travail et plan du document . . . . .	4
<b>I Étude de la distribution spatiale du champ acoustique et des écoulements redressés en résonateur annulaire</b>	<b>7</b>
<b>1 Champs de vitesse en résonateur annulaire</b>	<b>9</b>
1.1 Introduction . . . . .	9
1.2 Système étudié . . . . .	10
1.3 Champ acoustique en résonateur annulaire . . . . .	10
1.3.1 Hypothèses simplificatrices . . . . .	10
1.3.2 Grandeurs en usage . . . . .	12
1.3.3 Équations fondamentales . . . . .	12
1.3.4 Conditions aux limites . . . . .	13
1.3.5 Expressions des variables acoustiques en fonction de la pression acoustique	14
1.3.6 Pression et débit acoustique . . . . .	15
1.3.7 Couplage entre le guide d'onde et les sources acoustiques . . . . .	17
1.3.8 Onde acoustique à caractère progressif . . . . .	21
1.3.9 Taux d'ondes progressives . . . . .	22
1.4 Écoulement redressé en résonateur annulaire . . . . .	25
1.5 Conclusions . . . . .	29
<b>2 Mesure des champs de vitesses en résonateur annulaire par VLD</b>	<b>31</b>
2.1 Introduction . . . . .	31

2.2	Présentation du prototype expérimental . . . . .	32
2.3	Vélocimétrie Laser Doppler . . . . .	34
2.3.1	Principe de la VLD . . . . .	34
2.3.2	Dispositif expérimental utilisé . . . . .	36
2.3.3	Traitement des données . . . . .	39
2.4	Procédure de mesure . . . . .	41
2.5	Mesure préliminaire du temps de stabilisation des champs de vitesses . . . . .	42
2.6	Mesure des vitesses particulières acoustiques par VLD . . . . .	45
2.6.1	Profil longitudinal de la vitesse particulière acoustique . . . . .	45
2.6.2	Profil transverse de la vitesse particulière acoustique . . . . .	46
2.7	Mesure des vitesses d'écoulements redressés par VLD . . . . .	48
2.7.1	Profil longitudinal de la vitesse de l'écoulement redressé . . . . .	48
2.7.2	Profil transverse de la vitesse de l'écoulement redressé . . . . .	50
2.7.3	Moyenne sur une section de la vitesse de l'écoulement redressé . . . . .	52
2.8	Conclusions & perspectives . . . . .	54

## **II Étude d'un système de contrôle actif de l'amplification thermoacoustique en générateur d'ondes thermoacoustique annulaire** **59**

### **3 Prototype expérimental et méthode de caractérisation du champ acoustique** **61**

3.1	Introduction . . . . .	61
3.2	Présentation du prototype expérimental . . . . .	65
3.2.1	Résonateur, noyau thermoacoustique et échangeurs de chaleur . . . . .	65
3.2.2	Système de contrôle du champ acoustique et instrumentation . . . . .	68
3.3	Méthode du doublet microphonique . . . . .	70
3.4	Conclusions . . . . .	74

### **4 Contrôle actif de l'amplification thermoacoustique** **77**

4.1	Introduction . . . . .	77
4.2	Détermination du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique . . . . .	79
4.3	Champ acoustique sous le seuil de déclenchement . . . . .	79
4.3.1	Fréquence de résonance et facteur de qualité du système . . . . .	80
4.3.2	Distribution du champ acoustique sous le seuil de déclenchement . . . . .	81
4.4	Champ acoustique au dessus du seuil de déclenchement . . . . .	85
4.5	Mise en œuvre du système de contrôle actif . . . . .	86
4.5.1	Choix du mode opératoire . . . . .	88

---

4.5.2 Performances du générateur d'ondes thermoacoustique . . . . .	89
4.6 Conclusions & perspectives . . . . .	94
<b>Conclusion générale</b>	<b>97</b>
<b>III Annexe</b>	<b>101</b>
<b>A Campagne de mesures au LEA</b>	<b>103</b>
A.1 Contexte . . . . .	103
A.2 Post-traitements des résultats de mesures VLD . . . . .	103
A.3 Champs de vitesse mesurés au LEA . . . . .	106
A.4 Conclusions . . . . .	107
<b>Bibliographie</b>	<b>109</b>





# Table des figures

1	Représentation schématique des écoulements de Rayleigh et de Gedeon . . . . .	4
2	Représentation schématique des deux systèmes étudiés . . . . .	5
1.1	Représentation schématique du résonateur à deux sources . . . . .	11
1.2	Représentation électroacoustique d'un haut-parleur . . . . .	17
1.3	Représentation électroacoustique du résonateur à deux sources . . . . .	19
1.4	Fonctions de réponse en pression du résonateur à deux sources . . . . .	20
1.5	Distribution théorique du champ acoustique le long du guide d'onde . . . . .	23
1.6	Taux d'ondes progressives . . . . .	24
1.7	Distribution théorique de l'écoulement redressé le long du guide d'onde . . . . .	28
1.8	Dépendance quadratique théorique . . . . .	28
2.1	Photographies du résonateur à deux sources . . . . .	32
2.2	Module et phase de l'impédance des deux sources . . . . .	33
2.3	Principe de la Vélocimétrie Laser Doppler . . . . .	36
2.4	Représentation schématique de la chaîne de mesure VLD . . . . .	37
2.5	Représentation schématique de l'ensemenceur . . . . .	38
2.6	Photographie de l'ensemenceur . . . . .	39
2.7	Procédure de traitement des données issues des mesures par VLD . . . . .	40
2.8	Stabilisation des champs de vitesses . . . . .	43
2.9	Evolution de la vitesse des écoulements redressés en fonction de la température . . . . .	44
2.10	Distribution expérimentale du champ acoustique le long du guide d'onde . . . . .	46
2.11	Distribution expérimentale du champ acoustique sur une section du guide d'onde . . . . .	47
2.12	Distribution expérimentale de l'écoulement redressé le long du guide d'onde . . . . .	49
2.13	Distribution expérimentale de l'écoulement redressé sur une section du guide d'onde . . . . .	51
2.14	Dépendance quadratique expérimentale . . . . .	53
2.15	Représentation schématique d'une pompe à jet . . . . .	57
2.16	Représentation schématique d'une source acoustique alternative . . . . .	57

3.1	Représentation schématique du moteur thermoacoustique de Swift–Backhaus . . .	63
3.2	Représentation schématique du moteur thermoacoustique . . . . .	66
3.3	Photographie du moteur thermoacoustique . . . . .	67
3.4	Photographies des échangeurs de chaleur . . . . .	67
3.5	Différence de température en fonction de la puissance de chauffage . . . . .	68
3.6	Représentation schématique des sources et de leur couplage avec le résonateur . .	69
3.7	Photographies de l’empilement de plaques . . . . .	71
3.8	Photographie du coupleur . . . . .	73
3.9	Étalonnage des microphones . . . . .	73
4.1	Plan de l’étude expérimentale . . . . .	78
4.2	Fonction de réponse en pression du moteur thermoacoustique . . . . .	81
4.3	Évolution de la fréquence en fonction du chauffage . . . . .	82
4.4	Évolution de la puissance acoustique en fonction du chauffage . . . . .	83
4.5	Distribution du champ acoustique sous le seuil de déclenchement . . . . .	84
4.6	Distribution du champ acoustique au dessus du seuil de déclenchement . . . . .	87
4.7	Influence du contrôle actif sur la puissance acoustique . . . . .	90
4.8	Influence du contrôle actif sur le rendement . . . . .	91
4.9	Distribution du champ acoustique avec et sans contrôle actif . . . . .	93
A.1	LEA : Procédure de traitement des données issues des mesures par VLD . . . . .	104
A.2	LEA : Différences entre les traitements sur un signal brut . . . . .	105
A.3	LEA : Différences sur la distribution des champs de vitesses . . . . .	105
A.4	LEA : Distribution des champs de vitesses sur une section du guide d’onde . . .	107

# Introduction générale

## Contexte de l'étude et état de l'art

Les machines thermoacoustiques sont des systèmes dans lesquels les interactions entre les phénomènes thermiques et les phénomènes acoustiques mis en jeu au voisinage de parois solides permettent de convertir de l'énergie acoustique en énergie thermique, ou inversement. C'est à la fin du 18<sup>e</sup> siècle que Byron Higgins met en évidence expérimentalement le processus d'amplification thermoacoustique en réussissant à créer des oscillations acoustiques spontanées dans un résonateur en chauffant ses parois [27]. Sondhauss et Rijke suivent ses traces au 19<sup>e</sup> en étudiant d'autres types de générateurs d'ondes thermoacoustiques [62, 52], tandis que Kirchhoff travaille parallèlement sur l'introduction de la conduction de la chaleur dans la théorie de la propagation acoustique. Il faudra attendre jusqu'en 1896 pour que Lord Rayleigh donne une première interprétation qualitative du fonctionnement du tube de Sondhauss, en analysant en particulier la relation de phase entre les oscillations de température et les oscillations de pression [51]. Carter *et al.* mettent au point dans les années 1960 un système thermoacoustique optimisé à l'aide d'un empilement de plaques positionné judicieusement dans un résonateur, empilement permettant de multiplier les effets thermoacoustiques prenant place près des parois [12]. Depuis cette avancée importante, de nombreux prototypes expérimentaux de machines thermoacoustiques sont développés de part le monde. Les bases théoriques de la thermoacoustique sont établies parallèlement par Rott, entre 1970 et 1990 [54, 55, 57]. Il propose en particulier une modélisation analytique permettant la prédiction du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique dans un tube de Taconis, prédiction vérifiée expérimentalement par Yazaki *et al.* [74, 75, 76].

De nombreuses études théoriques et expérimentales ont été menées ces deux dernières décennies, et conduisent à plusieurs architectures de machines thermoacoustiques. En effet, selon les relations de phase entre les oscillations de pression et les oscillations de vitesse acoustique, le fonctionnement des machines thermoacoustiques peut être différent. Deux catégories principales de systèmes sont alors identifiées : les systèmes fonctionnant avec un champ acoustique de nature stationnaire, et ceux fonctionnant avec un champ acoustique de nature progressive (machines

thermoacoustiques dites de Stirling). La première catégorie regroupe les machines composées d'un résonateur "droit"<sup>1</sup> dans lequel est placé un empilement de plaques. La seconde catégorie regroupe quant à elle les machines composées d'un empilement de plaques placé dans un guide annulaire qui permet de favoriser le développement d'une onde acoustique à caractère progressif [13].

A ce jour, même si de nombreuses études ont été menées sur les systèmes thermoacoustiques, il reste que la théorie linéaire de la thermoacoustique [56, 67] est insuffisante pour comprendre la complexité des processus qui s'établissent dans de telles machines. Leur rendement est limité par le développement d'effets non linéaires, et notamment par la génération de vent acoustique, aussi appelé écoulement redressé ou "acoustic streaming" en anglais. Ce vent acoustique est un écoulement moyen de fluide d'origine acoustique. Il peut, dans les systèmes thermoacoustiques, venir perturber par convection la distribution du champ de température le long du noyau thermoacoustique, et par suite le champ acoustique lui-même [47]. Cet effet non linéaire, observé pour la première fois par Faraday en 1831 [21], est décrit théoriquement par Rayleigh en 1883 [50, 51] dans le cas d'un écoulement créé par une onde acoustique stationnaire entre deux plaques infinies. D'importants efforts de recherche ont depuis été consacrés à la description théorique de ces écoulements redressés dans les résonateurs acoustiques amenant de nombreux auteurs [59, 72, 44, 58] à contribuer à l'amélioration des bases théoriques proposées par Rayleigh. Citons Rott qui a en particulier introduit les effets de la conduction thermique dans la formulation des écoulements redressés et a mis en évidence l'influence de la dépendance de la viscosité avec la température du fluide sur l'écoulement redressé [56, 26]. Plus récemment, Menguy *et al.* introduisent, dans le cadre de travaux numériques sur les écoulements redressés en résonateur à ondes stationnaires, les effets non linéaires de l'inertie du fluide qui peuvent avoir à fort niveaux acoustique une influence importante sur les écoulements de Rayleigh, notamment en déformant leurs profils [39].

La mise en évidence des écoulements redressés n'est donc pas récente, mais leur étude connaît un regain d'intérêt depuis l'avènement des machines thermoacoustiques. En effet, la caractérisation fine de ce phénomène de transport de masse s'avère nécessaire afin d'optimiser le fonctionnement des systèmes thermoacoustiques. Même si l'influence de cet écoulement sur le rendement des systèmes thermoacoustiques a déjà été étudiée [47, 48] et que des travaux théoriques ont été menés sur leur description en machine thermoacoustique [7, 25, 40, 38], l'influence de ce vent acoustique est encore mal comprise et la caractérisation des écoulements redressés dans les machines thermoacoustiques reste une tâche difficile à cause des forts gradients

---

<sup>1</sup>Le terme "droit" est ici employé par opposition au terme annulaire. Notons cependant que dans les machines à ondes stationnaires le résonateur n'est généralement pas à section constante.

de température et des formes géométriques souvent complexes des différents éléments en présence.

D'un point de vue expérimental, la mesure précise de la vitesse des écoulements redressés dans un résonateur à ondes stationnaires a été réalisée récemment par Thompson *et al.* [69, 70] d'une part, et par Moreau *et al.* [41] d'autre part, grâce à l'utilisation de la Vélocimétrie Laser Doppler (VLD) et d'un traitement du signal approprié. Thompson *et al.* ont mesuré la vitesse Lagrangienne des écoulements redressés à l'extérieur des couches limites dans un résonateur à ondes stationnaires et ont étudié l'influence des gradients de température et de l'inertie du fluide sur ces écoulements redressés. Ils ont notamment montré expérimentalement que la dépendance de la viscosité en fonction de la température a un impact non négligeable sur la vitesse des écoulements redressés conformément aux prédictions théoriques de Rott [56]. Ils ont également montré que la présence de faibles gradients de température sur les parois du résonateur peut entraîner des différences significatives entre les vitesses observées expérimentalement et les prévisions analytiques. Moreau *et al.* ont mesuré à la fois les écoulements redressés près des parois du résonateur et loin des couches limites pour des écoulements redressés lents et rapides en utilisant la VLD. Notons que, tandis que les développements récents des machines thermoacoustiques sont basés sur l'utilisation de résonateurs annulaires afin d'augmenter leur rendement [65, 66, 6], la plupart des études mentionnées ci-dessus concernent les machines à ondes stationnaires. Seules quelques études traitent des machines à ondes progressives [23, 8] pour lesquelles l'existence d'une boucle fermée rend possible le fait que l'écoulement moyen soit à flux massique non nul sur une section du résonateur (Fig.1 (b)), contrairement aux machines à ondes stationnaires dans lesquelles les écoulements redressés prennent la forme de figures de Rayleigh (Fig.1 (a)). Le rôle de cet écoulement en conduit annulaire est particulièrement critique et pourtant encore peu étudié. Celui-ci a été étudié pour la première fois en 1997 par Gedeon [23] et mis en évidence expérimentalement par Swift [65]. Il est aujourd'hui parfois appelé écoulement de "Gedeon".

Notons qu'aujourd'hui les effets des écoulements redressés sont généralement contrôlés empiriquement dans les machines annulaires grâce à l'utilisation de pompes à jet [65, 66] qui permettent, grâce à un changement brusque de section dans le résonateur, de créer un gradient de pression statique et par suite un écoulement permettant d'assurer que le flux massique à travers une section du résonateur soit nul. Les effets des écoulements redressés sont également contrôlés par des "tapered tubes", c'est-à-dire des conduits de section lentement variable [45], qui permettent de supprimer les écoulements de Rayleigh dans les machines à ondes stationnaires.

Il est aussi important de préciser que, même si l'écoulement redressé peut avoir des conséquences néfastes sur le fonctionnement des machines thermoacoustiques, celui-ci trouve

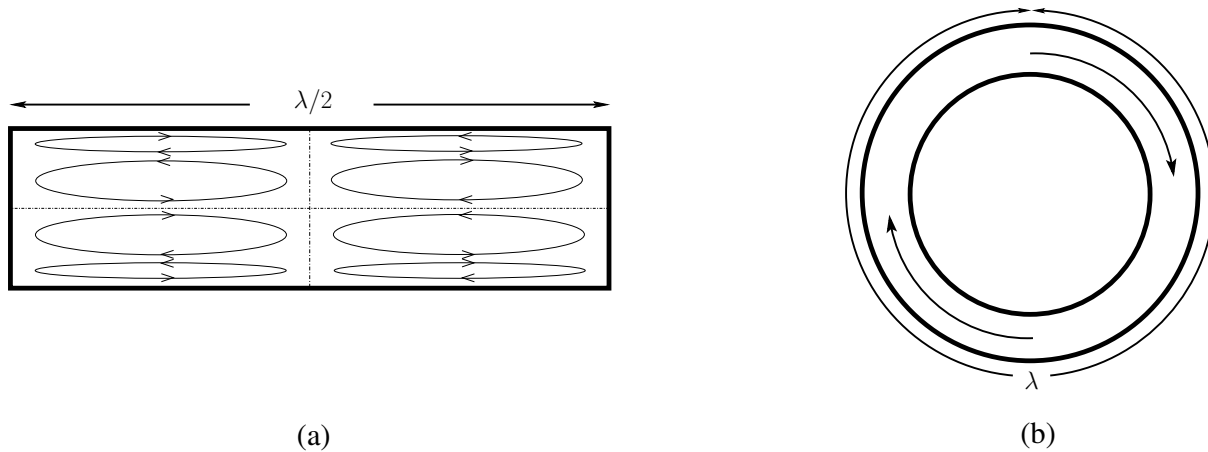


FIG. 1 – Représentation schématique des écoulements redressés (a) dans un générateur à ondes stationnaires, où ceux-ci prennent la forme des figures de Rayleigh et (b) dans un générateur à ondes progressives où l’existence d’une boucle rend possible le fait que l’écoulement moyen soit à flux massique non nul sur une section du résonateur.

des applications dans divers autres domaines. Il peut par exemple être utilisé pour améliorer les transferts thermiques [71], pour générer des mouvements de fluide en microfluidique [42, 43], pour mettre au point des moteurs à ultrasons [37, 30], pour stimuler les cellules ciliées [36] ou pour résoudre les problèmes de transport de fluides biophysiques [16, 60].

## Objectifs du travail et plan du document

L’objectif de ce mémoire est de contribuer à une meilleure compréhension des phénomènes prenant place dans les machines annulaires, et en particulier du phénomène de génération des écoulements redressés, et du phénomène d’amplification thermoacoustique et de son contrôle dans les générateurs d’ondes thermoacoustiques.

La machine étudiée dans les chapitres 1 et 2, constituant la partie I du document, n’est pas une machine thermoacoustique. C’est un résonateur annulaire, dont une représentation schématique est donnée sur la figure 2.(a), dans lequel un champ acoustique résonant peut être généré au moyen de deux haut-parleurs placés le long du guide d’onde. Selon la valeur des amplitudes et des phases relatives des déplacements des membranes des sources acoustiques, ce champ acoustique peut avoir les caractéristiques d’un champ progressif, d’un champ stationnaire, ou de tout autre champ intermédiaire. Bien que l’idée d’un résonateur acoustique à ondes progressives date, semble-t-il, des années 80 [14], et que des études théoriques aient été récemment menées sur le sujet [2, 34], aucun travail expérimental portant précisément sur ce type de dispositif n’a, à notre connaissance, été reporté dans la littérature. Il existe néanmoins

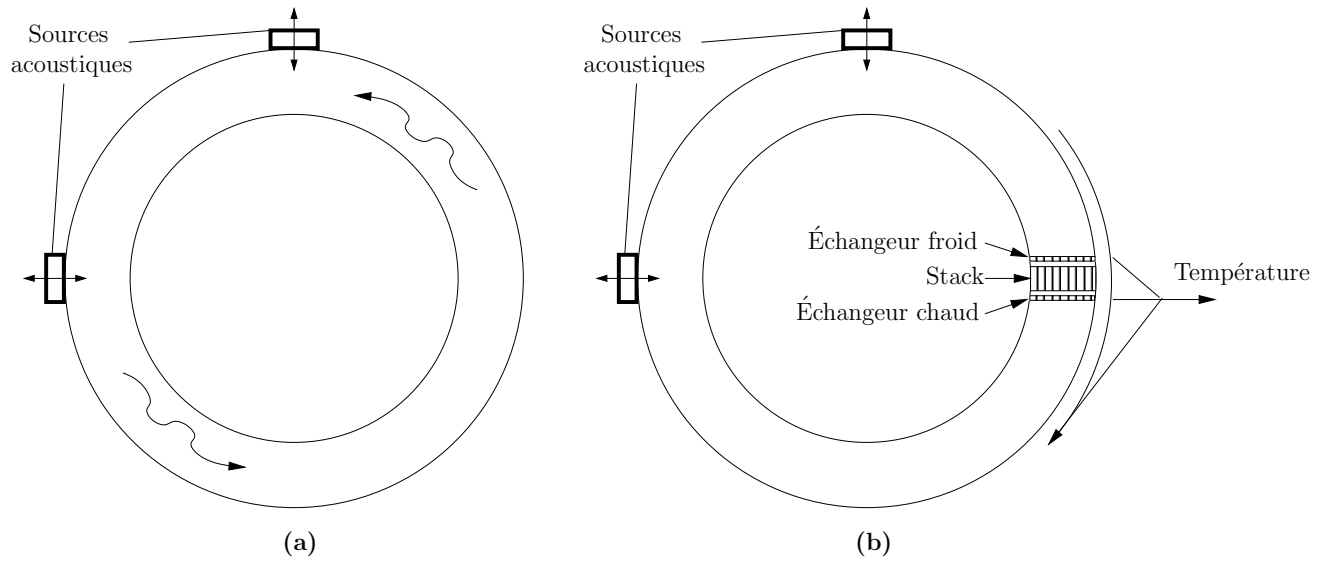


FIG. 2 – Représentations schématiques des deux systèmes étudiés dans le cadre de ce document. (a) Résonateur annulaire à deux sources et (b) générateur d’ondes thermoacoustique auquel est adjoint deux sources acoustiques secondaires.

quelques études portant sur des dispositifs analogues, comme par exemple certains types de moteurs à ultrasons [30] 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 péristaltique, 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 de nouveaux types de micro-pompes, de micro-mélangeurs, ou de micro-échangeurs de chaleur [43].

Les travaux menés dans le cadre de cette thèse sur la caractérisation des écoulements redressés en résonateur annulaire font l’objet de la première partie de ce document. Celle-ci se divise en deux chapitres. Dans le chapitre 1 est présenté un modèle analytique qui permet de déterminer la distribution spatiale de la vitesse particulière acoustique et celle de l’écoulement redressé dans un résonateur annulaire à deux sources. Au chapitre 2, le dispositif expérimental de résonateur annulaire ainsi que le dispositif de mesure par Vélocimétrie Laser Doppler (VLD) sont présentés. Les résultats de mesures des champs de vitesses dans le guide d’onde sont ensuite reportés, discutés puis comparés aux résultats du modèle théorique.

La seconde partie de ce document présente des travaux menés pendant la troisième année de thèse, indépendants de ceux présentés dans la première partie. Bien que les sujets des études exposées dans les parties I et II soient différents, il reste qu’ils portent sur des travaux qui



mettent en jeu un élément commun, à savoir un guide d'onde annulaire équipé de deux sources acoustiques contrôlées en phase et en amplitude. C'est en constatant lors des travaux menés sur l'étude des écoulements redressés en résonateur annulaire (partie I du document) qu'il est relativement aisé de contrôler la nature du champ acoustique dans un guide d'onde annulaire au moyen de deux sources, que l'idée de mettre en œuvre ce contrôle directement sur un générateur d'ondes thermoacoustique est apparue. Les travaux antérieurs menés au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine sur les moteurs thermoacoustiques annulaires [32, 46] ont en effet clairement démontré que l'amplification thermoacoustique qui peut prendre lieu dans ces systèmes dépend de façon très sensible de la nature du champ acoustique dans le noyau thermoacoustique<sup>2</sup>, de sorte qu'il peut être intéressant de chercher à contrôler directement ce champ, et par suite l'amplification thermoacoustique elle-même. Une représentation schématique du générateur d'ondes thermoacoustique muni d'un système de contrôle actif est présentée sur la figure 2.(b). La mise en œuvre de ce système de contrôle actif sur un système auto-oscillant (le générateur d'onde thermoacoustique) n'est pas une tâche facile, et les travaux présentés sont des travaux préliminaires qui visent à juger de la potentielle efficacité d'un dispositif de contrôle actif à augmenter le rendement d'une machine thermoacoustique<sup>3</sup>.

Les travaux menés dans le cadre de cette thèse sur le contrôle actif de l'amplification thermoacoustique en générateur d'ondes thermoacoustique fait l'objet de la seconde partie de ce document. Celle-ci se divise en deux chapitres. Le chapitre 3 a pour objet de présenter le prototype expérimental de générateur d'ondes thermoacoustique annulaire développé dans le cadre de ces travaux. Ce prototype est équipé de deux sources acoustiques placées le long du guide d'onde. Il est instrumenté en microphones de mesures qui permettent de reconstruire le champ acoustique grâce à la méthode des doublets microphoniques. Dans le chapitre 4 sont ensuite présentés les différents résultats de mesure qui portent sur la caractérisation du système en dessous puis au dessus du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique. Ces résultats permettent finalement d'établir les premières conclusions concernant le potentiel d'un système de contrôle actif de l'amplification thermoacoustique en générateur d'ondes thermoacoustique annulaire.

---

<sup>2</sup>Le noyau thermoacoustique est défini comme l'ensemble comprenant l'empilement de plaques et la partie du guide d'onde inhomogène en température.

<sup>3</sup>Il s'agit ici du rendement global de la machine, incluant la puissance fournie aux sources secondaires utilisées pour le contrôle actif.

## Première partie

# Étude de la distribution spatiale du champ acoustique et des écoulements redressés en résonateur annulaire



# Chapitre 1

## Description analytique du champ acoustique et de l'écoulement redressé en résonateur annulaire

### 1.1 Introduction

Dans la partie I de ce mémoire de thèse, l'attention est particulièrement portée sur l'étude expérimentale des écoulements redressés qui peuvent se développer dans un résonateur annulaire à l'intérieur duquel une onde acoustique est entretenue au moyen de deux sources acoustiques localisées en paroi. Le but de ce premier chapitre est de proposer une estimation théorique des vitesses particulières acoustiques et des vitesses d'écoulements redressés attendues dans le système expérimental qui fait l'objet du chapitre 2. Les résultats obtenus dans ce chapitre 1 constituent ainsi une référence théorique qui permet de valider les résultats expérimentaux présentés dans la suite de cette première partie.

Après une brève description au paragraphe 1.2 du système théorique étudié, la seconde partie de ce chapitre est consacrée à la description du champ acoustique entretenu dans le résonateur annulaire par les deux sources acoustiques (§ 1.3). Les conditions pour lesquelles le champ acoustique dans le guide d'onde peut être à caractère progressif sont en particulier précisées, ce qui permet ainsi de retrouver les conclusions obtenues par Amari *et al.* lors d'une étude antérieure sur un système académique similaire [2]. Sur la base des résultats obtenus pour le champ acoustique, une estimation des vitesses d'écoulements redressés est ensuite proposée (§ 1.4). Cette estimation permet d'obtenir la distribution spatiale théorique de la vitesse moyenne, sur une section du guide d'onde, de l'écoulement le long du résonateur annulaire. Les résultats obtenus

sont discutés en conclusion de ce chapitre avant d'être comparés aux résultats expérimentaux dans la suite de la première partie de ce mémoire.

## 1.2 Système étudié

Une représentation schématique du résonateur annulaire considéré dans ce chapitre, et correspondant au dispositif expérimental décrit dans le chapitre suivant, est donnée à la figure 1.1.(a). Il s'agit d'un guide d'onde annulaire de section carrée  $S_w$  d'arête  $a$ . La ligne médiane (repérée en pointillés sur la figure 1.1.(a)) forme un cercle de rayon  $R_0$  dont le périmètre  $L = 2\pi R_0$  constitue la longueur déroulée du guide. Deux sources acoustiques localisées aux positions  $s = 0$  (ou  $s = L$ ) et  $s = 3L/4$  ( $s = \theta L/2\pi$  représentant la coordonnée curviligne repérant la position sur la ligne médiane) établissent un champ acoustique dans le résonateur annulaire. Les amplitudes complexes des débits acoustiques et des pressions acoustiques générés par la source 1 localisée à la position  $s = 0$  et par la source 2 localisée à la position  $s = 3L/4$  sont notées respectivement  $\tilde{U}_{1,2}$  et  $\tilde{p}_{1,2}$ . Deux régions du guide d'onde peuvent être définies : la région *I*, pour laquelle  $s \in [0, 3L/4]$  et la région *II* pour laquelle  $s \in [3L/4, L]$ . La structure du champ acoustique est contrôlée grâce à l'ajustement des amplitudes et des phases relatives des débits générés par ces deux sources. Le champ acoustique peut alors avoir les caractéristiques d'un champ stationnaire, d'un champ progressif ou de tout autre champ intermédiaire (Cf. § 1.3.9).

## 1.3 Champ acoustique en résonateur annulaire

Les variables acoustiques utilisées pour décrire le mouvement du fluide dans le résonateur annulaire sont la pression  $p$ , la vitesse particulière  $\vec{v}$ , la masse volumique  $\rho$ , la température  $T$  et l'entropie massique  $S$ . Les expressions de ces variables sont obtenues à partir des équations fondamentales qui gouvernent le mouvement acoustique en fluide visco-thermique, c'est à dire : l'équation de Navier-Stokes, l'équation de conservation de la masse, l'équation de conduction de la chaleur et les équations d'état nécessaires à la fermeture du problème. La résolution de ce système d'équations, associé aux conditions aux limites du problème, est menée dans la suite de ce paragraphe en admettant certaines hypothèses simplificatrices résumées ci dessous.

### 1.3.1 Hypothèses simplificatrices

– Les équations de base sont linéarisées, chaque variable peut alors être séparée en un terme d'ordre 0 (valeur moyenne réelle) et un terme complexe d'ordre 1 oscillant à la pulsation  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  étant la fréquence acoustique.

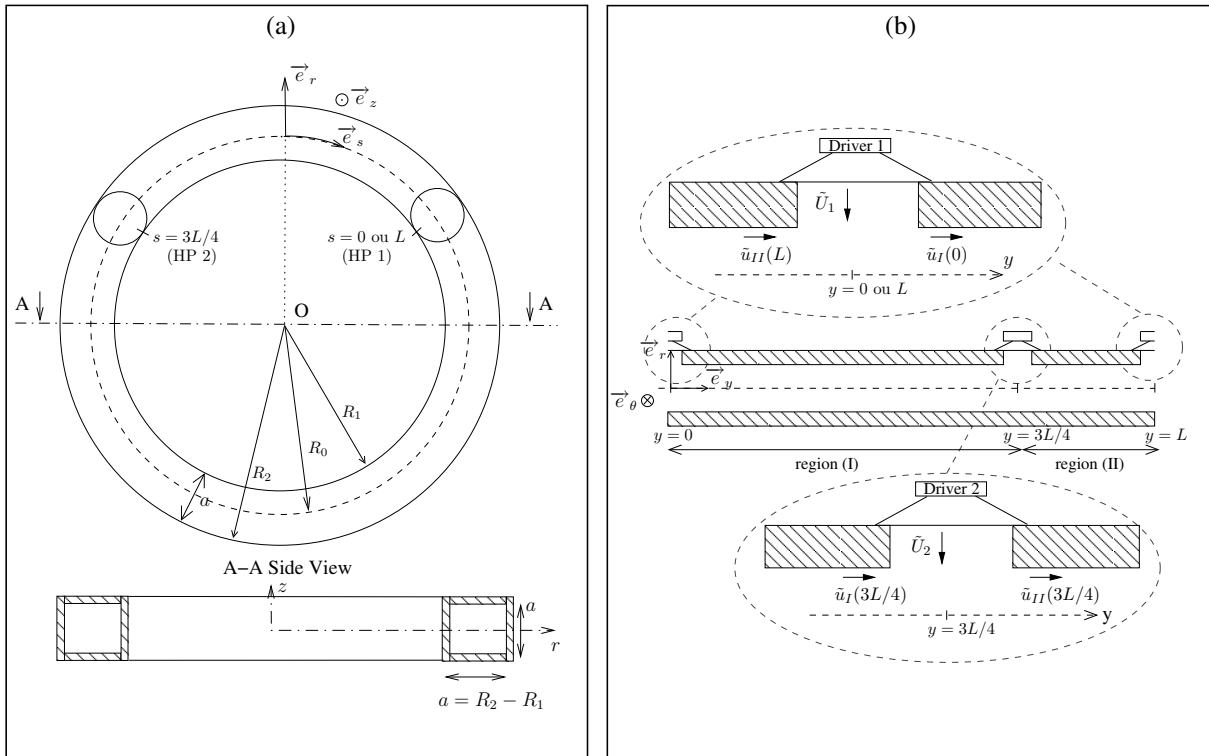


FIG. 1.1 – (a) Représentation schématique du résonateur annulaire correspondant au système expérimental où le système de coordonnées  $(r, s, z)$  est utilisé, et (b) représentation schématique déroulée du résonateur équivalent à section cylindrique utilisé dans la modélisation où le système de coordonnées  $(r, \theta, y)$  est utilisé.

– La section du résonateur est considérée équivalente à une section circulaire de diamètre hydraulique  $a$ .

– Le champ acoustique dans le résonateur est considéré axi-symétrique.

– Les sources acoustiques établissent un champ acoustique monochromatique à la fréquence  $f$  telle que la longueur d'onde acoustique  $\lambda$  correspondante soit supérieure au diamètre hydraulique du guide d'onde  $a$ . Dans ces conditions, l'influence de la courbure du résonateur sur le champ acoustique peut être négligée [25]. Le résonateur annulaire étudié, représenté sur la figure 1.1.(a), est alors équivalent au résonateur droit de la figure 1.1.(b) sous réserve que la continuité des variables entre les deux extrémités du guide droit soit prise en compte.

– Compte tenu des trois hypothèses précédentes, les variables s'écrivent comme des fonctions des coordonnées radiale  $r$  et longitudinale  $y$  (figure 1.1.(b)) .

– La fréquence  $f$  est telle que l'épaisseur des couches limites acoustique visqueuse  $\delta_\nu$  et thermique  $\delta_\kappa$  sont très inférieures au diamètre hydraulique  $a$  du guide d'onde (régime quasi adiabatique).

– La fréquence  $f$  de fonctionnement du système est bien inférieure à la première fréquence de coupure du guide d'onde. L'onde se propageant dans le guide d'onde est alors considérée comme quasi-plane.

– Les vitesses radiales générées par les deux sources acoustiques localisées en  $y = 0$  et en  $y = 3L/4$  sont prises en compte de sorte que leurs contributions se traduisent par un débit acoustique longitudinal supplémentaire à ces mêmes positions (conservation du débit acoustique longitudinal en  $y = 0$  et  $y = 3L/4$ ).

– En raison des effets de viscosité, les variations spatiales suivant  $r$  de la vitesse particulaire et de la température acoustique sont très supérieures à celles suivant  $y$ .

### 1.3.2 Grandeurs en usage

Compte tenu des approximations rappelées ci-dessus, les variables utilisées pour la description du mouvement du fluide s'écrivent :

$$p = P_0 + \tilde{p}(r, y)e^{-i\omega t}, \quad (1.1)$$

$$\vec{v} = \tilde{v}_r(r, y)e^{-i\omega t}\vec{e}_r + \tilde{v}_y(r, y)e^{-i\omega t}\vec{e}_y, \quad (1.2)$$

$$\rho = \rho_0 + \tilde{\rho}(r, y)e^{-i\omega t}, \quad (1.3)$$

$$T = T_0 + \tilde{\tau}(r, y)e^{-i\omega t}, \quad (1.4)$$

$$S = S_0 + \tilde{s}(r, y)e^{-i\omega t}, \quad (1.5)$$

où  $\tilde{\phantom{x}}$  désigne une amplitude complexe et où l'indice 0 désigne une quantité moyenne. Les quantités  $P_0$ ,  $\rho_0$ ,  $T_0$  et  $S_0$  sont considérées indépendantes du temps à l'échelle d'une période d'oscillation acoustique.

### 1.3.3 Équations fondamentales

Les équations fondamentales qui gouvernent le mouvement acoustique en fluide visco-thermique, linéarisées au premier ordre, sont rappelées ci-dessous en coordonnées cylindriques en l'absence de sources extérieures.

La projection sur la coordonnée  $y$  de l'équation de Navier-Stokes s'écrit

$$-i\omega\rho_0\tilde{v}_y = -\frac{\partial\tilde{p}}{\partial y} + \mu\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\tilde{v}_y}{\partial r}\right). \quad (1.6)$$

où  $\mu$  désigne le coefficient de viscosité de cisaillement.

Les équations de conservation de la masse et de propagation de la chaleur dans le fluide s'écrivent respectivement

$$-i\omega\tilde{\rho} + \rho_0\left(\frac{1}{r}\frac{\partial r\tilde{v}_r}{\partial r} + \frac{\partial\tilde{v}_y}{\partial y}\right) = 0. \quad (1.7)$$

et

$$-i\omega\rho_0T_0\tilde{s} = \Lambda\Delta T, \quad (1.8)$$

où  $\Lambda = \kappa\rho_0c_0$  est le coefficient de conductivité thermique du fluide, avec  $\kappa$  le coefficient de diffusivité thermique et  $c_0$  la célérité adiabatique des ondes sonores. Enfin, les expressions différentielles totales exactes des variables  $S$  et  $\rho$  s'écrivent respectivement

$$\tilde{s} = \frac{C_p}{T_0}\tilde{\tau} - \frac{\alpha}{\rho_0}\tilde{p} \quad (1.9)$$

et

$$\tilde{\rho} = -\rho_0\alpha\tilde{\tau} + \rho_0\chi_T\tilde{p}, \quad (1.10)$$

où  $C_p$  est la capacité calorifique massique à pression constante,  $\alpha$  le coefficient de dilatation isobare et  $\chi_T$  le coefficient de compressibilité isotherme.

### 1.3.4 Conditions aux limites

Aux équations fondamentales (1.6)–(1.10) s'ajoutent les conditions aux limites du problème, à savoir :

– l'annulation de la vitesse sur les parois du résonateur,

$$\tilde{v}_y(a/2, y) = 0 \quad (1.11)$$

et

$$\tilde{v}_r(a/2, y) = 0, \quad (1.12)$$

– l'annulation de la variation de température sur les parois du résonateur,

$$\tilde{\tau}(a/2, y) = 0, \quad (1.13)$$

– la continuité entre les régions  $I$  et  $II$  des variables acoustiques  $\psi_{I,II}$  aux extrémités 0 et  $L$  du résonateur déroulé,

$$\psi_I(r, 0) = \psi_{II}(r, L), \quad (1.14)$$

– la conservation du débit acoustique longitudinal aux droites des sources acoustiques en  $y = 0$  et  $y = 3L/4$ ,

$$\tilde{u}_{II}(L) + \tilde{U}_1 = \tilde{u}_I(0), \quad (1.15)$$

$$\tilde{u}_I(3L/4) + \tilde{U}_2 = \tilde{u}_{II}(3L/4), \quad (1.16)$$

où le débit acoustique  $\tilde{u}(y)$  s'écrit

$$\tilde{u}(y) = S_w \cdot \langle \tilde{v}_y(r, y) \rangle, \quad (1.17)$$

la notation  $\langle \dots \rangle$  représentant la moyenne sur une section du guide.



### 1.3.5 Expressions des variables acoustiques en fonction de la pression acoustique

Les équations (1.6)–(1.10) associées aux conditions (1.11)–(1.13), permettent d’exprimer les variables acoustiques  $\tilde{\tau}$ ,  $\tilde{v}_y$ ,  $\tilde{v}_r$  et  $\tilde{\rho}$  en fonction de la pression acoustique  $\tilde{p}$ .

En introduisant la coordonnée adimensionnée  $\zeta = 2r/a$ , la composante longitudinale (1.6) de l’équation de Navier–Stokes associée à la condition limite (1.11) conduit à la forme de solution suivante pour la vitesse  $\tilde{v}_y$ ,

$$\tilde{v}_y = \frac{1 - F_\nu(\zeta)}{i\omega\rho_0} \frac{d\tilde{p}}{dy}. \quad (1.18)$$

Par ailleurs, l’équation de conduction de la chaleur (1.8), associée à l’équation d’état (1.9) et à la condition limite (1.13), conduit à l’expression

$$\tilde{\tau} = \frac{1 - F_\kappa(\zeta)}{\rho_0 C_p} \tilde{p} \quad (1.19)$$

pour la variation de température  $\tilde{\tau}$ . Les fonctions  $F_{\nu,\kappa}(\zeta)$  caractérisent les couplages visqueux et thermique entre les parois du résonateur et le fluide [67]. Pour un guide à section circulaire, ces fonctions  $F_{\nu,\kappa}(\zeta)$  sont données par [7]

$$F_{\nu,\kappa}(\zeta) = \frac{J_0(b_{\nu,\kappa}\zeta)}{J_0(b_{\nu,\kappa})}, \quad (1.20)$$

où  $J_k$  sont les fonctions de Bessel cylindriques de première espèce et d’ordre  $k$  et où  $b_{\nu,\kappa} = (1+i)a/(2\delta_{\nu,\kappa})$ , avec  $\delta_{\nu,\kappa}$  les épaisseurs de couche limite visqueuse et thermique, respectivement

$$\delta_\nu = \sqrt{2\nu/\omega} \quad \text{et} \quad \delta_\kappa = \sqrt{2\kappa/\omega}, \quad (1.21)$$

où  $\nu = \mu/\rho_0$  est la viscosité cinématique du fluide.

Le report de l’équation (1.19) dans l’équation (1.10) conduit à l’expression suivante pour la variation de masse volumique  $\tilde{\rho}$  :

$$\tilde{\rho} = \frac{1 + (\gamma - 1) F_\kappa(\zeta)}{c_0^2} \tilde{p}. \quad (1.22)$$

Enfin, le report des équations (1.18) et (1.22) dans l’équation de conservation de la masse (1.7) permet d’exprimer la composante radiale de la vitesse particulaire acoustique

$$\tilde{v}_\zeta = -\frac{a}{4i\omega\rho_0} \left( \frac{d}{dy} \left[ (\zeta - \Phi_\nu) \frac{d\tilde{p}}{dy} \right] + \left( \frac{\omega}{c_0} \right)^2 (\zeta + (\gamma - 1) \Phi_\kappa) \tilde{p} \right), \quad (1.23)$$

où les fonctions  $\Phi_{\nu,\kappa}$  sont données par [7] :

$$\Phi_{\kappa,\nu} = \frac{2}{\zeta} \int_0^\zeta \zeta' F_{\nu,\kappa}(\zeta') d\zeta' = \frac{2}{b_{\kappa,\nu}} \frac{J_1(b_{\kappa,\nu}\zeta)}{J_0(b_{\kappa,\nu})}. \quad (1.24)$$

### 1.3.6 Pression et débit acoustique

Le report des équations (1.18), (1.22) et (1.23) dans l'équation de conservation de la masse (1.7) conduit à l'équation de propagation pour la pression, en moyenne sur une section du guide d'onde,

$$\partial_{yy}^2 \tilde{p} + k_w^2 \tilde{p} = 0, \quad (1.25)$$

où

$$k_w = k_0 \sqrt{1 + \frac{f_\nu + (\gamma - 1) f_\kappa}{1 - f_\nu}} \quad (1.26)$$

est le nombre d'onde complexe qui prend en compte les dissipations visqueuse et thermique près des parois du résonateur, avec  $k_0 = \omega/c_0$  le nombre d'onde acoustique,  $\gamma$  le rapport des chaleurs spécifiques du fluide et où les fonctions  $f_\nu$  et  $f_\kappa$  s'écrivent

$$f_{\nu,\kappa} = \langle F_{\nu,\kappa}(\zeta) \rangle = \frac{2}{b_{\nu,\kappa}} \frac{J_1(b_{\nu,\kappa})}{J_0(b_{\nu,\kappa})}. \quad (1.27)$$

La solution pour les amplitudes complexes  $\tilde{p}_{I,II}(y)$  de la pression acoustique dans les régions  $I$  et  $II$  est recherchée sous la forme

$$\tilde{p}_{I,II}(y) = \tilde{p}_{I,II}^+(y_{I,II}) e^{+ik_w(y-y_{I,II})} + \tilde{p}_{I,II}^-(y_{I,II}) e^{-ik_w(y-y_{I,II})}, \quad (1.28)$$

où  $\tilde{p}_{I,II}^\pm$  sont les amplitudes des composantes contrapropagatives de la pression acoustique dans les régions  $I$  et  $II$  et où  $y_{I,II}$  désignent respectivement des abscisses arbitraires dans les régions  $I$  et  $II$ . Dans la suite, ces abscisses arbitraires sont choisies comme étant celles correspondant aux positions des deux sources ( $y_I = 0$  et  $y_{II} = 3L/4$ ). L'amplitude complexe du débit acoustique dans les deux régions s'écrit, à partir des équations (1.17) et (1.18),

$$\tilde{u}_{I,II}(y) = \frac{S_w(1-f_\nu)}{i\omega\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}_{I,II}}{\partial y}. \quad (1.29)$$

Le report des expressions (1.28) et (1.29) dans les équations (1.15) et (1.16) de continuité des débits acoustiques et dans les conditions de continuité pour la pression acoustique, en  $y = 0$  et en  $y = 3L/4$ ,

$$\tilde{p}_1 = \tilde{p}_I(0) = \tilde{p}_{II}(L), \quad (1.30)$$

$$\tilde{p}_2 = \tilde{p}_I(3L/4) = \tilde{p}_{II}(3L/4), \quad (1.31)$$

permet d'exprimer les constantes  $\tilde{p}_I^\pm(0)$  et  $\tilde{p}_{II}^\pm(3L/4)$  sous la forme d'une combinaison linéaire des débits  $\tilde{U}_{1,2}$  des sources, soit :

$$\tilde{p}_I^+(0) = \frac{-\tilde{Z}_w}{4i \sin(k_w L/2)} \left[ \tilde{U}_1 e^{-ik_w L/2} + \tilde{U}_2 e^{-ik_w L/4} \right], \quad (1.32)$$

$$\tilde{p}_I^-(0) = \frac{-\tilde{Z}_w}{4i \sin(k_w L/2)} \left[ \tilde{U}_1 e^{ik_w L/2} + \tilde{U}_2 e^{ik_w L/4} \right], \quad (1.33)$$

$$\tilde{p}_{II}^+(3L/4) = \frac{-\tilde{Z}_w}{4i \sin(k_w L/2)} \left[ \tilde{U}_1 e^{ik_w L/4} + \tilde{U}_2 e^{-ik_w L/2} \right], \quad (1.34)$$

$$\tilde{p}_{II}^-(3L/4) = \frac{-\tilde{Z}_w}{4i \sin(k_w L/2)} \left[ \tilde{U}_1 e^{-ik_w L/4} + \tilde{U}_2 e^{ik_w L/2} \right], \quad (1.35)$$

où l'impédance complexe  $\tilde{Z}_w$  est définie par

$$\tilde{Z}_w = \frac{\rho_0 c_0}{S_w (1 - f_\nu)}. \quad (1.36)$$

Les pressions acoustiques dans les régions *I* et *II* s'écrivent respectivement

$$\begin{aligned} \tilde{p}_I(y) = \frac{-\tilde{Z}_w}{4i \sin(k_w L/2)} & \left[ \left( \tilde{U}_1 e^{-ik_w L/2} + \tilde{U}_2 e^{-ik_w L/4} \right) e^{ik_w y} \right. \\ & \left. + \left( \tilde{U}_1 e^{ik_w L/2} + \tilde{U}_2 e^{ik_w L/4} \right) e^{-ik_w y} \right] \end{aligned} \quad (1.37)$$

et

$$\begin{aligned} \tilde{p}_{II}(y) = \frac{-\tilde{Z}_w}{4i \sin(k_w L/2)} & \left[ \left( \tilde{U}_1 e^{ik_w L/4} + \tilde{U}_2 e^{-ik_w L/2} \right) e^{ik_w (y-3L/4)} \right. \\ & \left. + \left( \tilde{U}_1 e^{-ik_w L/4} + \tilde{U}_2 e^{ik_w L/2} \right) e^{-ik_w (y-3L/4)} \right], \end{aligned} \quad (1.38)$$

et les débits acoustiques s'écrivent, dans ces régions *I* et *II*,

$$\begin{aligned} \tilde{u}_I(y) = \frac{-1}{4i \sin(k_w L/2)} & \left[ \left( \tilde{U}_1 e^{-ik_w L/2} + \tilde{U}_2 e^{-ik_w L/4} \right) e^{ik_w y} \right. \\ & \left. - \left( \tilde{U}_1 e^{ik_w L/2} + \tilde{U}_2 e^{ik_w L/4} \right) e^{-ik_w y} \right] \end{aligned} \quad (1.39)$$

et

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{II}(y) = \frac{-1}{4i \sin(k_w L/2)} & \left[ \left( \tilde{U}_1 e^{ik_w L/4} + \tilde{U}_2 e^{-ik_w L/2} \right) e^{ik_w (y-3L/4)} \right. \\ & \left. - \left( \tilde{U}_1 e^{-ik_w L/4} + \tilde{U}_2 e^{ik_w L/2} \right) e^{-ik_w (y-3L/4)} \right]. \end{aligned} \quad (1.40)$$

Connaissant les distributions spatiales de la pression et du débit acoustique en fonction des débits de chaque source, il est également possible d'exprimer la distribution spatiale de la puissance active

$$\mathcal{I}(y) = \frac{1}{2} \Re \{ \tilde{p}(y) \tilde{u}^*(y) \}, \quad (1.41)$$

où la notation \* désigne le complexe conjugué et  $\Re$  la partie réelle.

Les équations (1.37) à (1.40) permettent de déterminer la distribution spatiale du champ acoustique dans le résonateur annulaire sous réserve que les débits  $\tilde{U}_{1,2}$  des deux sources acoustiques soient connus. Or, les valeurs de débits de chaque source dépendent elles-mêmes du couplage entre ces sources et le guide d'onde. L'objet du paragraphe suivant est de présenter un modèle électroacoustique décrivant ce couplage et permettant d'exprimer les débits introduits par chacune des sources en fonction des tensions électriques d'excitation (module et phase).

### 1.3.7 Couplage entre le guide d'onde et les sources acoustiques

Les sources acoustiques qui sont utilisées dans le dispositif expérimental présenté au chapitre suivant sont des haut-parleurs électrodynamiques. Chacune des deux sources peut être représentée en basses fréquences par un schéma électrique équivalent à constantes localisées [53] dans lequel trois domaines apparaissent (Fig. 1.2.(a)) : un domaine électrique, où  $R_g$  représente la résistance de sortie du générateur qui alimente la source et où  $R_e$  et  $L_e$  représentent respectivement la résistance et l'inductance de la bobine mobile ; un domaine mécanique, où  $M_{ms}$  représente la masse de l'équipage mobile et où  $R_{ms}$  et  $C_{ms}$  représentent respectivement la résistance et la compliance des suspensions périphériques, ainsi qu'un domaine acoustique, où  $\tilde{Z}_f$  et  $\tilde{Z}_r$  représentent respectivement les impédances complexes des charges acoustiques à l'avant et à l'arrière de la membrane du haut-parleur. Les facteurs  $Bl$  et  $S_d$  qui apparaissent sur la figure 1.2.(a) représentent respectivement le facteur de force et la surface du diaphragme. Cette représentation électroacoustique peut être simplifiée par une représentation équivalente dans le domaine acoustique. Le schéma électrique de la figure 1.2.(b) fait alors apparaître l'impédance complexe  $\tilde{Z}_{ls}$ , équivalent acoustique des impédances électrique et mécanique du schéma de la figure 1.2.(a), ainsi que le générateur de pression  $\tilde{p}_s$  équivalent au générateur de tension  $\tilde{U}_g$ .

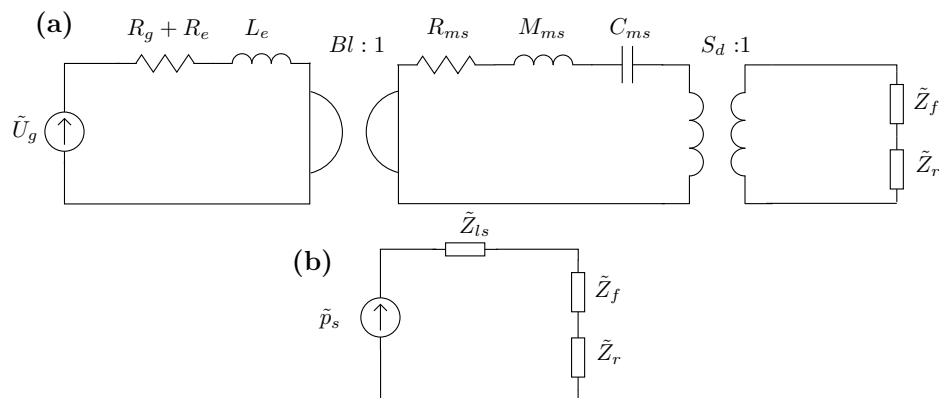


FIG. 1.2 – (a) Schéma électrique équivalent d'un haut-parleur aux basses fréquences, faisant apparaître les parties électrique ( $R_g$ ,  $R_e$ ,  $L_e$ ), mécanique ( $R_{ms}$ ,  $C_{ms}$ ,  $M_{ms}$ ) et acoustique ( $\tilde{Z}_f$ ,  $\tilde{Z}_r$ ) et (b) schéma électrique équivalent du schéma (a) dans le domaine acoustique.

Le circuit électrique de la figure 1.3 représente quant à lui un schéma électroacoustique équivalent à l'ensemble du système à deux sources. Celui-ci fait apparaître les impédances acoustiques  $Z_{ls_{1,2}}$  (définies ci-dessus) des deux sources ainsi que leurs charges acoustiques avant ( $C_f$ ,  $R_f$  et  $M_f$ ) et arrière ( $\tilde{Z}_r$ , traduisant une impédance de rayonnement). Les deux quadripôles équivalents notés "Région I" et "Région II" représentent respectivement les parties de guide définies par  $y \in [0, 3L/4]$  et  $y \in [3L/4, L]$  dans lesquels il y a propagation d'ondes planes contrapropagatives. Les matrices de transfert correspondant à ces quadripôles I et II peuvent respectivement s'écrire

$$\begin{pmatrix} \tilde{p}_I(3L/4) \\ \tilde{u}_I(3L/4) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(k_w 3L/4) & i\tilde{Z}_w \sin(k_w 3L/4) \\ i \sin(k_w 3L/4)/\tilde{Z}_w & \cos(k_w 3L/4) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{p}_I(0) \\ \tilde{u}_I(0) \end{pmatrix} \quad (1.42)$$

et

$$\begin{pmatrix} \tilde{p}_{II}(L) \\ \tilde{u}_{II}(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(k_w L/4) & i\tilde{Z}_w \sin(k_w L/4) \\ i \sin(k_w L/4)/\tilde{Z}_w & \cos(k_w L/4) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{p}_{II}(3L/4) \\ \tilde{u}_{II}(3L/4) \end{pmatrix}. \quad (1.43)$$

Il est possible d'exprimer le champ acoustique dans le guide d'onde, et en particulier les débits  $\tilde{U}_1$  et  $\tilde{U}_2$  des deux sources acoustiques, uniquement en fonction des pressions

$$\tilde{p}_{s_{1,2}} = \frac{Bl_{1,2}}{S_{d_{1,2}}(R_{g_{1,2}} + R_{e_{1,2}} + jL_{e_{1,2}}\omega)} \tilde{U}_{g_{1,2}}, \quad (1.44)$$

respectivement équivalentes dans le domaine acoustique aux tensions électriques  $\tilde{U}_{g_1}$  et  $\tilde{U}_{g_2}$  appliquées aux deux haut-parleurs. Pour ce faire, et puisque le système considéré ici est linéaire, le principe de superposition est utilisé.

Lorsque la source 2 est éteinte, le champ acoustique généré dans le guide d'onde par la source 1 est obtenu de la manière suivante : la source 1 délivre de l'énergie acoustique dans une impédance de charge  $\tilde{Z}_{t_1} = \tilde{p}_1/\tilde{U}_1$  (Cf. Fig. 1.3.(b)) qui représente l'impédance d'entrée du résonateur annulaire au niveau de la source 1, en  $x = 0$ . Cette impédance d'entrée  $\tilde{Z}_{t_1}$  prend en compte la présence de la source 2 éteinte en  $x = 3L/4$ , représentée par l'impédance  $\tilde{Z}_{s_2} = \tilde{p}_2/\tilde{U}_2$  (Fig. 1.3.(c)) que présente cette source 2 au résonateur. Les impédances  $\tilde{Z}_{t_1}$  et  $\tilde{Z}_{s_2}$  étant connues, il est alors possible de déterminer les débits  $\tilde{U}_1$  et  $\tilde{U}_2$  en fonction de la pression équivalente  $\tilde{p}_{s_1}$  fournie à la source 1. Le report des expressions de ces deux débits dans les équations (1.37) et (1.38) permet alors de déterminer la distribution spatiale  $\tilde{p}_1(y)$  du champ de pression acoustique généré par la source 1.

La même approche permet d'exprimer le champ de pression acoustique  $\tilde{p}_2(y)$  généré par la source 2 lorsque la source 1 est éteinte, et l'application du principe de superposition

$$p(y) = \tilde{p}_1(y) + \tilde{p}_2(y) \quad (1.45)$$

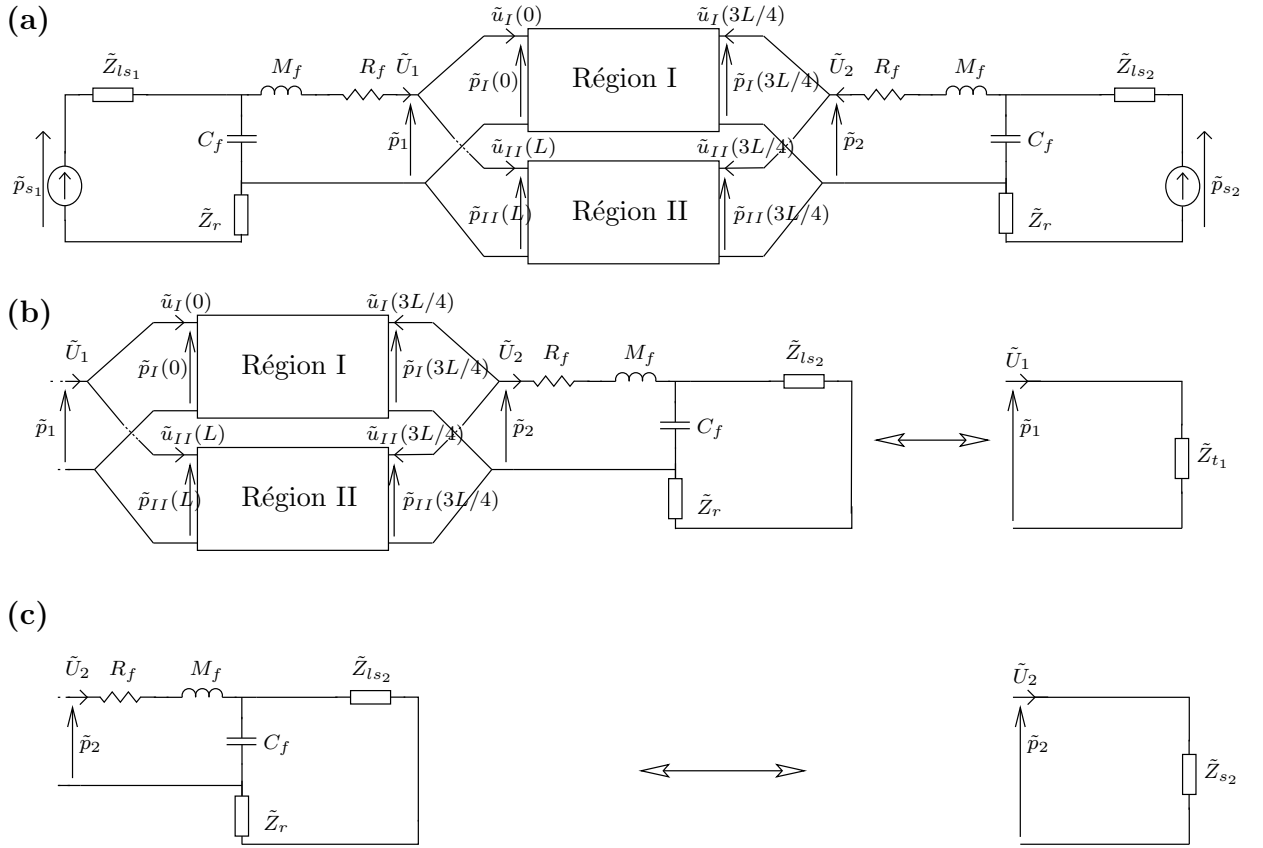


FIG. 1.3 – (a) Représentation électroacoustique du dispositif expérimental décrivant les couplages entre le guide d’onde annulaire, séparé en deux régions, et les sources acoustiques munies de leurs charges, (b) impédance d’entrée  $\tilde{Z}_{t1}$  du résonateur annulaire en  $x = 0$  lorsque la source 2 est éteinte et (c) impédance  $\tilde{Z}_{s2}$  que présente la source 2 éteinte au résonateur.

conduit finalement à la distribution globale du champ acoustique en fonction des pressions délivrées par les générateurs de pression équivalents  $\tilde{p}_{s1}$  et  $\tilde{p}_{s2}$ .

À titre d’exemple, la figure 1.4 présente la fonction de réponse en pression  $\tilde{p}_1(y = 0)/\tilde{p}_{s1}$  lorsque la source 1 est éteinte et la source 2 alimentée (trait pointillé) d’une part, et la fonction de réponse en pression  $\tilde{p}_2(y = 0)/\tilde{p}_{s2}$  lorsque la source 2 est éteinte et la source 1 est alimentée (trait tireté) d’autre part, ainsi que la fonction de réponse en pression globale (trait continu) au point d’abscisse  $y = 0$  lorsque les pressions  $\tilde{p}_{s1,2}$  sont ajustées de sorte que les débits  $\tilde{U}_1$  et  $\tilde{U}_2$  soient égaux. Ces fonctions de réponse en pression sont calculées en considérant les valeurs numériques des propriétés géométriques du guide d’onde et thermo-physiques du fluide données au tableau 1.1 et les valeurs numériques des paramètres électromécaniques des haut-parleurs données au tableau 2.1, correspondant au prototype expérimental décrit au chapitre 2.2. La fonction de réponse en pression globale fait clairement apparaître les fréquences de résonance du système couplé “résonateur/haut-parleurs”. Dans la suite de la partie I de ce document, la

fréquence de travail choisie est  $f = c_0/L \simeq 161$  Hz, de sorte que la longueur d'onde correspondant à cette fréquence soit égale à la longueur du résonateur. Cette fréquence est proche de la seconde résonance du système observée à  $f \simeq 153$  Hz sur la figure 1.4.

Propriétés géométriques du guide d'onde		
Longueur du guide d'onde :	$L$	2.12 m
Arête de la section du guide d'onde :	$a$	7.5 cm
Section du guide d'onde :	$S_w$	$7.5 \times 7.5 \text{ cm}^2$
Propriétés thermo-physiques du fluide		
Température de la pièce :	$T_0$	$21.5^\circ \text{ C}$
Pression atmosphérique :	$P_0$	1013 hPa
Masse volumique du fluide :	$\rho_0$	$1.2 \text{ kg.m}^{-3}$
Célérité adiabatique des ondes :	$c_0$	$344 \text{ m.s}^{-1}$
Viscosité cinématique du fluide :	$\eta$	$1.51 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
Diffusivité thermique du fluide :	$\kappa$	$2.16 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$

TAB. 1.1 – Valeurs numériques des propriétés géométriques du guide d'onde et thermo-physiques du fluide utilisées pour la modélisation.

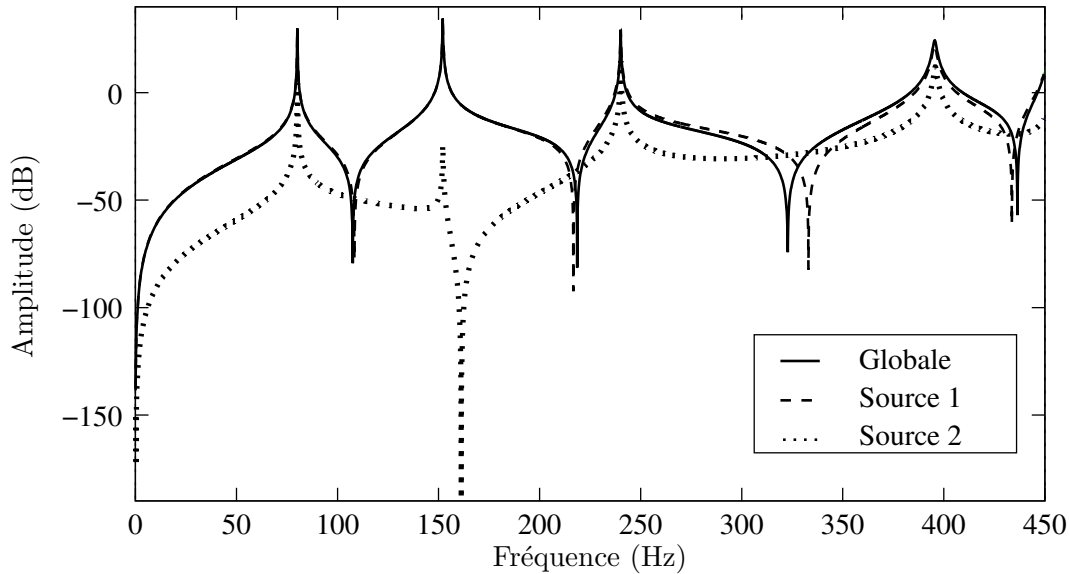


FIG. 1.4 – Fonctions de réponse en pression  $\tilde{p}_i(y=0)/\tilde{p}_{s_i}$  lorsque la source 2 est éteinte et la source 1 est allumée (trait tireté), la source 1 est éteinte et la source 2 est allumée (trait pointillé) et quand les deux sources sont allumées (trait continu), pour  $y = 0$  et pour  $\tilde{U}_1 = \tilde{U}_2$ .

### 1.3.8 Onde acoustique à caractère progressif

Comme il a été mentionné précédemment, la particularité d'un système annulaire à deux sources est qu'il est possible d'y établir une onde acoustique à caractère progressif. En effet, lorsque  $\tilde{U}_2 = \tilde{U}_1 e^{i\varphi}$ ,  $\varphi$  étant le déphasage entre le débit de la membrane de la source 2 et celui de la membrane de la source 1, les débits acoustiques (1.39) et (1.40) dans les régions *I* et *II* du guide d'onde peuvent respectivement s'écrire

$$\tilde{u}_I = \frac{-\tilde{U}_1}{4i \sin(k_w L/2)} \left[ \left( e^{-i(k_w L/4 - \varphi)} + e^{-ik_w L/2} \right) e^{ik_w y} - \left( e^{i(k_w L/4 + \varphi)} + e^{ik_w L/2} \right) e^{-ik_w y} \right] \quad (1.46)$$

et

$$\tilde{u}_{II} = \frac{-\tilde{U}_1}{4i \sin(k_w L/2)} \left[ \left( e^{ik_w L/4} + e^{-i(k_w L/2 - \varphi)} \right) e^{ik_w (y - 3L/4)} - \left( e^{-ik_w L/4} + e^{i(k_w L/2 + \varphi)} \right) e^{-ik_w (y - 3L/4)} \right]. \quad (1.47)$$

Dès lors, en admettant que les épaisseurs de couche limite visqueuse  $\delta_\nu$  et thermique  $\delta_\kappa$  sont petites devant le diamètre hydraulique  $a$  du résonateur, les fonctions visqueuse et thermique  $f_{\nu, \kappa}$  de l'équation (1.27) peuvent être approchées par les expressions [4]

$$f_{\nu, \kappa} \stackrel{\delta_{\nu, \kappa} \ll a}{\approx} (1 + i) \frac{\delta_{\nu, \kappa}}{a}. \quad (1.48)$$

Notons que ces expressions approchées en régime quasi adiabatique sont identiques dans le cas d'un guide d'onde de section carré ou dans le cas d'un guide d'onde de section circulaire. L'hypothèse de départ consistant à assimiler notre guide d'onde expérimental de section carrée à un guide d'onde de section circulaire peut donc être considérée comme valide.

En régime quasi adiabatique, le nombre d'onde complexe acoustique  $k_w$  (Eq. 1.26) peut alors s'écrire sous la forme

$$k_w \approx k_0(1 + \epsilon) + ik_0\epsilon \quad (1.49)$$

où le paramètre  $\epsilon$  est un petit paramètre donné par l'expression

$$\epsilon = \delta_\kappa [(\gamma - 1) + \sqrt{\sigma}] / (2a) \ll 1 \quad (1.50)$$

dans laquelle  $\sigma = \nu/\kappa$  représente le nombre de Prandtl. En ajustant le déphasage relatif  $\varphi$  entre les débits des membranes des sources acoustiques, il est possible de générer un type donné d'onde acoustique. En particulier, si la pulsation est choisie de sorte que  $\omega = 2\pi c_0/L$  (la longueur d'onde  $\lambda = c_0/f$  est alors égale à la longueur  $L$  du guide d'onde) et si  $\varphi = -\pi/2$ , les débits acoustiques  $\tilde{u}_{I,II}(y)$  obtenus aux équations (1.46) et (1.47), s'écrivent

$$\tilde{u}_I(y) = \frac{\tilde{U}_1}{4i\pi\epsilon} \left\{ -2e^{ik_0 y} - \epsilon g_1(y) + O(\epsilon^2) \right\} \quad (1.51)$$



et

$$\tilde{u}_{II}(y) = \frac{\tilde{U}_1}{4i\pi\epsilon} \left\{ 2ie^{ik_0(y-3L/4)} + \epsilon g_2(y-3L/4) + O(\epsilon^2) \right\}, \quad (1.52)$$

où les fonctions  $g_1(\xi)$  et  $g_2(\xi)$  prennent respectivement les formes

$$g_1(\xi) = \pi(1-i) \left[ \cos(k_0\xi) + \left(1 - \frac{4\xi}{L}\right) e^{ik_0\xi} \right] \quad (1.53)$$

et

$$g_2(\xi) = \pi(1+i) \left[ 3\cos(k_0\xi) - \left(1 + \frac{4\xi}{L}\right) e^{ik_0\xi} \right]. \quad (1.54)$$

Ce résultat montre clairement que sous les conditions mentionnées ci-dessus (c'est-à-dire  $|\tilde{U}_1| = |\tilde{U}_2|$ ,  $\varphi = -\pi/2$  et  $\omega = 2\pi c_0/L$ ), le débit acoustique peut être écrit sous la forme d'une somme de deux contributions : la première d'ordre  $1/\epsilon$  correspond à une onde acoustique progressive dans la direction  $+y$  et la seconde d'ordre 1 correspond à des variations spatiales de l'amplitude acoustique dues aux effets des couches limites visqueuse et thermique. Tant que le paramètre  $\epsilon$  peut être considéré comme petit, un guide d'onde annulaire à deux sources peut donc être utilisé comme un résonateur acoustique à onde progressive. Notons que les résultats présentés dans la suite de ce document sont calculés à partir des formulations (1.46) et (1.47) où l'expression exacte du nombre d'onde  $k_w$  exprimé à l'équation (1.26) est conservée. Les équations approchées (1.51) et (1.52) permettent dans le cadre de ce paragraphe de proposer une analyse claire de la structure du champ acoustique lorsque les conditions de génération d'une onde progressive sont satisfaites.

La figure 1.5 présente les distributions spatiales théoriques de la pression acoustique  $\tilde{p}(y)$ , du débit acoustique  $\tilde{u}(y)$  et de la puissance active  $\mathcal{I}(y)$  en fonction de la position axiale  $y$  pour un débit  $|\tilde{U}_1| = |\tilde{U}_2|e^{-i\pi/2}$ . Il apparaît que les distributions spatiales de la pression et du débit acoustique sont celles d'une onde quasi progressive, confirmant ainsi les résultats théoriques obtenus précédemment par Amari *et al.* [2]. Des variations de l'ordre de 1% de l'amplitude de pression acoustique — variations dues aux effets viscothermiques près des parois — sont observables le long du guide. Notons que le signe positif de la puissance active  $\mathcal{I}(y)$  traduit le fait que cette onde se propage dans le sens des  $y$  croissants et que les variations de cette puissance traduisent les dissipations viscothermiques pariétales. À chaque passage de l'onde acoustique aux abscisses  $y = 0$  et  $y = 3L/4$ , la puissance active augmente brutalement : les sources acoustiques apportent à ces positions l'énergie nécessaire à la compensation des pertes pariétales.

### 1.3.9 Taux d'ondes progressives

En définissant le taux d'ondes progressives de la manière suivante,

$$TOP = \left| \frac{1 - \tilde{R}(y_0)}{1 + \tilde{R}(y_0)} \right|, \quad (1.55)$$

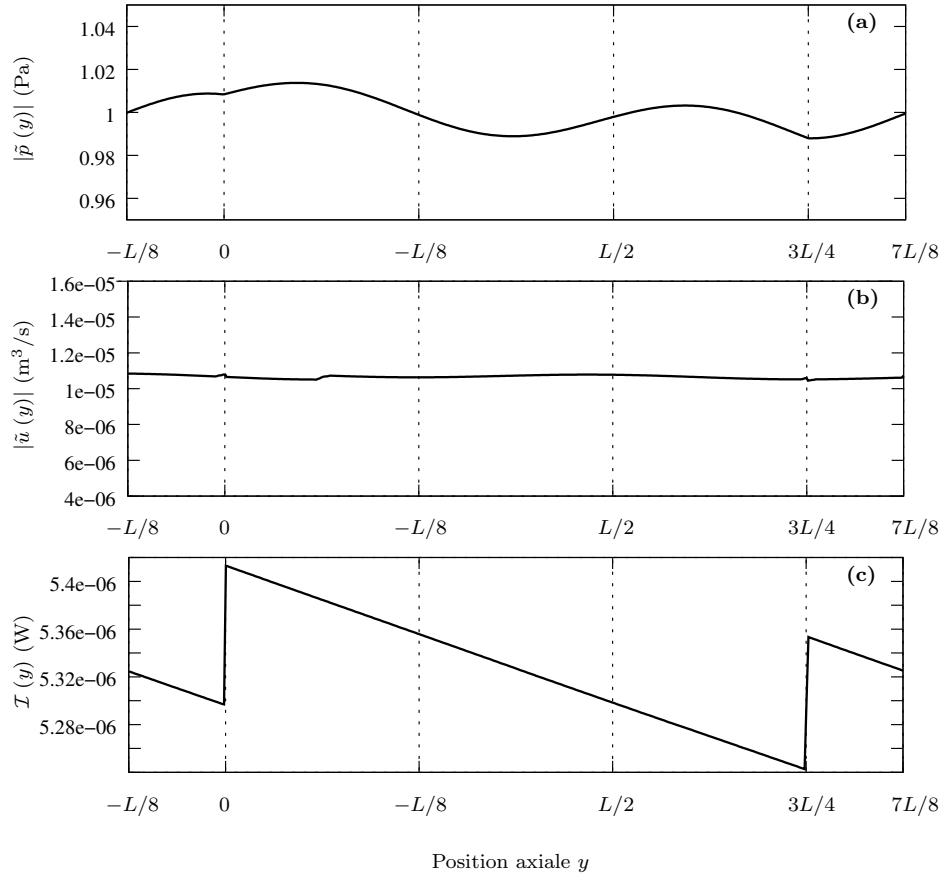


FIG. 1.5 – Distributions spatiales théoriques (a) du module de la pression acoustique  $\tilde{p}(y)$ , (b) du module du débit acoustique  $\tilde{u}(y)$  et (c) de la puissance active  $\mathcal{I}(y)$  en fonction de la position axiale  $y$  dans le guide d'onde. Le déphasage  $\varphi$  entre les deux sources acoustique est égal à  $-\pi/2$  et les amplitudes de débit  $|\tilde{U}_1|$  et  $|\tilde{U}_2|$  sont égales.

où  $\tilde{R}(y_0) = \tilde{p}^-(y_0)/\tilde{p}^+(y_0)$  est le rapport des pressions acoustiques complexes contrapropagatives en un même point  $y_0$ , un critère est alors à disposition pour quantifier la proportion d'ondes progressives dans le guide d'onde. L'onde établie dans le résonateur est purement stationnaire lorsque le  $TOP$  est nul. Lorsque cet indicateur est égal à 1, l'onde établie dans le résonateur est purement progressive. La figure 1.6 reporte le taux d'ondes progressives théorique en fonction du déphasage entre les deux sources, dans le cas idéal ou celles-ci délivrent un débit  $|\tilde{U}_1| = |\tilde{U}_2|$ . Le paramètre  $TOP$  atteint son maximum lorsque le déphasage  $\varphi$  entre les deux sources vaut  $\pi/2 + n\pi$  et son minimum pour  $\varphi = n\pi$ . Lorsque les pertes ne sont pas prises en compte, ce maximum vaut 1. Lorsque celles-ci sont prises en compte, le paramètre  $TOP$  vaut 0.98 mais le déphasage optimal reste égal à  $\pi/2$ .

Plusieurs paramètres ont de l'influence sur la valeur maximale du taux d'onde progressive. L'un de ces paramètres est la valeur de l'amplitude du débit imposé par chacune des deux sources

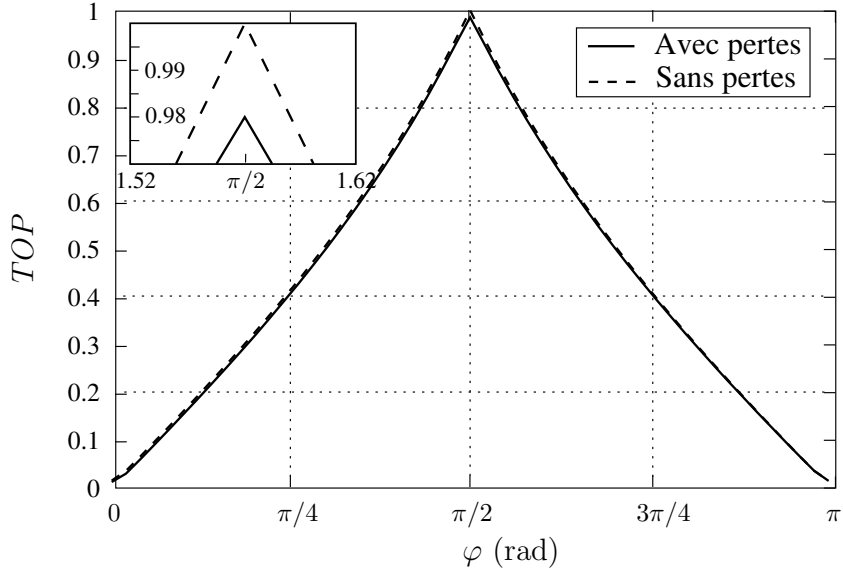


FIG. 1.6 – Taux d’onde progressives en fonction du déphasage  $\varphi$  entre les deux sources lorsque les pertes visco-thermiques sont prises en compte (ligne continue) ou pas (ligne pointillée).

acoustiques. Dans le cas où celles-ci ne délivrent pas précisément le même débit ( $|\tilde{U}_1|/|\tilde{U}_2| \neq 1$ ), la distribution spatiale du champ acoustique est modifiée, ce qui conduit à une diminution de la valeur maximale du taux d’ondes progressives. Une différence entre les amplitudes des débits  $|\tilde{U}_1|$  et  $|\tilde{U}_2|$  de l’ordre de 1 % se caractérise par une baisse du taux d’onde progressive maximum à 0.978. Lorsque la différence entre les niveaux des débits fournis par les deux sources augmente drastiquement et atteint 10 %, le taux d’onde progressive maximal est alors de 0.899. Le déphasage optimal reste cependant égal à  $\pi/2$ .

Un second paramètre joue un rôle important dans le processus de génération d’une onde progressive. Il s’agit de la fréquence à laquelle l’onde acoustique est établie. Lorsque cette fréquence n’est plus proportionnelle à la longueur du résonateur ( $f \neq nc_0/L$ , où  $n$  est entier), la distribution spatiale du champ de pression acoustique ne peut plus être celle d’une onde purement progressive. Des écarts de 0.01 Hz ou de 1 Hz relativement à cette fréquence abaissent respectivement le taux d’onde progressives à 0.975 ou 0.969. Il est à noter que le couplage entre les sources acoustiques et le guide d’onde peut modifier la fréquence de résonance de l’ensemble. Celle-ci peut alors être différente de  $c_0/L$ . Il est cependant indispensable, pour générer une onde à caractère purement progressif, d’exciter le système non pas à la fréquence de résonance de l’ensemble, mais à la fréquence correspondant à un des modes de résonance de la colonne d’air qui compose le guide d’onde<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Contrairement aux systèmes à ondes stationnaires pour lesquels la condition d’établissement d’une onde stationnaire dépend en partie du couplage entre le guide d’onde et la source acoustique.

A ces deux paramètres s'ajoute un troisième qui est la valeur du déphasage imposé entre les mouvements des membranes des deux sources acoustiques. Ce déphasage doit être précisément égal à  $\pm\pi/2$ . Des variations sur ce déphasage abaissent le taux d'ondes progressives de manière significative. À titre d'exemple, un écart de  $1^\circ$  sur la valeur du déphasage abaisse le taux d'ondes progressives à 0.965.

Les effets combinés des écarts sur la valeur de la fréquence d'excitation, sur la valeur des amplitudes des débits acoustiques imposés par les deux sources et sur la précision sur le déphasage relatif entre les mouvements de leurs membranes peuvent conduire à un abaissement significatif du taux d'onde progressive optimal. Il s'agit donc de contrôler le plus précisément ces paramètres afin de générer un champ acoustique dont la distribution spatiale sera la plus proche possible de celle d'une onde progressive.

## 1.4 Écoulement redressé en résonateur annulaire

Quand un champ acoustique de fort niveau est entretenu dans un résonateur, un écoulement moyen d'origine acoustique est généré par effets non linéaires. Cet écoulement prend naissance dans les couches limites viscothermiques et se diffuse par suite dans le reste du guide d'onde. En résonateur acoustique fermé, le vent acoustique prend la forme des écoulements de Rayleigh [50], caractérisés par la présence de cellules de recirculation dues au fait que les champs de vitesses s'annulent aux extrémités du guide d'onde. En résonateur annulaire, le vent acoustique prend une forme différente puisqu'il ne rencontre pas d'obstacle. Sa vitesse moyennée sur une section du guide présente alors une valeur non nulle du fait de la géométrie annulaire du système. C'est cet écoulement en guide annulaire qui fait l'objet de l'étude présentée dans le cadre de ce paragraphe.

Une expression approchée de la vitesse d'écoulement peut être obtenue grâce à une approche par approximations successives, en supposant (1) que l'approximation couche limite est valide<sup>2</sup>, (2) que l'effet de la courbure du résonateur est négligée<sup>3</sup> et (3) que la viscosité cinématique  $\nu$  du fluide dépend de la température  $T$  suivant la loi :  $\nu \propto T^{\beta+1}$  avec  $\beta = 0.73$  [56].

L'estimation de l'amplitude de la vitesse de l'écoulement redressé est obtenue en adaptant le modèle théorique décrit en référence [25]. En considérant que les hypothèses énoncées ci-dessus sont valides, l'équation qui décrit les variations transverses de la vitesse axiale  $\tilde{v}_{ym}$ <sup>4</sup> de

<sup>2</sup>Ce qui implique que les variations suivant  $x$  sont très inférieures aux variations suivant  $r$  :  $\partial_x \ll \partial_r$ .

<sup>3</sup>Le résonateur considéré est alors le résonateur déroulé de la figure 1.1.(b) : le mouvement du fluide peut donc être supposé symétrique par rapport à la ligne médiane du guide d'onde.

<sup>4</sup>L'indice  $m$  est utilisé dans la suite pour traduire la composante du second ordre non oscillante.

l'écoulement redressé s'écrit [25, 56]

$$\nu_0 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \tilde{v}_{ym}}{\partial r} \right) = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \left( p_h + \rho_0 \overline{\tilde{v}_y^2} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \overline{\tilde{v}_y \tilde{v}_r} \right) - \beta \frac{\nu_0}{T_0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \overline{\tilde{\tau} \frac{\partial \tilde{v}_y}{\partial r}} \right), \quad (1.56)$$

où la notation  $\overline{h}$  est utilisée pour désigner la moyenne temporelle sur une période acoustique de la fonction arbitraire  $h$ , où  $\nu_0$  est la viscosité du fluide à la température  $T_0$ , où  $p_h$  est la pression hydrodynamique qui accompagne l'écoulement, et où  $\tilde{v}_y(y, r, t)$  et  $\tilde{v}_r(y, r, t)$  sont respectivement les composantes axiale et radiale de la vitesse particulaire acoustique. Notons que cette équation présente deux inconnues, à savoir la pression hydrodynamique  $p_h$  et la vitesse de l'écoulement  $\tilde{v}_{ym}$ .

La double intégration de cette équation (1.56) suivant la coordonnée adimensionnée  $\zeta = 2r/a$  et son moyennage sur la section du guide d'onde mènent à l'expression

$$\frac{4\nu_0}{a^2} \langle \tilde{v}_{ym} \rangle = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \left\langle \int_1^\zeta \frac{1}{\zeta'} \int_0^{\zeta''} \zeta'' \left( p_h + \rho_0 \overline{\tilde{v}_y^2} \right) d\zeta'' \right\rangle + \frac{2}{a} \left\langle \int_1^\zeta \left( \overline{\tilde{v}_y \tilde{v}_{\zeta'}} - \beta \frac{\nu_0}{T_0} \frac{2}{a} \overline{\tilde{\tau} \frac{\partial \tilde{v}_y}{\partial \zeta''}} \right) d\zeta' \right\rangle, \quad (1.57)$$

où la notation  $\langle \dots \rangle = 2 \int_0^1 \dots \zeta d\zeta$  désigne la moyenne sur une section du résonateur. Dès lors en notant que le flux massique  $\langle M \rangle$  au travers d'une section du guide est nécessairement constant le long de la coordonnée  $y$  en raison de la géométrie annulaire du résonateur,

$$\langle M \rangle = \rho_0 \langle \tilde{v}_{ym} \rangle + \langle \overline{\rho \tilde{v}_y} \rangle = c^{te}, \quad (1.58)$$

il est possible d'éliminer le premier terme du membre de droite de l'équation (1.57) par une intégration suivant la coordonnée  $y$ , de 0 à  $L$ , et donc d'éliminer la pression hydrodynamique  $p_h$ . La vitesse de l'écoulement redressé est alors finalement donnée par l'expression

$$\langle \tilde{v}_{ym} \rangle = \frac{1}{\rho_0} \left( \langle M \rangle - \langle \overline{\rho \tilde{v}_y} \rangle \right) \quad (1.59)$$

dans laquelle la moyenne sur une section du guide d'onde du flux de masse  $\langle M \rangle$  s'écrit

$$\langle M \rangle = \frac{a^2}{4L\nu_0} \oint m(y) dy, \quad (1.60)$$

où la fonction  $m(y)$  représente la densité des sources entraînant l'écoulement redressé :

$$m(y) = \left\langle \frac{\rho_0}{a} \int_1^\zeta \left[ \Re(\tilde{v}_y \tilde{v}_\zeta^*) - 2\beta \frac{\nu_0}{T_0} \frac{1}{a} \Re\left(\tilde{\tau} \frac{\partial \tilde{v}_y^*}{\partial \zeta}\right) \right] d\zeta' + 2 \frac{\nu_0}{a^2} \Re(\overline{\rho \tilde{v}_y^*}) \right\rangle. \quad (1.61)$$

Notons que la relation  $\overline{gh} = (1/2) \Re(\tilde{g}\tilde{h}^*)$  est utilisée dans cette équation (1.61) pour calculer la moyenne temporelle du produit  $gh$ ,  $\tilde{g}$  et  $\tilde{h}$  étant les amplitudes complexes des fonctions arbitraires  $g$  et  $h$ .

Le report des expressions de la pression acoustique  $\tilde{p}(y)$  déterminée aux équations (1.37) et (1.38) dans les équations (1.18), (1.23), (1.19) et (1.22) permet de calculer la moyenne sur une

section du flux de masse  $\langle M \rangle$  et par suite, la vitesse de l'écoulement redressé  $\langle \tilde{v}_{ym} \rangle$  moyennée sur une section du guide d'onde.

Les distributions spatiales moyennées sur une section du résonateur de la vitesse  $\langle \tilde{v}_{ym} \rangle$  de l'écoulement redressé, de la quantité  $\langle \tilde{\rho} \tilde{v}_y \rangle$  et du flux de masse  $\langle M \rangle$  sont respectivement présentées sur les figures 1.7 lorsqu'une onde acoustique à caractère progressif est établie dans le guide d'onde, et en considérant les valeurs numériques des paramètres géométriques et thermo-physiques données au tableau 1.1. Au regard de la figure 1.7.(a), il apparaît notamment que, même si la vitesse d'écoulement  $\langle \tilde{v}_{ym} \rangle$  dépend de la coordonnée axiale  $y$ , elle reste quasi constante le long du guide d'onde lorsqu'une onde acoustique progressive est établie dans le résonateur annulaire. Le maximum de variation de cette vitesse le long du guide d'onde est inférieur à 0.5% de sa valeur moyenne suivant  $y$ . Il est intéressant de noter que la direction de l'écoulement redressé est ici opposée à la direction de propagation de l'onde acoustique progressive. Notons également que le flux de masse  $\langle M \rangle$  est bien constant le long de la coordonnée  $y$  et correspond à la somme des contributions des termes  $\rho_0 \langle \tilde{v}_{ym} \rangle$  et  $\langle \tilde{\rho} \tilde{v}_y \rangle$ .

D'autre part, le calcul de la vitesse moyenne de l'écoulement redressé sur la longueur du guide d'onde  $1/L \oint \langle v_{ym} \rangle .dy$  montre que celle-ci est proportionnelle au carré de l'amplitude de pression acoustique moyenne<sup>5</sup> :

$$\frac{1}{L} \oint \langle \tilde{v}_{ym} \rangle .dy \approx \Gamma \left| \frac{1}{L} \oint \tilde{p}(y) .dy \right| = \alpha p_{rms}^2, \quad (1.62)$$

où  $\Gamma$  et  $\alpha$  sont des constantes de proportionnalité et où  $p_{rms}$  désigne l'amplitude efficace de la pression acoustique moyenne.

La figure 1.8 présente le module  $|\langle \tilde{v}_{ym} \rangle|$  de la vitesse moyennée sur une section du guide d'onde de l'écoulement redressé en fonction de la pression acoustique au carré. Les constantes de proportionnalité  $\Gamma$  et  $\alpha$  sont alors égales, en considérant les valeurs des paramètres géométriques et thermo-physiques présentés au tableau 1.1, à  $\Gamma \approx -0.9 \cdot 10^{-7} \text{ms}^{-1} \text{Pa}^{-2}$  et  $\alpha = -1.8 \cdot 10^{-7} \text{ms}^{-1} \text{Pa}^{-2}$ .

<sup>5</sup>L'équation (1.61) montre que la vitesse est bien proportionnelle à la pression acoustique au carré, compte tenu des équations (1.18) et (1.23).

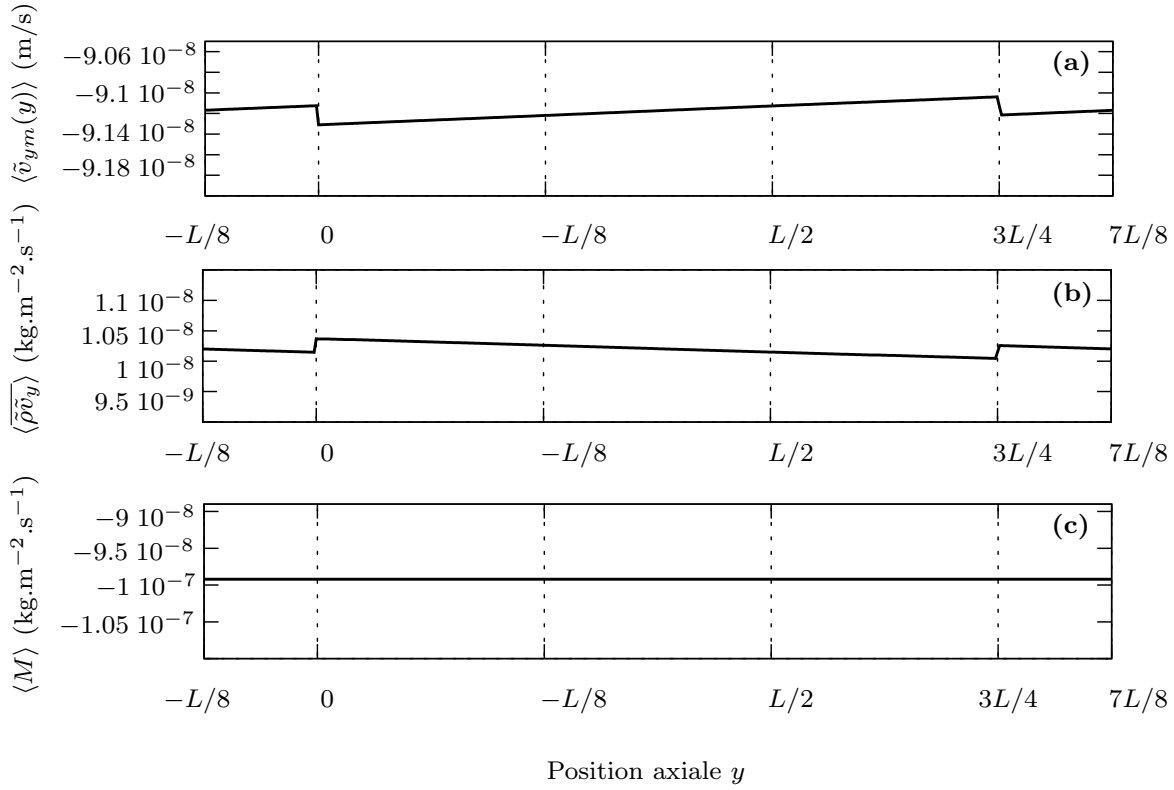


FIG. 1.7 – Distributions spatiales moyennées sur une section du guide d’onde (a) de la vitesse de l’écoulement redressé  $\langle \tilde{v}_{ym}(y) \rangle$ , (b) du produit  $\langle \overline{\tilde{\rho} \tilde{v}_y} \rangle$  et (c) du flux de masse  $\langle M \rangle$  dans le cas où une onde acoustique à caractère progressif est générée dans le guide d’onde. L’amplitude de la pression acoustique moyenne vaut 1 Pa.

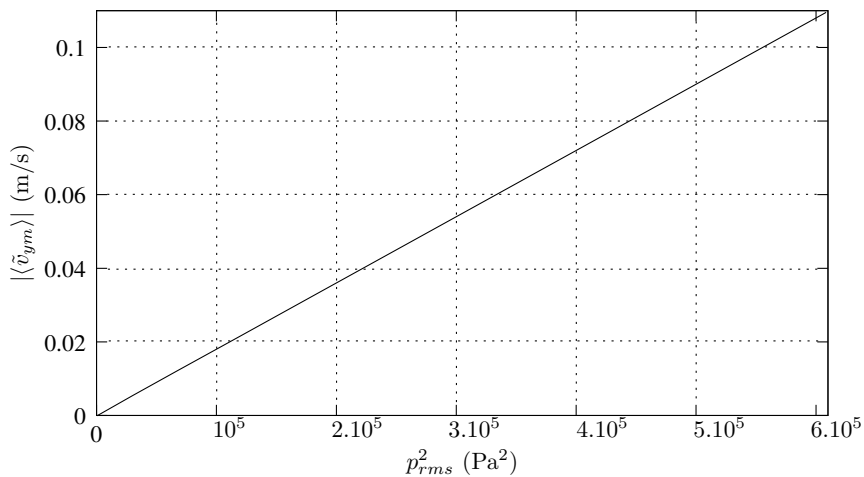


FIG. 1.8 – Valeur absolue  $|\langle \tilde{v}_{ym} \rangle|$  de l’amplitude moyenne de la composante axiale de la vitesse de l’écoulement redressé  $\langle \tilde{v}_{ym} \rangle$  moyenné sur une section du guide d’onde, en fonction du carré de l’amplitude efficace de pression acoustique  $p_{rms}^2$ .

## 1.5 Conclusions

La spécificité du dispositif étudié dans ce chapitre 1 est que, sous certaines conditions, il est possible de maintenir une onde tournante résonante<sup>6</sup> [15] qui a les caractéristiques d'une onde acoustique progressive en termes de distribution spatiale du champ acoustique et en termes de déphasage entre la pression acoustique et la vitesse acoustique. Plus précisément, il a été démontré que si les sources acoustiques sont séparées d'une distance  $L/4$ , si chaque source acoustique génère une onde acoustique à la fréquence  $f$  correspondant au premier mode naturel de la colonne d'air présente dans le résonateur ( $f = c_0/L \approx 161$  Hz dans le cas du dispositif expérimental utilisé), et si les sources acoustiques produisent des mouvements vibratoires de même amplitude mais en quadrature de phase, alors l'onde acoustique résultante qui se propage dans le guide d'onde a le comportement d'une onde progressive (en considérant que la dissipation de l'énergie acoustique dans le guide d'onde est négligeable). Ceci est dû au fait que chaque source génère deux ondes contrapropagatives dans le résonateur. Deux d'entre elles se propagent dans une direction et s'additionnent de manière cohérente, (dans la direction  $+y$  par exemple si la source 2 a un retard de phase de  $-\pi/2$  comparé à la source 1), tandis que les deux autres ondes s'annulent par interférences destructives. Il est montré par ailleurs que pour générer une onde purement progressive, il faut ajuster avec une grande précision les amplitudes et phases des déplacements de chacune des sources acoustiques, ainsi que la fréquence à laquelle elles établissent l'onde acoustique dans le guide d'onde.

Lorsqu'une onde acoustique à caractère progressif est entretenue dans un guide d'onde annulaire, un écoulement est généré par effets non linéaires. Cet écoulement, contrairement à l'écoulement classique observable dans les résonateurs à ondes stationnaires [50], n'est pas caractérisé par la présence de cellules de recirculation. Sa vitesse moyennée sur une section du guide d'onde est non nulle. La valeur de l'amplitude de cet écoulement et son signe dépendent 1) de l'amplitude de la pression acoustique et 2) de la valeur du rapport  $\delta_\nu/a$  (ici  $\delta_\nu/a = 2.32 \cdot 10^{-3}$ ). Dans le cas où l'estimation est faite avec les dimensions du dispositif expérimental (présenté ci-après, au chapitre 2), la direction de cet écoulement est opposée à la direction de propagation de l'onde acoustique progressive.

---

<sup>6</sup>Ce qualificatif d'onde tournante est repris du terme "rotating wave" [15] employé par Ceperley pour décrire des situations où la combinaison de deux ondes stationnaires donne lieu à une onde progressive "qui se mord la queue".





## Chapitre 2

# Mesure des champs de vitesses en résonateur annulaire par Vélocimétrie Laser Doppler

### 2.1 Introduction

Une description analytique des champs de vitesse acoustique et de vitesse d'écoulement redressé établis dans un résonateur annulaire à deux sources est présentée au chapitre 1. Il semble qu'au delà des études analytiques et numériques [25, 2, 3] menées sur l'évaluation des champs de vitesses dans les résonateurs annulaires, il n'existe pas, à notre connaissance, d'étude expérimentale sur ce sujet.

L'objet de ce chapitre 2 est de présenter les résultats de mesure des champs de vitesses prenant place dans le résonateur annulaire à deux sources développé dans le cadre de ces travaux. Ces champs de vitesse sont mesurés par Vélocimétrie Laser Doppler.

Dans la première partie de ce chapitre (§ 2.2) est présenté le prototype expérimental de résonateur annulaire à deux sources. Ce prototype permet de contrôler la distribution spatiale du champ acoustique dans tout le guide d'onde grâce à l'ajustement en phase et en amplitude des déplacements des membranes de deux haut-parleurs. Le principe général de la mesure par Vélocimétrie Laser Doppler ainsi que la chaîne de mesure utilisée sont ensuite présentés au paragraphe 2.3. Cette technique de mesure permet de déterminer simultanément, et de manière peu intrusive, la vitesse particulière acoustique et la vitesse de l'écoulement redressé dans le guide d'onde.

La procédure expérimentale adoptée dans le cadre de cette étude est brièvement décrite au paragraphe 2.4 puis les résultats de mesures préliminaires du temps de stabilisation des champs

de vitesses établis dans le guide d'onde annulaire sont présentés au paragraphe 2.5. Ces résultats mettent en évidence le fait que la mesure de la vitesse de l'écoulement redressé par Vélocimétrie Laser Doppler est une procédure délicate.

Les résultats de mesure des vitesses particulières acoustiques et des vitesses d'écoulements redressés pouvant s'établir dans le dispositif expérimental en fonction du déphasage entre les déplacements des membranes des deux sources acoustiques font respectivement l'objet des paragraphes 2.6 et 2.7. Ces résultats de mesure sont discutés et comparés aux résultats issus du modèle théorique présenté au chapitre 1. Enfin, les conclusions et perspectives sont discutées.

## 2.2 Présentation du prototype expérimental

Le prototype expérimental développé dans le cadre de ce travail est présenté sur la figure 2.1. Il est composé de deux cylindres concentriques (d'épaisseur 1 cm, de hauteur  $h = a = 7.5$  cm et de rayons intérieurs  $R_1 = 0.299$  m et  $R_2 = 0.375$  m respectivement) pris en étau entre deux plaques circulaires (de 0.5 m de rayon externe) constituant les parois inférieure et supérieure du guide. Toutes les parois du guide d'onde sont en Plexiglass<sup>TM</sup>. La stabilité de l'ensemble est assurée par vingt boulons et entretoises uniformément répartis et l'étanchéité entre les différents éléments est assurée par des joints toriques et de la graisse à vide. Le guide d'onde ainsi formé a une section carrée  $S_w = a \times a \simeq 5.6 \cdot 10^{-3}$  m<sup>2</sup> et présente une longueur déroulée  $L \simeq 2.12$  m. Il contient de l'air à la pression atmosphérique et à la température de la pièce.

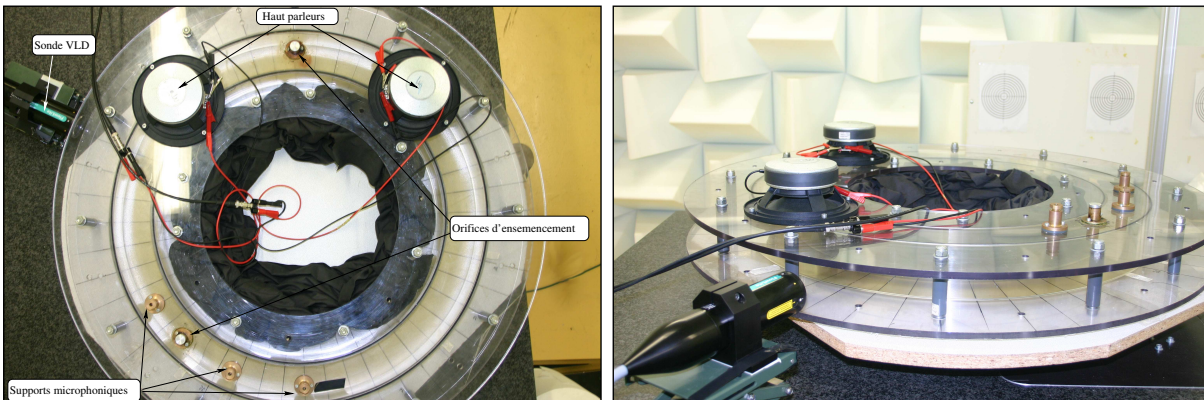


FIG. 2.1 – Photographies du dispositif expérimental : à gauche, une vue du dessus, et à droite, une vue de côté. Le guide d'onde annulaire est couplé à deux haut-parleurs électrodynamiques.

Deux haut-parleurs électrodynamiques (Audax PR170MO), positionnés aux abscisses  $s = 0$  et  $s = 3L/4$ , sont utilisés pour générer un champ acoustique dans le guide d'onde annulaire.

Notons que ces deux haut-parleurs ont préalablement été installés dans un écran infini afin de les caractériser expérimentalement grâce à la mesure de leurs impédances électriques  $\tilde{Z}_{ls}$ .

Les modules  $|\tilde{Z}_{ls}|$  et les phases  $\arg(\tilde{Z}_{ls})$  de ces impédances sont respectivement reportées sur les figures 2.2.(a) et (b). Les paramètres électromécaniques (définis au § 1.3.7) des deux haut-parleurs déterminés à partir de la mesure de  $\tilde{Z}_{ls}$  sont présentés au tableau 2.1. Les deux sources acoustiques sont choisies de manière à ce que leurs caractéristiques électromécaniques soient les plus proches possibles afin de faciliter par la suite l'ajustement en phase et en amplitude des déplacements de leurs membranes.

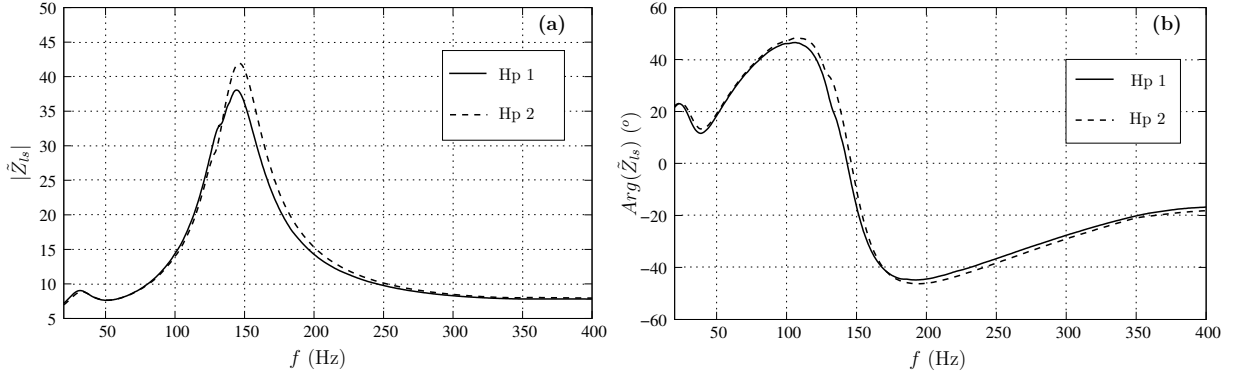


FIG. 2.2 – (a) Module  $|\tilde{Z}_{ls}|$  et (b) phase  $\arg(\tilde{Z}_{ls})$  des impédances électriques des deux haut-parleurs PR170MO utilisés dans le prototype expérimental. Les deux sources sont choisies de manière à ce que leurs paramètres électromécaniques soient les plus proches possibles.

	$R_e$ ( $\Omega$ )	$C_{ms}$ ( $m \cdot N^{-1}$ )	$M_{ms}$ ( $kg$ )	$L_e$ ( $mH$ )	$R_{ms}$ ( $kg \cdot s^{-1}$ )	$Bl$ ( $N \cdot A^{-1}$ )	$f_{ls}$ ( $Hz$ )
HP 1	6.76	$3.16 \cdot 10^{-4}$	$3.94 \cdot 10^{-3}$	0.39	0.91	5.36	144
HP 2	6.83	$3.16 \cdot 10^{-4}$	$3.77 \cdot 10^{-3}$	0.38	0.80	5.32	146

TAB. 2.1 – Paramètres électromécaniques des deux haut-parleurs PR170MO : ( $R_e$ ,  $L_e$ ) sont la résistance et l'inductance de la bobine, ( $R_{ms}$ ,  $C_{ms}$ ,  $M_{ms}$ ) sont les caractéristiques mécaniques de l'équipage mobile et  $Bl$  et  $f_{ls}$  sont respectivement le facteur de force et la fréquence de résonance du transducteur.

La face avant de la membrane de chaque haut-parleur est chargée par une cavité (constituée par la paroi de la membrane elle-même et par la paroi supérieure du guide d'onde) débouchant sur un trou cylindrique de longueur  $l_c = 1$  cm et de diamètre  $d_c = 7.5$  cm assurant la liaison avec le guide d'onde (Cf. Fig. 1.1.(b)). Un générateur basses fréquences Tektronix (AFG3029B), dont les deux sorties peuvent être contrôlées indépendamment en amplitude et en phase, est connecté aux deux haut-parleurs par l'intermédiaire de préamplificateurs LM3886 en pont. Comme il a été montré au chapitre 1, le contrôle en phase et en amplitude du déplacement des membranes des deux sources permet d'établir dans le résonateur un type d'onde déterminé, qui peut être stationnaire, progressif ou une combinaison de ces deux composantes. Conformément

aux conclusions du paragraphe 1.3.9, une attention particulière est accordée au contrôle précis des amplitudes et des phases des déplacements des membranes des deux haut-parleurs grâce à des mesures au vibromètre laser (Polytec OFV 300) avant chaque campagne de mesure. En effet, la précision sur le contrôle de ces paramètres de phase et d'amplitude a une influence significative sur le Taux d'Ondes Progressives obtenu.

Les deux sources acoustiques génèrent dans le guide d'onde un champ acoustique monochromatique à la fréquence du premier mode propre du résonateur,  $f = 161$  Hz. À cette fréquence, les épaisseurs des couches limites visqueuse et thermique valent respectivement  $\delta_\nu = 1,73 \cdot 10^{-4}$  m et  $\delta_\kappa = 2,08 \cdot 10^{-4}$  m. Ces épaisseurs de couches limites sont très inférieures au diamètre hydraulique  $a$  du guide d'onde. Par ailleurs, la fréquence de fonctionnement est très inférieure à la première fréquence de coupure  $f_c \simeq 3082$  Hz du guide d'onde. En conséquence, la propagation acoustique dans le résonateur se fait en ondes planes.

Trois microphones électrostatiques Brüel & Kjær 4136 dont les membranes affleurent la paroi interne du guide d'onde sont installés de manière étanche aux points d'abscisses  $s = 0.57$  m,  $s = 0.66$  m et  $s = 0.75$  m. Ces microphones sont connectés à un amplificateur (Brüel & Kjær, de type Nexus) par l'intermédiaire de préamplificateurs (Brüel & Kjær, de type 2670). Une fois étalonnés en amplitude, la mesure de la pression acoustique en ces trois points permet d'examiner en temps réel le champ acoustique dans le guide d'onde.

Dans la suite de ce document, les vitesses particulières acoustiques et les vitesses d'écoulements redressés sont mesurées à l'intérieur du guide d'onde grâce à la technique de mesure par Vélocimétrie Laser Doppler dont le principe est brièvement rappelé ci-après au paragraphe 2.3.1. Deux orifices équipés de bouchons permettent l'injection des particules d'ensemencement nécessaires à cette mesure des champs de vitesses par VLD.

## 2.3 Vélocimétrie Laser Doppler

### 2.3.1 Principe de la VLD

L'Anémométrie Laser Doppler (ALD) ou Vélocimétrie Laser Doppler (VLD) est une technique basée sur l'effet Doppler, formalisé en 1842 par Christian Doppler pour les ondes sonores, et adaptée en 1848 par Fizeau pour les ondes électromagnétiques. Cette technique, développée expérimentalement par Yeh et Cummins en 1964 [78] permet, en étant faiblement intrusive, de mesurer la vitesse de particules en suspension dans un volume de fluide. La vitesse de ces micro-particules, aussi appelées particules d'ensemencement ou traceurs, peut être évaluée par la mesure du décalage fréquentiel entre le signal lumineux diffusé par une de ces particules et celui de la source laser émettrice.

Comme le montre la figure 2.3, deux faisceaux laser issus d'un même faisceau originel convergent en un point grâce à une optique adaptée. Ces faisceaux créent en ce point un volume sonde, siège d'un réseau de franges d'interférences espacées par l'interfrange

$$i = \frac{2 \sin(\theta_L/2)}{\lambda_L}, \quad (2.1)$$

où  $\theta_L$  est l'angle formé par les deux faisceaux et  $\lambda_L$  est leur longueur d'onde. Lorsqu'une particule passe à travers ce réseau, l'intensité lumineuse qu'elle diffuse fluctue à une fréquence donnée, appelée fréquence Doppler  $F_D = v_s/i$ , proportionnelle à l'interfrange  $i$  et à la composante de la vitesse de la particule  $v_s$  orthogonale à l'orientation des franges d'interférences.

Le signe de la vitesse de cette particule est déterminé en modulant fréquemment un des faisceaux laser grâce à un modulateur acousto-optique appelé cellule de Bragg [20]. Cette cellule enferme un fluide, excité par un cristal piézoélectrique alimenté par un signal de fréquence  $f_B$  (typiquement  $f_B = 40$  MHz), créant la propagation d'une onde acoustique ultrasonore. Ce champ a pour effet de décaler fréquemment le faisceau lumineux d'une quantité  $f_B$  par effet Brillouin [49]. Le décalage en fréquence d'un des deux faisceaux se traduit alors sur les figures d'interférences par un balayage spatial de fréquence  $f_B$ . Ce défilement des franges d'interférences transforme la fréquence du signal Doppler  $f_D$  en  $f_S = f_D + f_B$ . Ainsi l'intensité lumineuse diffusée par une particule immobile présente une fréquence de  $f_B$  alors que celle d'une particule en mouvement va présenter une fréquence qui va s'ajouter ou se retrancher à celle du défilement des franges.

Cette technique permet donc, dans le cadre de l'application à l'acoustique, d'accéder simultanément à la vitesse oscillante (vitesse particulière acoustique) et à la vitesse stationnaire (vitesse d'écoulement) que peuvent subir des particules de fluide passant dans le volume sonde. Dans les faits, le signal lumineux capté par le photo-multiplicateur (PM) est transformé en signal électrique et transmis à une unité de traitement du signal adaptée (BSA, qui signifie Burst Spectrum Analyzer). Le signal électrique transmis à cet analyseur est composé d'une suite de bouffées sinusoïdales de fréquences variables et modulées en amplitude par une gaussienne. Chaque bouffée correspond au passage d'une particule d'ensemencement dans le volume de mesure. Ce signal est appelé signal Doppler. L'unité de traitement du signal permet alors en temps réel, via un processeur de transformée de Fourier à court terme, d'estimer la fréquence instantanée à un instant donné, fréquence directement liée à la vitesse de la particule d'ensemencement au même instant. Ainsi à chaque particule qui traverse le volume de mesure correspond un couple (temps, vitesse).

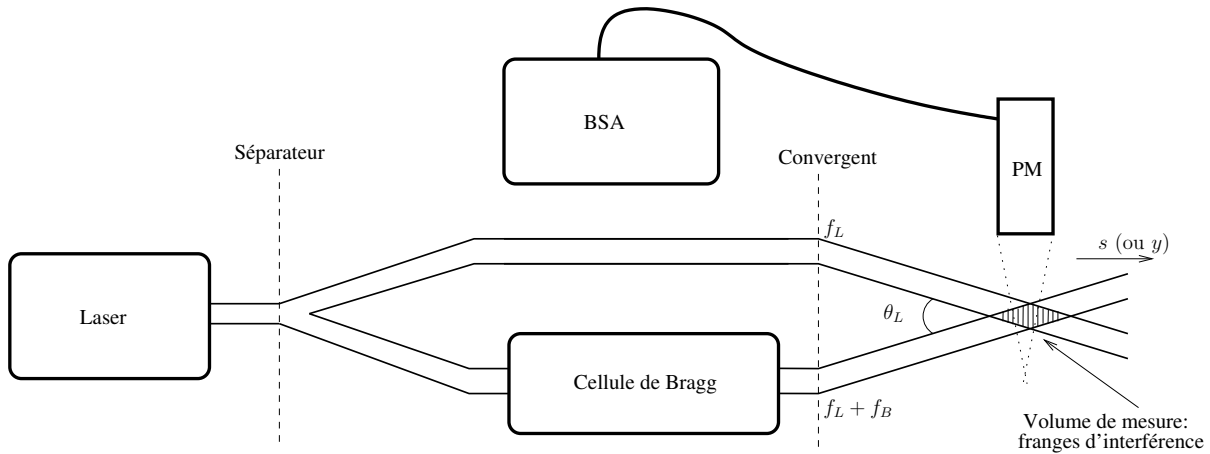


FIG. 2.3 – Schéma de principe de la Vélocimétrie Laser Doppler : deux faisceaux issus d'un même rayon convergent vers un point. Un photo-multiplicateur (PM), relié à un analyseur de spectre (BSA), mesure les variations d'intensité lumineuse au croisement des faisceaux, où se créent des franges d'interférences formant le volume de mesure dans lequel les traceurs passent. La cellule de Bragg permet quant à elle de déterminer le signe de la vitesse des particules passant dans le volume de mesure.

## 2.3.2 Dispositif expérimental utilisé

### 2.3.2.1 Système VLD

La chaîne de mesure utilisée<sup>1</sup> dans le cadre de cette étude est présentée sur la figure 2.4. Les deux faisceaux qui permettent de créer le volume de mesure sont générés par une diode laser pulsée (de type Elforlight, modèle G430) délivrant une puissance nominale de 20 mW. La longueur d'onde optique de ces faisceaux est 532 nm. La diode laser est connectée à la sonde VLD (Dantec Flowlite 1D) par l'intermédiaire de fibres optiques qui permettent la transmission des deux faisceaux. Lorsque cette sonde est équipée d'une lentille de focalisation (la distance focale est de 158.4 mm), le volume de mesure est une ellipsoïde de 0.41 mm de longueur et de section circulaire de diamètre 0.05 mm. Cette lentille de focalisation est pourvue de systèmes optiques permettant d'acheminer les faisceaux laser et de les faire converger à leur sortie, ainsi que d'une lentille de réception permettant de recueillir le signal lumineux rétrodiffusé par chaque particule passant dans le volume de mesure. Le signal optique est ensuite transporté par l'intermédiaire d'une autre fibre optique jusqu'au photo-multiplicateur (PM) qui transmet alors le signal

<sup>1</sup>Notons qu'une seconde chaîne de mesure VLD a été utilisée dans le cadre de cette étude. Cette chaîne est alimentée par un laser Argon Spectra-Physics délivrant une puissance nominale de 1.7 W et permettant de générer des faisceaux à une longueur d'onde de 514.4 nm. Ce système n'est pas retenu car il n'a pas permis de mesurer assez précisément la vitesse de l'écoulement redressé. Ceci peut-être dû au fait que cette sonde est de technologie bien plus ancienne que celle finalement utilisée pour les mesures.

électrique correspondant à un analyseur de type BSA de la marque Dantec Dynamics (modèle 57N20–BSA). Cet analyseur possède un bloc d'alimentation haute tension pour la polarisation du photo–multiplicateur, un oscillateur de 40 MHz pour l'alimentation de la cellule de Bragg et une unité de traitement du signal permettant de faire en temps réel des transformées de Fourier à court terme. Le signal traité par le BSA est finalement envoyé vers un système d'acquisition. Toute la chaîne de mesure par Vélométrie Laser Doppler est installée dans une chambre semi–anéchoïque climatisée.

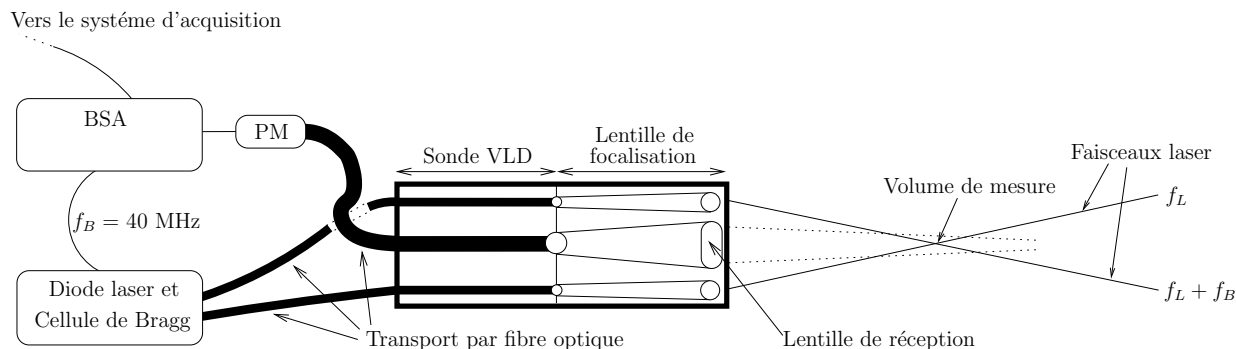


FIG. 2.4 – Représentation schématique de la chaîne de mesure VLD.

### 2.3.2.2 Ensemencement

La Vélométrie Laser Doppler repose sur la mesure des vitesses de particules solides ou liquides injectées dans un fluide. Cette technique de mesure s'appuie donc sur l'hypothèse que ces particules d'ensemencement suivent parfaitement le mouvement du fluide et changent peu ses propriétés thermo–physiques, en particulier sa masse volumique. De nombreux auteurs se sont intéressés aux mouvements de particules en suspension dans un fluide en écoulement stationnaire [68, 28] ou dans un fluide soumis à des écoulements rapides oscillants tels que ceux rencontrés en acoustique [28, 29, 11]. Les particules d'ensemencement étant à l'origine du signal Doppler, signal qui conditionne la qualité de la mesure, le plus grand soin doit être apporté à leur choix : les traceurs doivent être suffisamment grands pour diffuser le plus de lumière possible, mais ils doivent être aussi les plus légers possibles afin de suivre fidèlement le mouvement du fluide. Ainsi le choix des particules traçantes résulte d'un compromis et dépend principalement de l'application visée.

Dans le cas de cette étude, plusieurs types d'ensemencement sont testés. Le premier type d'ensemencement est produit grâce à un vaporisateur de fumée de spectacle. Cette fumée est composée d'un mélange de particules d'eau et de particules d'huile de glycérine dont le diamètre est de l'ordre du  $\mu\text{m}$ . Ce type d'ensemencement possède deux inconvénients : peu de particules subsistent 30 minutes après l'ensemencement et elles se déposent rapidement sur les



parois du guide d'onde, les "voilant" ainsi d'huile, ce qui nécessite par suite un démontage très régulier pour assurer leur nettoyage. Cette solution n'est donc pas retenue. Le second type d'ensemencement testé est produit par la combustion de cigarettes. La fumée produite est constituée de particules de diamètre inférieur à  $0.6 \mu\text{m}$  [33]. Ce type d'ensemencement présente également deux inconvénients : la quantité de particules nécessaire à la mesure par VLD est particulièrement longue et fastidieuse à produire et peu de particules subsistent 20 minutes après l'ensemencement. Cette solution n'est donc pas retenue. Le dernier type d'ensemencement testé est produit par la combustion lente et sans flamme de sciure de bois. La fumée produite a l'avantage d'être une fumée sèche qui présente de bonnes propriétés de diffusion de la lumière et qui permet de plus la mesure par VLD sur une durée d'environ une heure. C'est cette dernière solution qui est retenue. Le système d'ensemencement permettant de produire ces particules traçantes est conçu sur la base du système développé par Moreau *et al.* [41]. Les figures 2.5.(a)–(b) et 2.6 présentent le système d'ensemencement utilisé dans le cadre de cette étude, système composé d'une enceinte cylindrique en inox dans laquelle est placée une céramique poreuse. Une résistance chauffante en Nichrome passe à travers les pores de cette céramique qui constitue alors l'élément permettant d'embraser la sciure de bois déposée sur sa partie supérieure. De l'air comprimé (surpression de quelques millibars) est injecté dans la partie inférieure de l'ensemencement, permettant ainsi d'entraîner les particules traçantes produites par la combustion de la sciure de bois jusqu'au guide d'onde par l'intermédiaire d'un conteneur d'eau permettant de refroidir la fumée. Une fois injectées dans le résonateur annulaire, les particules les plus lourdes se déposent sur ses parois après quelques minutes [33] laissant les particules les plus légères (d'un diamètre de l'ordre du  $\mu\text{m}$ ) suivre le mouvement du fluide.

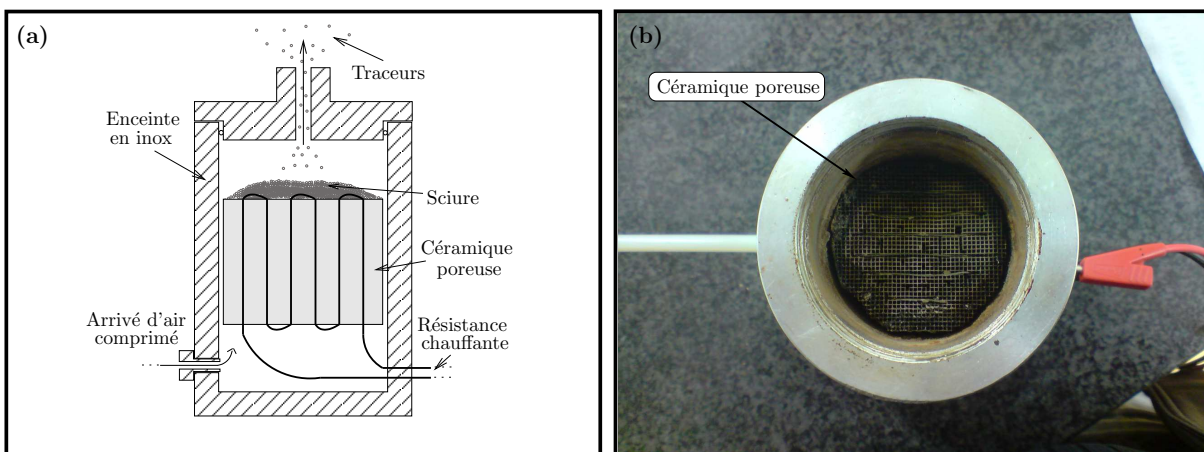


FIG. 2.5 – (a) Représentation schématique et (b) Photographie de l'ensemencement : les particules traçantes sont produites grâce à la combustion lente de sciure de bois grâce à une céramique dans laquelle passe une résistance chauffante

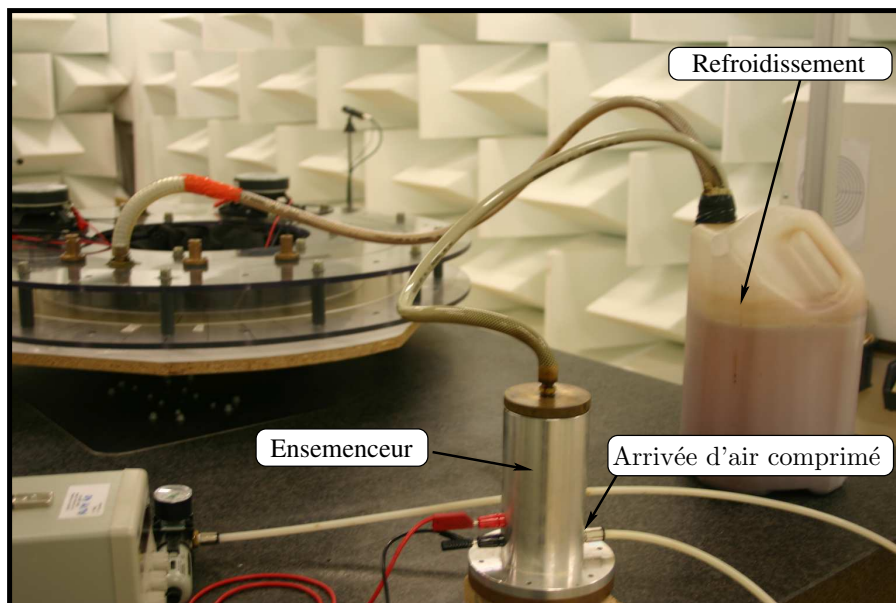


FIG. 2.6 – Photographie du système d'ensemencement.

### 2.3.3 Traitement des données

La lumière diffusée par les particules d'ensemencement qui traversent le volume de mesure est captée par un photo-multiplicateur. La forme du signal électrique fourni par l'unité de traitement du signal (BSA) est alors typiquement celle représentée sur la figure 2.7.(a). Ce signal, composé de couples (temps-vitesse) répartis sur une échelle de temps bien supérieure à celle des oscillations acoustiques, est ramené sur une unique période acoustique et trié par temps croissants (Fig. 2.7.(b)). Un algorithme permet ensuite de supprimer les artefacts de mesure (par estimation de seuils).

Le signal expérimental, présenté sur la Fig. 2.7.(c), est finalement estimé par la méthode des moindres carrés. Les données sont approchées par une équation du type

$$v(t) = v_{sm} + v_s(t) = v_{sm} + V_s \cos(2\pi ft + \Phi_{ac}) \quad (2.2)$$

où  $v_{sm}$  est la vitesse moyenne, c'est à dire la vitesse de l'écoulement redressé<sup>2</sup>, où  $V_s$  est l'amplitude de la composante axiale de la vitesse particulaire acoustique et où  $\Phi_{ac}$  est la phase de la vitesse particulaire acoustique.

Notons que dans le système étudié, le processus de génération d'harmoniques supérieures pourrait être considéré car il peut modifier la forme d'onde et contribuer à la génération de l'écoulement redressé (cette contribution est négligée au § 1.4). Pour les amplitudes de vitesses acoustiques les plus importantes utilisées dans cette étude ( $\simeq 2$  m/s), le contenu

<sup>2</sup>Cette vitesse moyenne est la vitesse de l'écoulement redressé dans le cas présent, en considérant que le fluide n'est soumis à aucun écoulement stationnaire autre que l'écoulement redressé lui-même.

spectral du signal expérimental montre que l'amplitude de la seconde harmonique de la vitesse particulière acoustique n'excède pas 5.5 % de l'amplitude de la première harmonique. Bien qu'il soit envisageable de prendre en compte cette présence d'harmoniques supérieures dans le traitement du signal en ajoutant leurs contributions dans l'équation (2.2) utilisée pour estimer le signal expérimental par moindres carrés, cela n'est pas fait ici car l'erreur qui en résulte est considérée comme négligeable au regard d'autres sources d'erreurs. En effet, aux plus forts niveaux acoustiques, et compte tenu de la dépendance quadratique de la vitesse du vent acoustique relativement à la vitesse particulière acoustique, la contribution de la seconde harmonique à la génération de l'écoulement redressé n'excède pas  $(5.5 \cdot 10^{-2})^2$ , soit 0.3 % de la contribution attribuée à la composante fondamentale du champ acoustique. L'hypothèse d'un champ acoustique monochromatique est alors supposée valide et l'équation (2.2) est utilisée dans la suite pour estimer les vitesses acoustiques et les vitesses d'écoulements redressés.

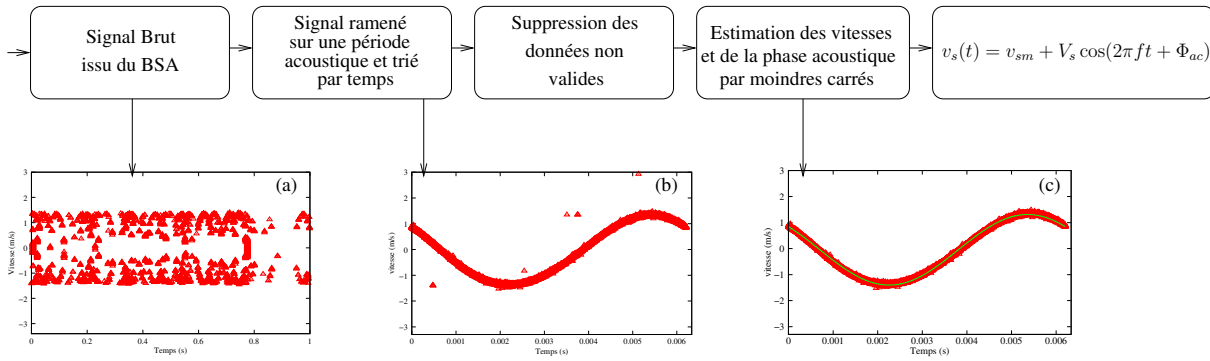


FIG. 2.7 – Schéma récapitulatif de la procédure de traitement des données issues des mesures de vitesse par VLD. Le signal issu du Burst Spectrum Analyser est ramené sur une période acoustique pour être estimé par moindres carrés.

La précision de la mesure peut être estimée par le Rapport Signal sur Bruit (RSB) défini par [61]

$$\text{RSB} = \frac{V_s^2}{2\mathcal{V}[b(t)]} \quad \text{et} \quad \text{RSB}_{dB} = 10 \log(\text{RSB}), \quad (2.3)$$

où  $\mathcal{V}[b(t)]$  est la variance du signal  $b(t)$  qui est la différence entre les vitesses acoustiques mesurées et celle estimée par moindres carrés. Grâce à cet indicateur il est possible de calculer les erreurs minimales<sup>3</sup>

$$\Delta v_{sm} = 2V_s \sqrt{1/2n\text{RSB}}, \quad (2.4)$$

$$\Delta v_s = 2V_s \sqrt{1/n\text{RSB}}, \quad (2.5)$$

et

$$\Delta \Phi_{ac} = 2\sqrt{1/n\text{RSB}}, \quad (2.6)$$

<sup>3</sup>Erreurs qui ne prennent en compte que les erreurs dues au système de mesure lui-même.

sur l'estimation par moindres carrés des grandeurs  $v_{sm}$ ,  $v_s$  et  $\Phi_{ac}$ , où  $n$  est le nombre de couples (temps–vitesse). Afin de minimiser ces erreurs et d'obtenir une bonne convergence des résultats, les mesures sont réalisées sur 40 000 points [41].

Notons qu'il existe d'autres sources d'erreurs qui ne sont pas prises en compte dans cette définition du RSB. En particulier, l'évolution temporelle de la température ambiante peut avoir de l'influence sur les résultats des mesures des champs de vitesses. Cette température est contrôlée pendant la durée des mesures : ses variations ne dépassent pas 1 K. L'imprécision sur la position du volume de mesure peut être une autre source d'erreur. Cette imprécision peut être due à l'imprécision sur la position de la sonde VLD elle-même (de l'ordre du millimètre) mais aussi aux effets de réfraction des faisceaux lasers sur les parois courbes du résonateur. La mesure par VLD étant très localisée, l'influence de la courbure du guide d'onde est ici supposée négligeable.

## 2.4 Procédure de mesure

Le résonateur annulaire à deux sources est installé sur un plateau tournant permettant de réaliser les mesures le long de la direction axiale  $s^4$  avec une précision de 2 mm. La sonde VLD est installée sur une platine de déplacement qui permet de réaliser les mesures suivant les coordonnées  $r$  et  $z$  avec une précision de 1 mm.

Les tensions électriques appliquées aux bornes des haut–parleurs dans le cadre de cette étude varient entre 0.6 et 6 V, ce qui correspond à des niveaux de pression acoustique dans le guide d'onde variant entre 80 et 800 Pa. Notons que les tensions électriques fournies aux haut–parleurs sont, pour toutes les mesures présentées dans la suite, ajustées de sorte que les amplitudes des déplacements des membranes des deux sources soient égales<sup>5</sup>. L'ajustement de la phase entre ces déplacements est ensuite fixée selon le type d'onde acoustique souhaité et la fréquence d'excitation est réglée à 161 Hz.

Après l'introduction des particules d'ensemencement dans le guide d'onde, les deux sources acoustiques sont mises en fonctionnement : les mesures par Vélocimétrie Laser Doppler de la composante axiale  $v_s = \Re\{\tilde{v}_s e^{-i\omega t}\}$  de la vitesse acoustique et de la composante axiale  $v_{sm}$  de la vitesse de l'écoulement redressé établies dans le résonateur annulaire peuvent alors commencer, sous réserve que ces champs de vitesses soient stables. L'objet du paragraphe suivant est de déterminer la durée de leur stabilisation.

<sup>4</sup>Le système de coordonnées  $(r, s, z)$  utilisé dans la suite est défini précédemment sur la figure 1.1.(a).

<sup>5</sup>Cet ajustement est possible grâce à la mesure préliminaire au vibromètre laser du déplacement des membranes des deux haut–parleurs.

## 2.5 Mesure préliminaire du temps de stabilisation des champs de vitesses

Afin d'estimer le temps nécessaire aux champs de vitesses pour atteindre une valeur stable, les évolutions temporelles de la vitesse particulaire acoustique et de la vitesse de l'écoulement redressé sont mesurées à la position  $s = S_0 = 0.72$  m sur l'axe médian du guide d'onde pour une pression acoustique moyenne dans le résonateur de 430 Pa et pour un déphasage  $\varphi$  entre les déplacements des membranes des deux haut-parleurs de  $-\pi/2$ . Les figures 2.8.(a) et 2.8.(b) montrent que la vitesse particulaire acoustique est parfaitement stable 12 minutes après l'introduction des particules d'ensemencement et après que le champ acoustique soit créé (à  $t = 0$  s), alors même que la vitesse de l'écoulement redressé atteint une valeur quasi stable après environ 45 minutes. Plus précisément, la vitesse particulaire acoustique atteint 95% de sa valeur stabilisée après 6 minutes et la vitesse de l'écoulement redressé atteint 95% de sa valeur stabilisée après 27 minutes. Cela signifie qu'après chaque introduction de particules d'ensemencement dans le guide d'onde, les mesures par Vélocimétrie Laser Doppler ne peuvent commencer avant ce délai de 27 minutes, et doivent s'arrêter après environ une heure. En effet, la diminution du nombre de particules qui passent dans le volume de mesure après ce temps limite entraîne une diminution du rapport signal sur bruit et donc de la précision sur les mesures des champs de vitesses. Cela signifie également qu'une erreur de l'ordre de 5 % est commise sur la mesure de la vitesse de l'écoulement redressé du fait de la nécessité de réaliser des mesures pendant 30 minutes, et ce 30 minutes après l'ensemencement.

On pourrait penser en premier lieu que ce long temps de stabilisation de la vitesse de l'écoulement redressé résulte simplement du régime transitoire d'établissement de cet écoulement sous l'effet de l'application d'un échelon de pression acoustique correspondant à la mise sous tension des haut-parleurs. En effet, lors de l'application d'un échelon de pression, le vent acoustique prend d'abord place à proximité des parois du guide d'onde (là où se trouvent les sources qui lui donnent naissance) puis se diffuse vers l'axe du guide d'onde. D'après les travaux d'Amari *et al.* [2], il est possible d'estimer le temps caractéristique  $\tau$  d'établissement de cet écoulement en fonction du diamètre hydraulique  $a$  du guide d'onde et de la viscosité cinématique  $\nu$  du fluide,

$$\tau \simeq \frac{a^2}{\pi^2 \nu}. \quad (2.7)$$

Dans le cas présent, ce temps caractéristique est d'environ 37 secondes, c'est à dire bien inférieur à la durée de stabilisation observée expérimentalement.

Ce temps relativement long de stabilisation de l'écoulement redressé a déjà été observé par Thompson *et al.* [70] et confirmé par Moreau *et al.* [41]. Thompson *et al.* avance l'idée que les

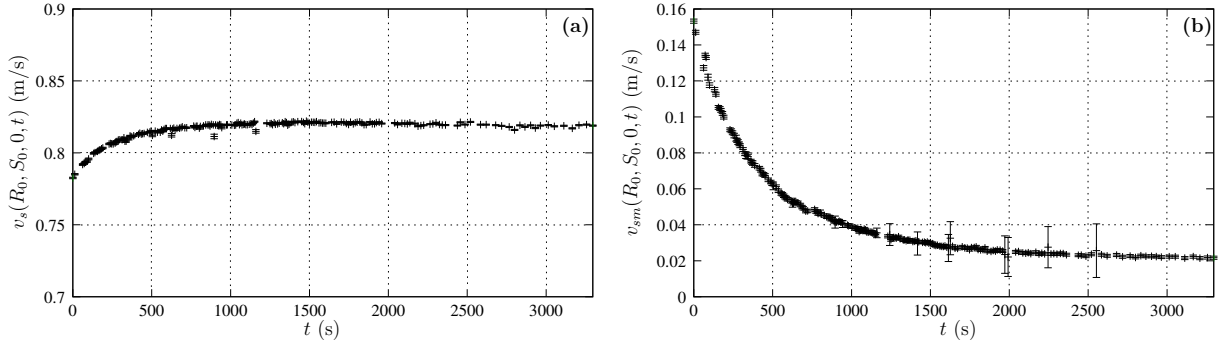


FIG. 2.8 – Mesure par Vélocimétrie Laser Doppler du temps de stabilisation des champs de vitesses sur l’axe médian du guide d’onde à la position  $s = S_0 = 0.72$  m. (a) Évolution de l’amplitude de la composante axiale  $v_s(R_0, S_0, 0, t)$  de la vitesse particulaire acoustique en fonction du temps et (b) évolution de l’amplitude de la composante axiale  $v_{sm}(R_0, S_0, 0, t)$  de la vitesse de l’écoulement redressé en fonction du temps. Les erreurs minimales faites lors des mesures VLD sur les valeurs de l’amplitude de la vitesse particulaire acoustique sont très faibles. Quelques points de mesures présentés sur le graphique (b) montrent une erreur minimale importante, due à la présence occasionnelle d’artefacts de mesure réduisant considérablement le RSB.

conditions thermiques imposées sur les parois du résonateur ont une forte influence sur le temps caractéristique nécessaire pour atteindre un état stable de la vitesse de l’écoulement redressé.

La figure 2.9 présente les résultats obtenus par Thompson *et al.* sur un résonateur à ondes stationnaires fonctionnant à une fréquence acoustique  $f = 308$  Hz. Les mesures sont réalisées en un point unique, au centre d’une cellule de recirculation. Une corrélation apparaît clairement entre les résultats de la mesure de la température réalisée sur les parois externes du guide d’onde et ceux de la mesure de la vitesse de l’écoulement redressé. Dans le cadre de cette étude menée par Thompson *et al.*, différentes conditions concernant les échanges thermiques au niveau des parois du résonateur sont imposées : conditions dites isotherme, non contrôlée et isolée (quasi adiabatique). Quand les parois du guide d’onde ne subissent pas de variations de température (condition isotherme), la vitesse de l’écoulement redressé reste constante dans le temps. Pour les deux autres conditions, une faible augmentation de la température (de l’ordre du Kelvin) entraîne une diminution de l’amplitude de l’écoulement redressé. Dans notre montage expérimental, aucune condition thermique n’est imposée aux parois du résonateur, ce qui correspond au cas “non contrôlée” (uncontrolled) pour Thompson *et al.*. La vitesse de l’écoulement redressé atteint une valeur stationnaire après un temps de stabilisation de 27 minutes qui est du même ordre de grandeur que le temps de stabilisation de 14 minutes reporté par Thompson (et 23 minutes pour la stabilisation de la distribution de température).

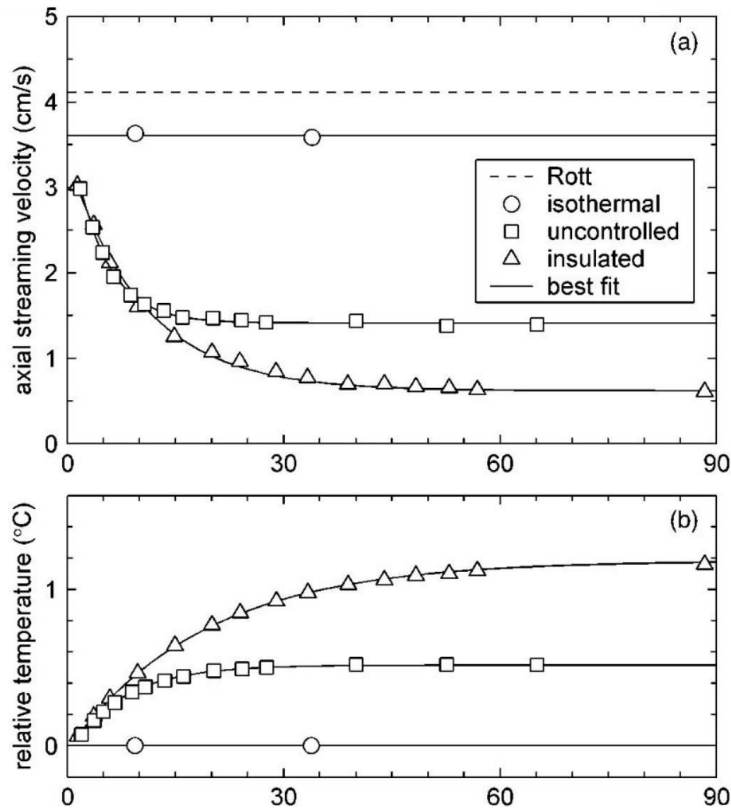


FIG. 2.9 – (a) Évolution de la composante axiale de la vitesse de l’écoulement redressé (l’amplitude moyenne de la vitesse acoustiques est de 6.1 m/s) en fonction du temps pour trois conditions d’échanges thermiques et (b) mesure correspondante de la température des parois externes du guide en fonction du temps. Extrait de [70].

Par ailleurs, la figure 2.8 montre qu’il existe un facteur 8 entre la valeur initiale de l’amplitude de l’écoulement redressé et sa valeur stabilisée dans le dispositif expérimental utilisé dans le cadre de ce travail. La figure 2.9 reporte quant à elle un facteur 2 entre l’amplitude initiale de la vitesse de l’écoulement redressé et son amplitude stabilisée dans le cas “non contrôlé”, et un facteur 6 dans le cas quasi adiabatique dans le dispositif développé par Thompson *et al.*. Ainsi une variation de la distribution du champ de température, si faible soit elle (de l’ordre du degré dans les travaux de Thompson *et al.*) dans le dispositif expérimental, peut entraîner d’importantes variations de l’amplitude de la vitesse de l’écoulement redressé.

Notons que d’autres phénomènes peuvent intervenir dans ce processus de stabilisation, comme par exemple la stabilisation de la vitesse des particules d’ensemencement après leur injection dans le guide d’onde ou encore l’évolution temporelle de la masse volumique du fluide due à la présence des particules d’ensemencement contenues dans le résonateur. Ces deux phénomènes sont cependant difficiles à quantifier et jouent probablement un rôle moins important dans le processus de stabilisation de l’écoulement redressé que celui étudié par

Thompson *et al.*. Ce long délai est donc vraisemblablement lié au temps de stabilisation d'une distribution hétérogène de la température, due à la présence de sources de chaleur (notamment les haut-parleurs) dans le montage expérimental. Ce temps nécessaire pour atteindre l'équilibre thermique est contrôlé par les transports convectifs de chaleur provoqués par l'écoulement redressé, écoulement redressé qui, lui-même, est contrôlé par la distribution du champ de température dans le système.

Les résultats de mesure de la distribution spatiale des champs de vitesses qui s'établissent dans le prototype expérimental sont présentés dans les paragraphes suivants. Ces mesures sont réalisées, conformément aux conclusions de ce paragraphe, après la stabilisation des champs de vitesses, et plus particulièrement après la stabilisation de la vitesse de l'écoulement redressé. Après l'injection des particules d'ensemencement dans le guide d'onde, les deux sources acoustiques sont mises sous tension. Les mesures de vitesses par VLD commencent alors 27 minutes après l'ensemencement et la mise sous tension des sources acoustiques.

## 2.6 Mesure des vitesses particulières acoustiques par VLD

### 2.6.1 Profil longitudinal de la vitesse particulière acoustique

La distribution spatiale de la vitesse particulière acoustique le long de la coordonnée  $s$  ( $r = R_0$  et  $z = 0$ ) est présentée sur les figures 2.10.(a)–(d) pour différentes valeurs du déphasage  $\varphi$  entre les déplacements des membranes des deux haut-parleurs. Ce sont plus précisément les distributions normalisées de l'amplitude de la vitesse particulière acoustique axiale  $|v_s(R_0, s, 0)/v_{av}|$  qui sont reportées sur ces figures, où  $v_{av} = (1/L) \int_0^L v_s(R_0, s, 0).ds$  représente l'amplitude moyenne de la vitesse particulière acoustique le long de la coordonnée  $s$ . Les lignes continues correspondent aux distributions spatiales théoriques (Éq. (1.39) et (1.40)) et les carrés représentent les résultats de mesures par Vélocimétrie Laser Doppler.

Pour  $\varphi = 0$  (Fig. 2.10.(a)), la distribution spatiale du champ de vitesse dans le résonateur est celle d'une onde stationnaire, distribution caractérisée par la présence de ventres et de nœuds de vitesse acoustique espacés d'une distance  $\lambda/4$ . Pour  $\varphi = -\pi/2$  (Fig. 2.10.(d)), l'amplitude de la vitesse particulière acoustique est quasi constante le long de la coordonnée  $s$ . La distribution spatiale du champ acoustique est alors celle d'une onde à caractère quasi progressif. Des variations de l'amplitude de la vitesse particulière acoustique, variations plus importantes expérimentalement que théoriquement, apparaissent autour des emplacements des haut-parleurs. Cette différence entre les résultats théoriques et expérimentaux est probablement due à la non prise en compte dans le modèle théorique des singularités géométriques à la jonction entre les sources acoustiques et le guide d'onde. Les figures 2.10.(b) et (c) correspondent à deux



cas intermédiaires (respectivement pour  $\varphi = -\pi/6$  et pour  $\varphi = -\pi/3$ ) pour lesquels l'onde acoustique établie dans le guide d'onde possède à la fois une composante stationnaire et une composante progressive. D'une manière générale, les champs de vitesse particulière acoustique théoriques et expérimentaux restent très proches pour les quatre cas présentés ici.

Il est donc possible d'établir, dans un résonateur annulaire à deux sources, différents types d'ondes acoustiques, caractérisées par une distribution spatiale précise selon la phase des déplacements des membranes de chacune des deux sources.

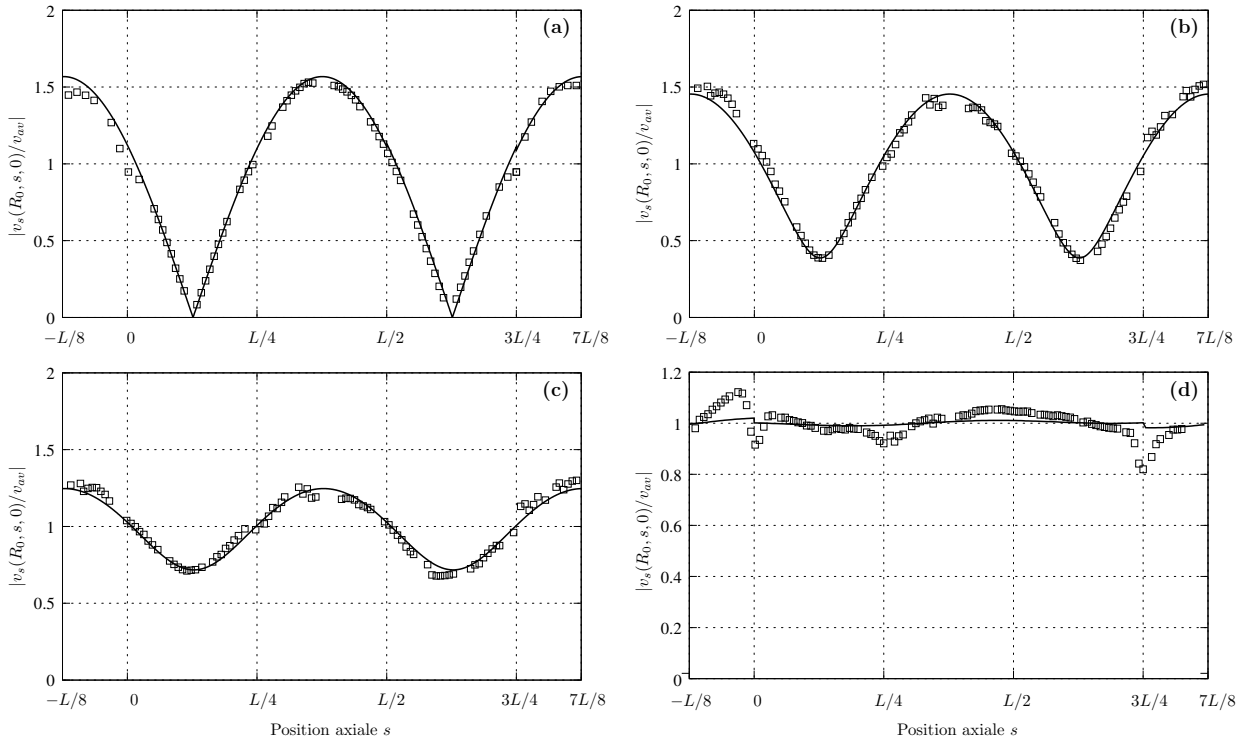


FIG. 2.10 – Distributions normalisées de l'amplitude de la composante axiale  $|v_s(r_0, s, 0)/v_{av}|$  de la vitesse particulière acoustique, où  $v_{av} = (1/L) \int_0^L v_s(R_0, s, 0) ds$  est l'amplitude moyenne de la vitesse acoustique de long de la coordonnée  $s$  : les carrés correspondent aux résultats expérimentaux et les lignes continues aux résultats théoriques. (a)  $\varphi = 0$ ; (b)  $\varphi = -\pi/6$ ; (c)  $\varphi = -\pi/3$ ; (d)  $\varphi = -\pi/2$ .

### 2.6.2 Profil transverse de la vitesse particulière acoustique

La distribution spatiale de la vitesse particulière acoustique  $v_s(r, S_0, 0)$  mesurée en fonction de la coordonnée  $r$  à la position  $z = 0$  et  $s = S_0 = 0.72 \text{ m} \approx 3L/8$  est représentée pour différentes amplitudes de la pression acoustique sur la figure 2.11.(a). Le volume de mesure se situe ici à proximité d'un microphone de mesure de sorte que l'amplitude de pression acoustique associée est également mesurée. Le déphasage entre les déplacements des membranes des deux

haut-parleurs est fixé ici à  $\varphi = -\pi/2$ . L'onde acoustique entretenue dans le guide d'onde est alors une onde acoustique à caractère progressif.

La vitesse particulière acoustique n'est pas uniforme suivant  $r$ . Il est possible de montrer que cette non uniformité est due à la courbure du guide d'onde. En effet, une estimation de la vitesse particulière acoustique peut être obtenue en faisant l'hypothèse que, dans le résonateur annulaire de la figure 1.1.(a), l'onde de pression acoustique est une onde plane progressive se propageant sans dissipation suivant les  $s$  décroissants ( $\tilde{p}(r, s, z) = \tilde{p}(s) = \tilde{p}(S_0)e^{-ik_0(s-S_0)}$ ). En utilisant l'équation d'Euler dans le système de coordonnées  $(r, s, z)$  de la figure 1.1.(a), la composante axiale de la vitesse particulière acoustique s'écrit

$$\tilde{v}_s(r, S_0, 0) = \frac{i}{\rho_0 \omega r} \frac{\partial \tilde{p}(S_0)}{\partial s}. \quad (2.8)$$

Cette relation permet de déterminer la distribution transverse de la vitesse particulière acoustique sous réserve que l'amplitude de la pression acoustique  $\tilde{p}(S_0)$  soit connue. La distribution transverse théorique (Eq. (2.8)) de l'amplitude de la vitesse particulière acoustique  $v_s(r, S_0, 0)$  est représentée en fonction de la coordonnée  $r$  sur la figure 2.11.(a) pour les différentes amplitudes de pression correspondant aux amplitudes de pression expérimentales. Il apparaît que les résultats théoriques sont en bon accord avec les résultats de mesure.

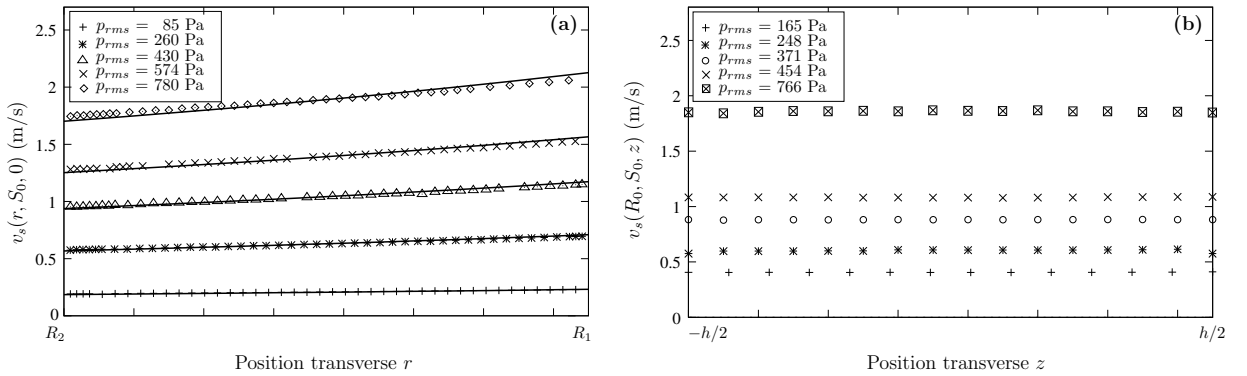


FIG. 2.11 – Distributions spatiales théoriques (lignes continues) et expérimentales de l'amplitude de la composante axiale de la vitesse particulière acoustique à la position  $S_0 = 0.72$  m  $\approx 3L/8$  pour différentes valeurs d'amplitudes de pression acoustique et pour un déphasage  $\varphi = -\pi/2$  : (a) en fonction de la coordonnée  $r$ ,  $v_s(r, S_0, 0)$  et (b) en fonction de la coordonnée  $z$ ,  $v_s(R_0, S_0, z)$ .

La figure 2.11.(b) présente la distribution transverse de la vitesse particulière acoustique mesurée en fonction de la coordonnée  $z$  à la position  $s = S_0$  et  $r = R_0$  pour un déphasage  $\varphi$  entre les déplacements des membranes des deux haut-parleurs fixé à  $-\pi/2$  et pour plusieurs valeurs d'amplitude de pression acoustique. Les vitesses particulières acoustiques sont ici uniformes suivant la coordonnée  $z$  : la courbure du résonateur n'a aucun impact sur la distribution de la vitesse particulière acoustique axiale suivant  $z$ .

Notons qu'au regard des distributions spatiales représentées sur les figures 2.11.(a) et (b), il peut sembler que la vitesse particulière acoustique ne s'annule pas sur les parois du résonateur, aux positions  $r = R_1$  et  $r = R_2$  (Fig. 2.11.(a)) ou aux positions  $z = -h/2$  et  $z = h/2$  (Fig. 2.11.(b)). En effet les mesures par VLD ne peuvent pas être réalisées près des parois du guide d'onde, car il est délicat de positionner le volume de mesure dans les couches limites en raison de la courbure du résonateur. Des mesures à proximité des parois montreraient l'annulation de la vitesse particulière sur ces parois.

## 2.7 Mesure des vitesses d'écoulements redressés par VLD

### 2.7.1 Profil longitudinal de la vitesse de l'écoulement redressé

Les distributions spatiales de la vitesse de l'écoulement redressé  $v_{sm}(R_0, s, 0)$  le long de la coordonnée  $s$  sont respectivement représentées aux figures 2.12.(b) et (d) pour des déphasages  $\varphi$  entre les déplacements des membranes des deux sources acoustiques de  $-\pi/2$  et de 0. Ces deux figures sont accompagnées, afin de donner une vision globale des champs de vitesses établis dans le guide d'onde, par les figures 2.12.(a) et (c) qui représentent respectivement les distributions spatiales des champs de vitesses particulières acoustiques correspondants pour  $\varphi = -\pi/2$  et  $\varphi = 0$ .

Il apparaît que, quel que soit le déphasage entre les déplacements des membranes des deux haut-parleurs, les amplitudes des vitesses d'écoulement redressé présentent de grandes variations autour de la position des sources acoustiques, en  $s = 0$  et en  $s = 3L/4$ . Ces perturbations sont probablement dues aux singularités géométriques situées entre les haut-parleurs et le guide d'onde, singularités pouvant entraîner la création de tourbillons à l'entrée du résonateur. Certains auteurs, comme Thompson *et al.* [69] ou Moreau *et al.* [41], ont observé des phénomènes similaires et ont pris soin de faire en sorte que ces effets ne perturbent pas leurs mesures. Thompson *et al.* réalisent leurs mesures à une distance d'approximativement un mètre de la source acoustique. De leur côté, Moreau *et al.* utilisent un guide d'onde lié aux sources acoustiques par l'intermédiaire de tubes convergents permettant d'adapter le diamètre des sources à celui du résonateur, et ainsi de limiter l'effet des discontinuités sur l'écoulement redressé. Malgré ces précautions, Moreau *et al.* mentionnent l'apparition de perturbations importantes de la vitesse de l'écoulement redressé jusqu'à 0.34 m des sources acoustiques. Dans le système étudié ici, pour les positions situées à une distance supérieure à 0.4 m des sources acoustiques (c'est-à-dire pour des positions comprises entre  $s \approx L/8$  et  $s \approx 5L/8$ ), nous considérons que l'influence de la présence des sources est négligeable et que l'écoulement mesuré correspond à l'écoulement redressé lui-même, c'est-à-

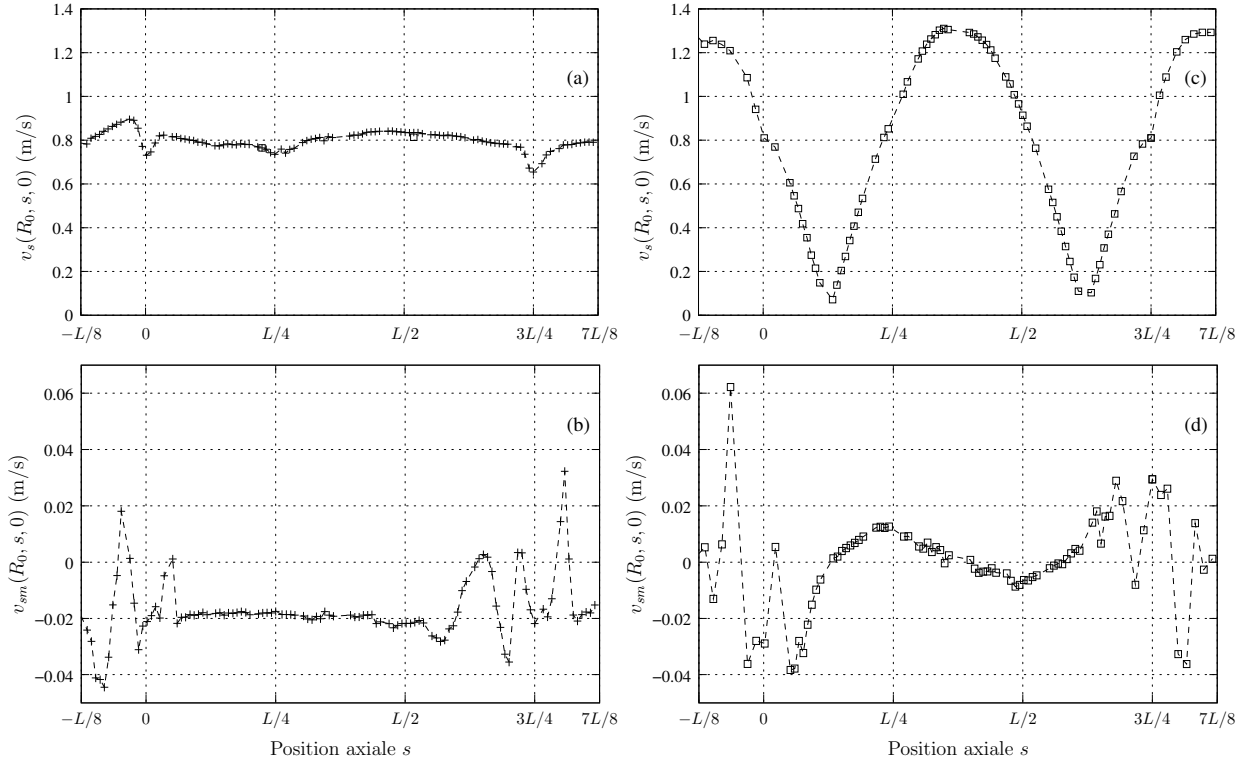


FIG. 2.12 – Distributions spatiales des champs de vitesses mesurés par VLD dans le résonateur annulaire en fonction de la position axiale  $s$  pour une amplitude efficace de pression acoustique  $p_{rms} = 430$  Pa : (a) et (b) sont respectivement les amplitudes des composantes axiales de la vitesse acoustique  $v_s(R_0, s, 0)$  et de la vitesse de l'écoulement redressé  $v_{sm}(R_0, s, 0)$  pour un déphasage entre les deux sources  $\varphi = -\pi/2$  et (c) et (d) sont respectivement les amplitudes des composantes axiales de la vitesse acoustique  $v_s(R_0, s, 0)$  et de la vitesse de l'écoulement redressé  $v_{sm}(R_0, s, 0)$  pour un déphasage entre les deux sources  $\varphi = 0$ .

dire l'écoulement résultant des effets non linéaires acoustiques dans les couches limites thermique et visqueuse.

Dans le domaine défini par  $s \in [L/8, 5L/8]$ , et pour le cas où une onde progressive est générée dans le guide d'onde (Fig. 2.12.(b)), l'amplitude de la composante axiale de la vitesse de l'écoulement redressé  $v_{sm}(R_0, s, 0)$  est quasi constante et d'un ordre de grandeur inférieure à l'amplitude de la vitesse particulière acoustique (Fig. 2.12.(a)). Le signe négatif de l'amplitude de cette vitesse d'écoulement redressé est en accord avec les résultats théoriques présentés au paragraphe 1.4 : dans les conditions expérimentales présentes, pour lesquelles  $\delta_\nu/(2a) \approx 2.32 \cdot 10^{-3} \ll 1$ , l'écoulement redressé est dirigé dans la direction opposée à la direction de propagation de l'onde acoustique progressive.

Dans le cas où une onde stationnaire est générée dans le guide d'onde (Fig. 2.12.(d)), l'observation simultanée des distributions spatiales de vitesse particulière acoustique et de vitesse

d'écoulement redressé montre que les résultats sont en accord avec les observations classiques des écoulements redressés dans les résonateurs à ondes stationnaires [50, 41]. Il existe effectivement dans ce cas des variations spatiales périodiques de l'amplitude de la vitesse de l'écoulement redressé, amplitude qui s'annule aux positions des nœuds et des ventres de vitesse acoustique. De plus, cet écoulement redressé est dirigé vers les ventres de vitesse particulière acoustique, conformément aux observations classiques des écoulements redressés dans les résonateurs à ondes stationnaires.

Notons que des mesures ont également été réalisées antérieurement sur un système différent de celui considéré pour cette étude. La différence par rapport au système actuel résidait dans le diamètre du trou assurant la liaison entre les sources et le guide d'onde. En effet, lors de la conception initiale du dispositif expérimental, cette connexion était assurée par un trou de 2 mm de diamètre de manière à limiter les phénomènes de couplage entre le guide d'onde et les sources acoustiques. Dans cette configuration initiale, la création de tourbillons due à la formation de jets à l'entrée du résonateur était telle que la distribution de la vitesse de l'écoulement moyen présentait des variations importantes, non plus de manière localisée autour de la position des haut-parleurs, mais sur toute la longueur du guide d'onde. C'est précisément en raison de ces observations que le trou de connexion entre le guide et les sources acoustiques a été par la suite élargi jusqu'à un diamètre de 75 mm.

### 2.7.2 Profil transverse de la vitesse de l'écoulement redressé

La distribution spatiale de la vitesse  $v_{sm}$  de l'écoulement redressé est représentée en fonction de la coordonnée  $r$  sur la figure 2.13.(a) et en fonction de la coordonnée  $z$  sur la figure 2.13.(b) dans le cas où la distribution spatiale de la vitesse particulière acoustique dans le guide d'onde est celle d'une onde progressive ( $\varphi = -\pi/2$ ). Les mesures sont réalisées à la position  $S_0 = 0.72 \text{ m} \approx 3L/8$  correspondant à une distance des sources telle que la vitesse de l'écoulement est stabilisée (§ 2.7.1). Ces mesures sont réalisées pour différentes valeurs d'amplitude de la vitesse particulière acoustique.

La figure 2.13.(a) montre que lorsque l'amplitude moyenne  $U$  (suivant la coordonnée  $r$ ) de la vitesse particulière acoustique est faible, la distribution de la vitesse de l'écoulement redressé est symétrique par rapport à l'axe du guide. En revanche, le maximum d'amplitude de vitesse se déplace vers la paroi extérieure du guide (vers  $r = R_2$ ) quand la vitesse particulière acoustique est de l'ordre du mètre par seconde ou supérieure. Ce comportement peut être attribué en partie aux effets d'inertie du fluide qui conduisent à une distorsion des profils de la vitesse des écoulements redressés. Pour évaluer l'influence de l'inertie du fluide, le nombre de Reynolds

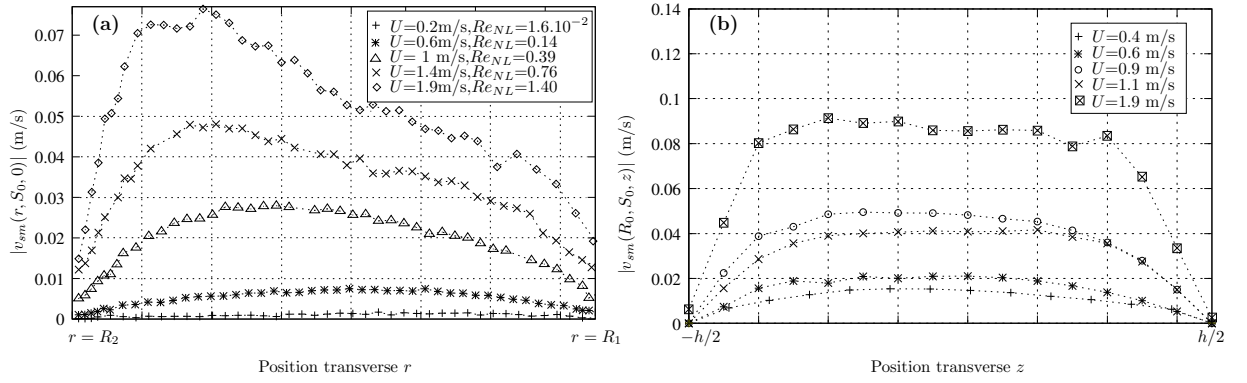


FIG. 2.13 – Distribution spatiale de la valeur absolue de l'amplitude de la composante axiale de la vitesse de l'écoulement redressé  $v_{sm}$  mesurée par VLD à la position  $S_0 = 0.72$  m  $\approx 3L/8$  pour un déphasage  $\varphi = -\pi/2$  et pour différentes valeurs de l'amplitude moyenne  $U = \langle v_s \rangle_r(S_0, 0)$  de la vitesse particulière acoustique  $v_s(r, S_0, 0)$  : (a) suivant la coordonnée  $r$ ,  $|v_{sm}(r, S_0, 0)|$  et (b) suivant la coordonnée  $z$ ,  $|v_{sm}(R_0, S_0, z)|$ .

acoustique  $Re_{NL}$ , défini par

$$Re_{NL} = \left(\frac{U}{c_0}\right)^2 \left(\frac{a}{2\delta_\nu}\right)^2 \quad (2.9)$$

est introduit par Menguy *et al.* [39]. Ce nombre adimensionné<sup>6</sup> permet de définir une limite entre les écoulements redressés lents (“slow streaming”) et rapides (“fast streaming”). Lorsque ce nombre est très petit devant l’unité,  $Re_{NL} \ll 1$ , l’écoulement correspondant est dit “écoulement lent”. Cet écoulement est caractérisé par une amplitude de vitesse assez faible pour ne pas perturber les variables oscillantes de premier ordre. Dans le cas contraire, lorsque ce nombre de Reynolds est supérieur ou égal à l’unité,  $Re_{NL} \geq 1$ , l’écoulement est dit “écoulement rapide” (ou écoulement non linéaire) et des effets non linéaires de l’inertie du fluide apparaissent et se manifestent par la déformation des profils de vitesses de l’écoulement redressé. En effet, les travaux de Menguy *et al.* [39] ont montré, dans le cadre d’une étude numérique de l’écoulement redressé associé à une onde stationnaire de fort niveau<sup>7</sup>, que la distribution spatiale des écoulements de Rayleigh est symétrique lorsque l’écoulement redressé est lent, et présente une asymétrie de plus en plus marquée à mesure que le nombre de Reynolds acoustique augmente,

<sup>6</sup>Cette définition du nombre de Reynolds acoustique défini par Menguy *et al.* est valable pour des fréquences acoustiques dans le domaine de l’audible, lorsque le rayon du guide d’onde considéré est de l’ordre du centimètre et pour des niveaux d’amplitude de pression acoustique inférieurs à 160 dB. Ce nombre traduit le rapport des effets d’inertie du fluide et des effets de la viscosité du fluide. Ainsi lorsque ce nombre est supérieur à 1, les effets d’inertie sont plus importants que les effets de la viscosité, et inversement.

<sup>7</sup>Menguy *et al.* prennent en compte les termes d’accélération convective et la présence d’harmoniques supérieures dans le signal acoustique.

ou plus précisément lorsque l'écoulement redressé devient rapide et que les effets non linéaires de l'inertie du fluide ne sont plus négligeables.

Dans les résultats expérimentaux présentés en figure 2.13.(a), le paramètre  $Re_{NL}$  varie de  $1.6 \cdot 10^{-2}$  à 1.4 ce qui implique que les effets d'inertie du fluide peuvent être en partie responsables du profil asymétrique de la vitesse de l'écoulement redressé sur une section du résonateur. Cependant, la distribution transverse de l'écoulement redressé devient asymétrique dès que l'amplitude moyenne  $U$  de la vitesse acoustique excède 1 m/s, ce qui correspond à une valeur de  $Re_{NL} = 0.4$ , en deçà de la limite définie par Menguy *et al.*. Une raison supplémentaire qui pourrait expliquer l'origine de ce phénomène d'asymétrie est que la courbure du résonateur, qui influence la distribution spatiale de la vitesse particulaire acoustique suivant  $r$ , a également une influence sur la distribution spatiale transverse de la vitesse de l'écoulement redressé. Ainsi, les effets combinés de ces deux phénomènes participeraient à l'établissement des profils de vitesses d'écoulements redressés observés ici. Ces hypothèses restent néanmoins à vérifier.

La distribution de la vitesse de l'écoulement redressé suivant la coordonnée  $z$  présentée sur la figure 2.13.(b) est quant à elle symétrique par rapport à l'axe du guide d'onde, quelle que soit la valeur de l'amplitude moyenne  $U$  de la vitesse particulaire acoustique, et présente un profil parabolique. La courbure du guide d'onde et les effets d'inertie du fluide n'ont donc vraisemblablement aucun impact visible sur la distribution de la vitesse de l'écoulement redressé suivant  $z$ .

S'il s'avère logique que la courbure du guide d'onde n'a pas d'influence sur le profil de la vitesse de l'écoulement redressé suivant  $z$ , il est en revanche notable que les effets d'inertie du fluide n'ont pas non plus d'impact visible sur cette même vitesse (alors qu'ils en auraient sur le profil de vitesse d'écoulement suivant  $r$ ). Cette observation laisse à penser que la distortion du profil de vitesse d'écoulement redressé suivant  $r$  est plus particulièrement due à la courbure du guide d'onde.

### 2.7.3 Vitesse de l'écoulement redressé en fonction de l'amplitude de pression acoustique

Afin de confronter les résultats expérimentaux à ceux issus du modèle analytique présenté au paragraphe 1.4, les moyennes linéiques  $\langle v_{sm} \rangle_r$  et  $\langle v_{sm} \rangle_z$ , respectivement suivant les coordonnées  $r$  et  $z$ , des valeurs absolues  $|v_{sm}(r, S_0, 0)|$  et  $|v_{sm}(R_0, S_0, z)|$  des amplitudes de la vitesse de l'écoulement redressé à la position  $S_0 = 0.72 \text{ m} \approx 3L/8$  sont représentées en fonction de  $p_{rms}^2$  sur la figure 2.14,  $p_{rms}$  étant l'amplitude efficace de la pression acoustique mesurée à la position  $s = 0.75 \text{ m}$ . Les lignes tiretées et pointillées correspondent respectivement aux régressions linéaires  $\langle v_{sm\_fit} \rangle_{r,z} = \alpha_{r,z} p_{rms}^2$  des moyennes linéiques  $\langle v_{sm} \rangle_{r,z}$ . Les coefficients de corrélation

linéaire

$$R_{r,z} = \frac{\sigma_{xy_{r,z}}}{\sigma_{x_{r,z}}\sigma_{y_{r,z}}} \quad (2.10)$$

entre  $p_{rms}^2$  et  $\langle v_{sm} \rangle_{r,z}$ , où  $\sigma_{xy_{r,z}}$  désigne la covariance empirique des  $(p_{rms}^2, \langle v_{sm} \rangle_{r,z})$  et où  $\sigma_{x_{r,z}}$  et  $\sigma_{y_{r,z}}$  sont respectivement les variances empiriques des  $p_{rms}^2$  et des  $\langle v_{sm} \rangle_{r,z}$ , valent respectivement  $R_r=0.99$  et  $R_z=0.91$ . Ces valeurs traduisent une bonne corrélation entre les moyennes linéiques et les régressions linéaires.

Les résultats présentés sur la figure 2.14 permettent de confirmer que la vitesse de l'écoulement redressé est bien proportionnelle à l'intensité acoustique. Les constantes  $\alpha_{r,z}$  associées aux régressions linéaires des résultats expérimentaux dans les deux directions transverses valent respectivement  $\alpha_r \approx -1,66 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-1}.\text{Pa}^{-2}$  et  $\alpha_z \approx -1,42 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-1}.\text{Pa}^{-2}$ . Sur cette même figure 2.14 est reportée la courbe théorique issue de l'équation (1.62), représentant la moyenne sur une section du guide d'onde de la vitesse de l'écoulement redressé en fonction du carré de la pression acoustique efficace. Il importe de rappeler que les résultats expérimentaux ne sont pas directement comparables à ceux issus du modèle car, d'une part les mesures ne donnent pas accès à la moyenne sur une section du guide d'onde de l'écoulement redressé mais aux moyennes linéiques suivant les coordonnées  $r$  et  $z$ , et d'autre part le modèle ne prend pas en compte la courbure du résonateur et considère un guide à section circulaire. Il est toutefois remarquable de constater que les valeurs obtenues pour les constantes  $\alpha_r$  et  $\alpha_z$  sont proches de la valeur  $\alpha = -1.8 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-1}.\text{Pa}^{-2}$  prévue par le modèle.

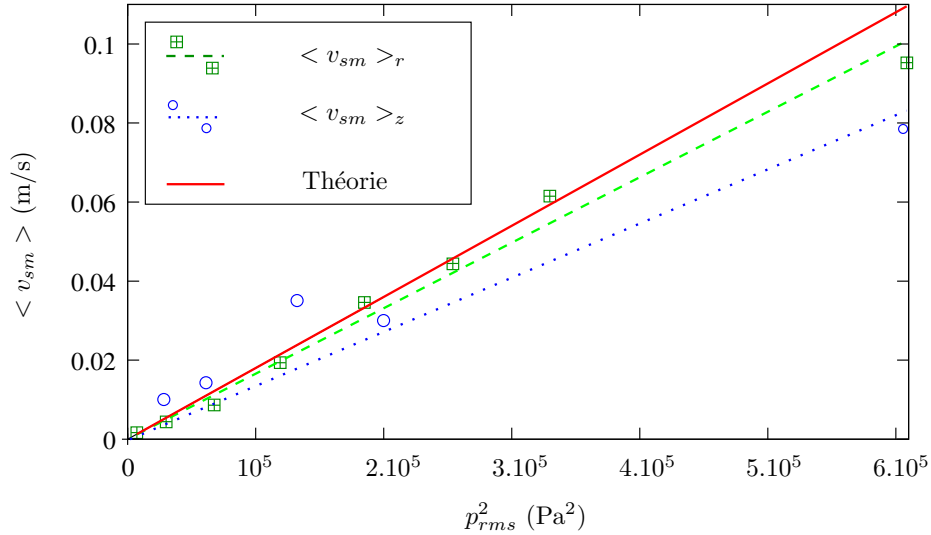


FIG. 2.14 – Moyennes linéiques  $\langle v_{sm} \rangle_{r,z}$  suivant les coordonnées  $r$  et  $z$  des valeurs absolues des amplitudes des composantes axiales  $|v_{sm}(r, S_0, 0)|$  et  $|v_{sm}(R_0, S_0, z)|$  de la vitesse de l'écoulement redressé, à la position  $s = S_0 = 0.72 \text{ m} \approx 3L/8$ , en fonction de l'amplitude efficace de la pression acoustique au carré  $p_{rms}^2$ .



## 2.8 Conclusions & perspectives

Le prototype expérimental de résonateur annulaire développé dans le cadre de ce travail est présenté dans ce chapitre 2 (§ 2.2). Deux sources acoustiques placées en paroi du guide d'onde annulaire permettent d'y entretenir une onde acoustique contrôlable par le simple ajustement de la phase entre les déplacements des membranes des deux haut-parleurs. Il est alors possible d'établir dans le guide d'onde un champ stationnaire, progressif ou tout autre champ intermédiaire.

La technique de mesure par Vélocimétrie Laser Doppler présentée au paragraphe 2.3 est utilisée pour mesurer les champs de vitesses dans le dispositif expérimental. Cette technique permet de mesurer simultanément la vitesse particulière acoustique et la vitesse de l'écoulement redressé en tout point du résonateur.

Il est montré que la mesure des champs de vitesses par Vélocimétrie Laser Doppler est une procédure délicate : le type d'ensemencement et le matériel utilisé conditionnent en effet la validité des résultats de mesure obtenus. Les résultats présentés au paragraphe 2.5 permettent de plus de mettre en évidence un phénomène de stabilisation lente de la vitesse de l'écoulement redressé. Ce temps de stabilisation est principalement lié au temps d'établissement d'une distribution hétérogène de la température dans le guide d'onde [70].

Les résultats de mesures par Vélocimétrie Laser Doppler des champs de vitesses établis dans le résonateur acoustique annulaire à deux sources sont ensuite présentés.

Il est montré au paragraphe 2.6 que les résultats théoriques et expérimentaux concernant les distributions spatiales du champ acoustique le long du guide d'onde sont en bon accord. Un champ acoustique à caractère stationnaire, progressif ou tout autre champ intermédiaire peut être établi dans le résonateur grâce au contrôle en phase des déplacements des membranes des deux haut-parleurs. Les résultats de mesure de la distribution transverse de la vitesse particulière acoustique sont également présentés et montrent que la courbure du résonateur entraîne une dissymétrie du profil de vitesse acoustique suivant la coordonnée  $r$ .

Les résultats de mesure de la vitesse des écoulements redressés sont quant à eux reportés au paragraphe 2.7. Lorsqu'une onde acoustique stationnaire est établie dans le guide d'onde, la vitesse de l'écoulement redressé mesurée est conforme aux résultats obtenus dans des résonateurs droits à ondes stationnaires [50, 41]. Lorsque la distribution du champ acoustique établi dans le guide d'onde est celle d'une onde à caractère progressif, il apparaît, conformément aux prévisions théoriques du § 1.4, que l'amplitude de la vitesse de l'écoulement est quasi constante sur la longueur du résonateur et que son signe négatif correspond à une direction d'écoulement opposée à la direction de propagation de l'onde acoustique. Même si les résultats de mesures permettent de déterminer clairement la vitesse de l'écoulement redressé sur toute une partie du guide d'onde,

il reste que la présence des singularités géométriques localisées au niveau de la liaison entre les sources et le résonateur perturbe localement fortement l'écoulement. Notons que ces singularités géométriques ont un impact important sur la distribution spatiale de l'écoulement moyen mesuré, mais n'ont pas d'effets significatifs, dans le cadre de cette étude (i.e pour des vitesses acoustiques allant de 0.2 à 1.9 m/s), sur la distribution du champ acoustique.

La mesure de la vitesse de l'écoulement redressé sur une section du guide d'onde montre que son profil présente une asymétrie de plus en plus marquée à mesure que l'amplitude de la vitesse particulière acoustique augmente. Cette déformation du profil de l'écoulement redressé peut être causée par l'augmentation des effets d'inertie du fluide à mesure que l'amplitude de la vitesse acoustique augmente, mais aussi, plus particulièrement, par le fait que le profil de la vitesse particulière acoustique présente également une dissymétrie due à la courbure du résonateur. Quoi qu'il en soit, il est montré expérimentalement que la vitesse de l'écoulement redressé dépend de manière quadratique de la pression acoustique et ce résultat est en bon accord avec les prévisions théoriques du paragraphe 1.4

Notons qu'une campagne de mesures a été réalisée au Laboratoire d'Études Aérodynamiques (LEA, UMR CNRS 6609) de Poitiers au cours de cette thèse dans le but de valider, avec un autre système de mesure et un traitement des données différent, les résultats présentés dans ce chapitre. Les résultats principaux issus de cette collaboration concordent avec les résultats présentés dans ce chapitre et sont regroupés en annexe A.

D'autres campagnes de mesures seraient intéressantes à mener sur le dispositif expérimental existant. Ces études complémentaires concernent entre autre l'ajout d'un empilement de plaques ("stack") ou d'une pompe à jet dans le résonateur, de façon à caractériser les effets de ces éléments sur les écoulements redressés.

L'ajout d'un empilement de plaques dans le guide d'onde et l'étude des écoulements redressés résultants est d'un intérêt particulièrement important en thermoacoustique : dans une machine thermoacoustique, l'empilement de plaques a pour fonction d'augmenter les effets de couches limites pour maximiser le processus thermoacoustique, mais par voie de conséquence cette augmentation du "volume" de couches limites doit également se traduire par une modification significative de l'écoulement redressé qui se développe lui aussi dans les couches limites viscothermiques. Il est donc important de connaître la contribution de l'empilement de plaques à la génération des écoulements redressés dans les machines thermoacoustiques car ces écoulements jouent un rôle crucial dans leur fonctionnement.

Une tentative pour mener à bien ces mesures a été initiée, en introduisant dans le guide d'onde un stack en céramique de cordiérite constitué d'un ensemble de pores carrés d'arête 0.7 mm

(stack similaire à celui présenté sur la photographie de la Fig. 3.7) et d'une longueur de 0.15 m. Malheureusement, ces mesures se sont révélées inopérantes car trop peu de traceurs étaient présents dans le guide d'onde après ensemencement et attente de stabilisation de l'écoulement : il semble qu'une part importante des traceurs se soit agglomérée dans l'empilement de plaques. Faut de temps, et faute de pistes visant à améliorer le protocole expérimental en présence d'un empilement, ces mesures ont été abandonnées. Notons cependant que ce type de mesure a été mis en œuvre avec succès et récemment publié par Moreau *et al.* [41] dans le cas d'un résonateur droit à onde stationnaire. Les résultats présentés par Moreau *et al.* montrent que le stack influence localement en son voisinage l'écoulement redressé, et que son influence se traduit par l'apparition de nouvelles cellules de recirculation. En revanche, loin de l'empilement de plaques, le profil de l'écoulement redressé observé reste proche de celui prévu par la théorie en l'absence de stack : il semble donc que le stack constitue avant tout un obstacle à l'écoulement redressé et n'influence cet écoulement que de façon locale, sans pour autant constituer une source de cet écoulement dans l'ensemble du résonateur. Il serait donc intéressant de réussir à mettre en œuvre ces mesures en présence d'un empilement de plaques dans le cas d'un résonateur annulaire à ondes progressives afin d'apporter des données expérimentales complémentaires de celles publiées par Moreau *et al.*

L'ajout d'une pompe à jet dans le résonateur annulaire et la mesure par VLD de l'écoulement redressé résultant constitue également une perspective intéressante à ces travaux. Le schéma de principe d'une pompe à jet est illustré sur la figure 2.15. La caractéristique principale de cette pièce réside dans la dissymétrie de sa géométrie : lorsque la pompe à jet est placée dans le guide d'onde, siège d'une onde acoustique de fort niveau, la dissymétrie de cette pièce provoque une dissymétrie des pertes de charges singulières de part et d'autre de la pompe à jet, ce qui provoque une différence de pression moyenne et par suite un écoulement moyen. Ces pompes à jet sont utilisées dans les générateurs d'ondes thermoacoustiques [66, 6] : elles sont dimensionnées et placées de sorte que l'écoulement moyen qu'elles provoquent vienne contrecarrer les autres sources d'écoulement moyen (vent acoustique). Le fonctionnement précis de cet élément est cependant mal compris et son dimensionnement résulte avant tout d'une démarche empirique. La caractérisation expérimentale par VLD des effets d'une pompe à jet placée dans un guide d'onde annulaire à ondes progressives sur l'écoulement moyen pourrait donc apporter des informations susceptibles de contribuer à une meilleure compréhension du fonctionnement de cet élément, et d'en définir les règles de dimensionnement.

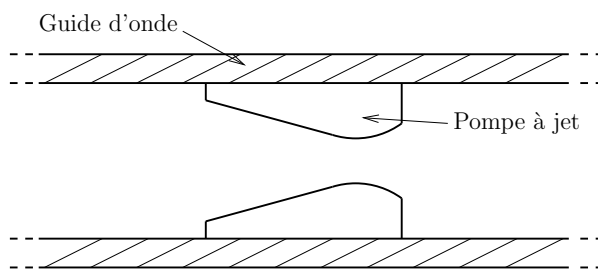


FIG. 2.15 – Représentation schématique d'une pompe à jet.

Notons enfin qu'une amélioration du dispositif expérimental existant concernant les sources acoustiques pourrait être envisagée. Cette amélioration concernerait notamment la minimisation des effets de singularité géométrique venant perturber l'écoulement moyen à proximité des sources. Un moyen de minimiser ces effets pourrait consister en la mise au point d'une source acoustique dont la membrane vibrante affleurerait directement la paroi interne du guide d'onde, à l'image d'un piston oscillant, comme illustré sur la figure 2.16.

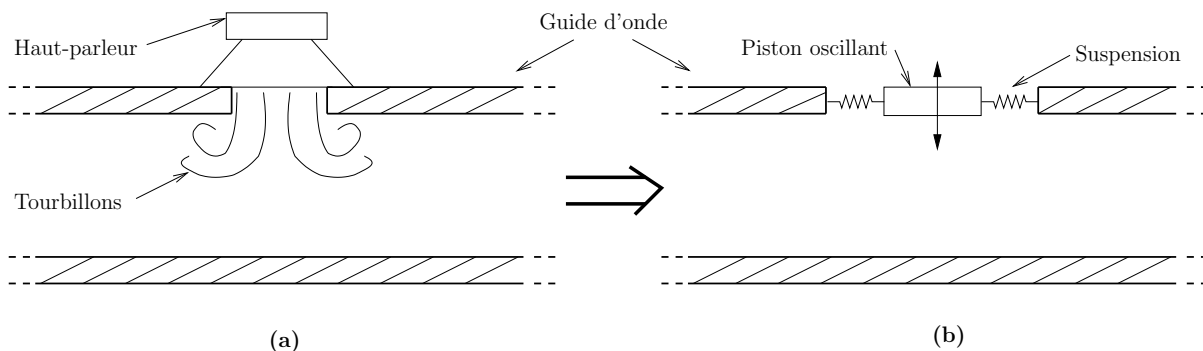


FIG. 2.16 – Représentation schématique (a) du couplage actuel entre les sources acoustiques et le guide d'onde et (b) d'une amélioration envisageable concernant les sources acoustiques, amélioration qui permettrait de diminuer les effets des singularités géométriques.

Par ailleurs, un affinement du choix des paramètres électromécaniques des sources pourrait permettre d'ajuster le couplage entre ces sources et le guide d'onde de sorte qu'à la fréquence de travail ( $f = c_0/L$ ), les amplitudes de pression maximales admissibles (avant distorsion par la source) soient plus élevées, ce qui permettrait par suite d'opérer aux mesures du vent acoustique sur une plus large dynamique.



## Deuxième partie

# Étude d'un système de contrôle actif de l'amplification thermoacoustique en générateur d'ondes thermoacoustique annulaire



## Chapitre 3

# Prototype expérimental et méthode de caractérisation du champ acoustique

### 3.1 Introduction

Les machines thermoacoustiques, comme toutes les machines thermiques cycliques, peuvent fonctionner selon deux modes : le mode “pompe à chaleur” (ou “réfrigérateur”), qui nécessite un apport d’énergie sous forme de travail (acoustique), et qui permet d’assurer un transport de chaleur d’une source froide vers une source chaude ; et le mode “moteur”, pour lequel un apport de chaleur depuis une source chaude permet de convertir une partie de cette chaleur en travail (acoustique). Dans le cadre de ce chapitre c’est le processus “moteur” qui est étudié.

Dans sa version la plus simple, un moteur thermoacoustique est composé d’un guide d’onde à l’intérieur duquel est placé un empilement de plaques (ou tout autre poreux équivalent) dont les extrémités sont munies d’échangeurs de chaleur. Une différence de température est maintenue entre ces deux échangeurs, qui se traduit par suite par un gradient de température le long de l’empilement de plaque. Au delà d’une certaine valeur seuil de ce gradient, une onde acoustique auto-entretenu est générée à une fréquence correspondant à une résonance du guide d’onde. Plus précisément, lorsque le gradient de température le long de l’empilement de plaques atteint le seuil de déclenchement dont la valeur dépend de la géométrie de la machine et des paramètres thermo-physiques du fluide, l’amplification résultante du processus thermoacoustique dans l’empilement compense les pertes viscothermiques dans l’ensemble du guide d’onde. Au delà de cette valeur seuil, il suffit d’une perturbation infinitésimale pour que



l'instabilité thermoacoustique apparaisse, se traduisant par la génération d'une onde acoustique auto-entretenu à la fréquence du mode acoustique le plus instable.

Il existe différents types d'architectures de moteurs thermoacoustiques. Très schématiquement, on peut classer ces architectures en deux catégories, suivant que les machines utilisent des ondes quasi stationnaires ou des ondes quasi progressives. Dans la première catégorie de machine, l'empilement de plaques — couramment désigné par l'anglicisme “stack” — est généralement inséré dans un résonateur droit (de type quart d'onde ou demi-onde) et cet empilement est dimensionné de sorte que la distance entre deux de ses plaques corresponde à quelques épaisseurs de couche limite thermique. Dans la seconde catégorie de machine, l'empilement de plaques est placé dans un résonateur en boucle, de manière à favoriser le développement d'une onde acoustique auto-entretenu à caractère progressif. Cette idée, avancée par Ceperley en 1979 [13], présente un intérêt de taille car la présence d'une composante progressive dans le champ acoustique permet que le cycle thermodynamique associée aux échanges fluide/paroi dans l'empilement de plaque s'apparente à un cycle de Stirling. Ce cycle permet d'atteindre en théorie le rendement idéal de Carnot, contrairement aux machines thermoacoustiques à ondes stationnaires intrinsèquement irréversibles [73]. Ceperley propose alors de remplacer l'empilement de plaques par un régénérateur<sup>1</sup> assurant une condition d'échange isotherme entre le fluide et les parois du régénérateur. Cependant, les tentatives de Ceperley pour faire fonctionner un dispositif expérimental se basant sur cette idée sont sans succès.

Le premier moteur thermoacoustique mettant en jeu un résonateur annulaire est réalisé en 1998 par Yazaki *et al.* [77] (et reproduit en 2000 au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine dans le cadre des travaux de Job [32]), mais utilise un empilement de plaques. Un an plus tard, Swift et Backhaus mettent au point une machine de forte puissance dont les propriétés de résonance résultent du couplage d'un guide droit et d'un guide annulaire dans lequel est placé un régénérateur [66]. Cette machine thermoacoustique de Stirling, représentée à la figure 3.1, présente d'excellentes performances<sup>2</sup> (700 W de puissance acoustique utile pour un rendement thermoacoustique de 30 %), attribuables à deux caractéristiques importantes : le remplacement de l'empilement de plaques par un régénérateur, et l'usage d'une boucle de guide qui permet d'assurer localement dans le régénérateur une forte impédance acoustique<sup>3</sup> combinée à une phase proche de zéro entre oscillations de pression et de vitesse acoustique.

---

<sup>1</sup>Le régénérateur est un matériau poreux semblable à celui utilisé classiquement dans les machines à ondes stationnaires, mais pour lequel les pores sont de faibles dimensions par rapport à l'épaisseur des couches limites thermiques.

<sup>2</sup>Contrairement à la machine de Yazaki *et al.* réalisée dans le cadre d'études académiques.

<sup>3</sup>L'usage du régénérateur entraîne d'importantes pertes d'énergie par dissipations visco-thermiques. Pour une même pression acoustique, la vitesse acoustique est donc réduite afin de limiter ces pertes d'énergie, et ainsi de ne pas nuire aux performances de la machine.

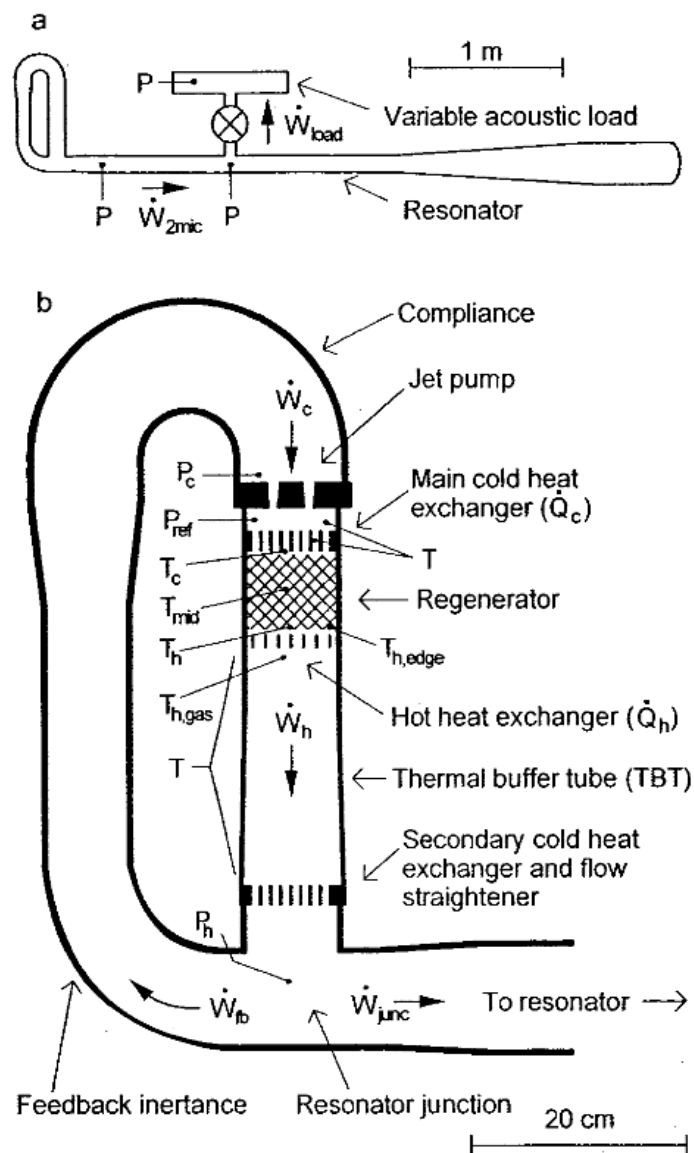


FIG. 3.1 – Représentation schématique du moteur thermoacoustique de Stirling développé par Swift et Backhaus, d'après [66].

Les conditions de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique dans ce genre de machine sont aujourd'hui comprises et maîtrisées [47]. Reste que les processus qui gouvernent la saturation du phénomène thermoacoustique (i.e la saturation de l'amplitude de pression de l'onde acoustique auto-entretenu), et donc le rendement de ces machines, sont encore difficiles à modéliser et à contrôler. Ces processus sont multiples et résultent de l'apparition d'effets non linéaires tels que la génération d'harmoniques supérieures, les effets de bords aux extrémités de l'empilement de plaques ou des échangeurs de chaleur, ou la génération d'un écoulement redressé venant modifier par convection forcée le champ de température dans l'empilement de plaques.

Les machines thermoacoustiques actuelles sont souvent optimisées dans le but de minimiser ces processus et d'augmenter par conséquent leur rendement. Des éléments passifs tels que les “jet pumps” [65, 66], les “flow straighteners” [66], ou autres “tapered tubes” [45] sont développés dans cette optique, mais il semble que très peu d'études ont été menées sur des systèmes actifs permettant l'augmentation du rendement des machines thermoacoustiques. Notons les travaux de Li *et al.* [35] qui concernent la mise en place d'un contrôle de la fréquence d'excitation dans un réfrigérateur thermoacoustique et les travaux de Gusev *et al.* qui proposent une méthode permettant d'améliorer le facteur de qualité d'un résonateur en éliminant de manière active les harmoniques supérieures [24].

Cette étude vise donc à proposer un système de contrôle à l'aide d'éléments actifs qui pourrait s'adjoindre aux éléments passifs cités ci-dessus, voire s'y substituer, de manière à augmenter le rendement des machines thermoacoustiques en agissant directement sur la distribution du champ acoustique dans le noyau thermoacoustique<sup>4</sup>.

Les chapitres 3 et 4 présentent l'étude d'un moteur thermoacoustique à géométrie annulaire dans lequel un système de contrôle du champ acoustique est mis en place. Ce contrôle est développé dans le but d'agir sur les auto-oscillations qui résultent du déclenchement de l'instabilité thermoacoustique. Dans ce type de machine, la distribution spatiale et l'amplitude du champ acoustique qui s'établit après la saturation de l'instabilité thermoacoustique sont liées pour partie à des mécanismes mettant en jeu une interaction entre le champ acoustique et le champ de température<sup>5</sup> (pompage de chaleur thermoacoustique depuis la source chaude vers la source froide, vent acoustique). La modification acoustiquement induite du champ de température influence le processus d'amplification thermoacoustique de façon complexe<sup>6</sup> car la modification de la forme du champ de température dans le noyau thermoacoustique induit en retour une modification du champ acoustique dans l'empilement de plaques et, par suite, une modification du processus d'amplification thermoacoustique [47, 48]. Il en résulte que la nature du champ acoustique dans cet élément principal ne correspond donc pas nécessairement à l'optimum de fonctionnement après déclenchement de l'instabilité. Les expériences préliminaires qui sont présentées dans ces deux chapitres visent à explorer une solution qui pourrait permettre de maîtriser, et par suite d'optimiser, le processus d'amplification thermoacoustique dans l'empilement (stack ou régénérateur) par un contrôle actif partiel du champ acoustique dans

---

<sup>4</sup>Rappelons que le noyau thermoacoustique est défini comme la région comprenant l'empilement de plaques et la partie du guide d'onde inhomogène en température.

<sup>5</sup>Les autres mécanismes responsables de la saturation sont des mécanismes classiques comme l'apparition de pertes de charges singulières, d'harmoniques de pression ou de turbulences.

<sup>6</sup>La complexité de ce couplage entre champ acoustique et champ de température explique en grande partie les difficultés actuelles à prévoir les performances d'un générateur thermoacoustique, aussi simple soit-il dans sa conception.

cet empilement. Le système de contrôle prend ici la forme de deux sources acoustiques qui, contrôlées en amplitude et en phase, permettent de modifier en temps réel la distribution spatiale du champ acoustique dans le guide d'onde, et plus particulièrement dans l'empilement de plaques.

La première partie de ce chapitre 3 présente les caractéristiques du prototype expérimental utilisé dans la suite et fin de ce document. Ce prototype est un résonateur annulaire adapté d'une machine thermoacoustique développé au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine [32] auquel est adjoint le système de contrôle actif composé de deux haut-parleurs pilotés en amplitude et en phase. La seconde partie expose la méthode adoptée ici pour caractériser expérimentalement le champ acoustique établi dans le guide d'onde.

## 3.2 Présentation du prototype expérimental

### 3.2.1 Résonateur, noyau thermoacoustique et échangeurs de chaleur

Les figures 3.2 et 3.3 présentent respectivement un schéma et une photographie du prototype expérimental étudié. L'ensemble forme un guide d'onde annulaire de longueur  $L = 2.24$  m et de section circulaire de rayon  $a = 2.65 \cdot 10^{-2}$  m contenant de l'air à la pression atmosphérique et à la température ambiante. Le guide d'onde est composé de quatre tronçons distincts. Les parties coudées, en Plexiglass<sup>TM</sup>, présentent une longueur déroulée de 0.56 m et un rayon de courbure 0.14 m. Les deux parties droites ont une longueur de 0.53 m. L'une d'elle est composée de Plexiglass<sup>TM</sup> et l'autre, qui constitue le noyau thermoacoustique, est en acier inoxydable. L'étanchéité entre ces quatre parties est assurée grâce à des joints toriques et de la graisse à vide. La fréquence du premier mode acoustique du guide d'onde est  $f = c_0/L \simeq 153.5$  Hz. A cette fréquence, la propagation acoustique dans le résonateur se fait en ondes planes (la première fréquence de coupure du guide vaut 3772 Hz).

L'origine des abscisses est prise à une extrémité du noyau thermoacoustique (extrémité droite sur la figure 3.2). Un empilement de plaques muni d'échangeurs de chaleur est positionné de manière à ce que son extrémité équipé de l'échangeur de chaleur froid corresponde à l'abscisse  $x = x_s = 1.68$  m. L'empilement présente une longueur  $H_s = 0.05$  m et est constitué de céramique de cordiérite, matériau traditionnellement utilisé dans les pots d'échappements catalytiques de véhicules. Cette céramique est caractérisée par une faible conductivité thermique ( $\lambda_s \simeq 2-3$  W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>), facilitant l'établissement d'un gradient de température élevé entre ses extrémités, et par une forte porosité ( $\phi_s = 0.81$ ) permettant de minimiser les phénomènes de réflexions à ses extrémités. Les pores de cet empilement de plaques présentent une section carrée de 0.9 mm de côté. L'épaisseur des plaques vaut 0.1 mm. La fréquence à laquelle l'instabilité thermoacoustique s'opère étant proche de celle du premier mode du guide d'onde, il convient, afin d'optimiser les

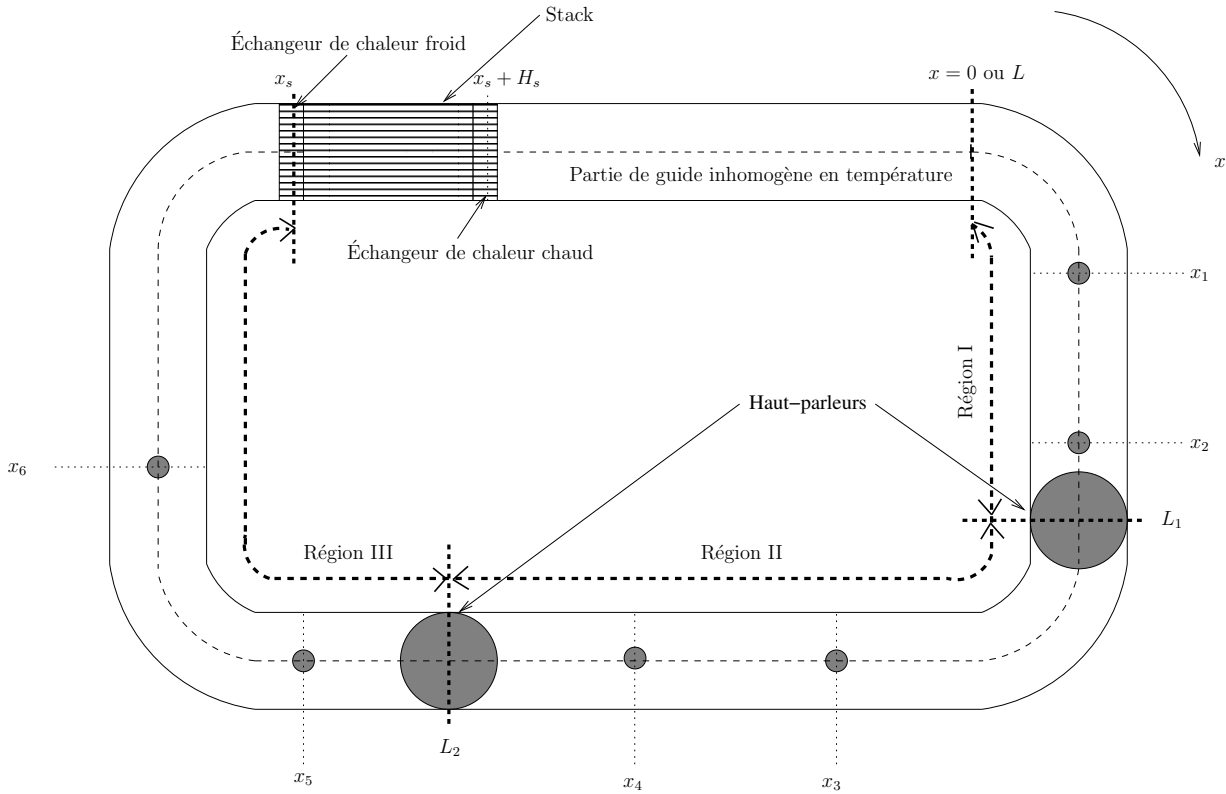


FIG. 3.2 – Représentation schématique du prototype expérimental. Le moteur thermoacoustique annulaire est équipé d'un système de contrôle du champ acoustique assuré par deux haut-parleurs situés aux points d'abscisses  $x = L_1 = 0.38$  m et  $x = L_2 = 0.94$  m. Six microphones électrostatiques permettent de mesurer l'amplitude  $p_{rms_i}$  et la phase  $\varphi_i$  de la pression acoustique  $\tilde{p}(x_i)$  (où  $i$  prend des valeurs de 1 à 6) aux points d'abscisses  $x_1 = 0.045$  m,  $x_2 = 0.234$  m,  $x_3 = 0.632$  m,  $x_4 = 0.814$  m,  $x_5 = 1.082$  m et  $x_6 = 1.336$  m. La longueur du guide d'onde est  $L = 2.24$  m.

processus de conversion d'énergie thermoacoustique, de choisir la longueur du résonateur de sorte que la distance entre deux parois de l'empilement de plaques soit approximativement égale, pour des pores de section carrée, à quatre fois l'épaisseur de la couche limite thermique  $\delta_\kappa = \sqrt{2\kappa/\omega}$  [46], soit  $\delta_\kappa = 2.12 \cdot 10^{-4}$  m à la fréquence  $f = 153.5$  Hz.

De part et d'autre de l'empilement de plaques sont disposés deux échangeurs de chaleur (Cf. Fig. 3.2). L'échangeur de chaleur froid, dont une photographie est présentée sur la figure 3.4, est une pièce creuse en cuivre (matériau choisi pour son importante conductivité thermique) dans laquelle circule en circuit fermé de l'eau à température ambiante permettant le transfert de chaleur vers le milieu extérieur. Le diamètre intérieur de cette pièce est ajusté au diamètre intérieur du guide d'onde. Une grille de cuivre en contact avec l'extrémité froide de l'empilement de plaques permet d'augmenter la surface d'échange avec la pièce en cuivre dans laquelle circule

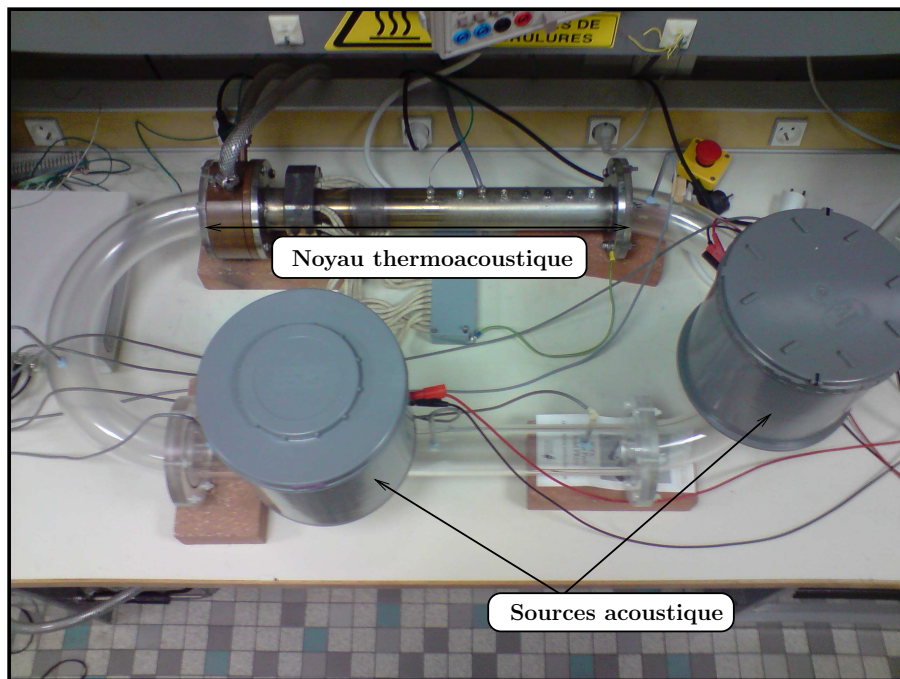


FIG. 3.3 – Photographie du prototype de générateur d'ondes thermoacoustique annulaire équipé de deux haut-parleurs.

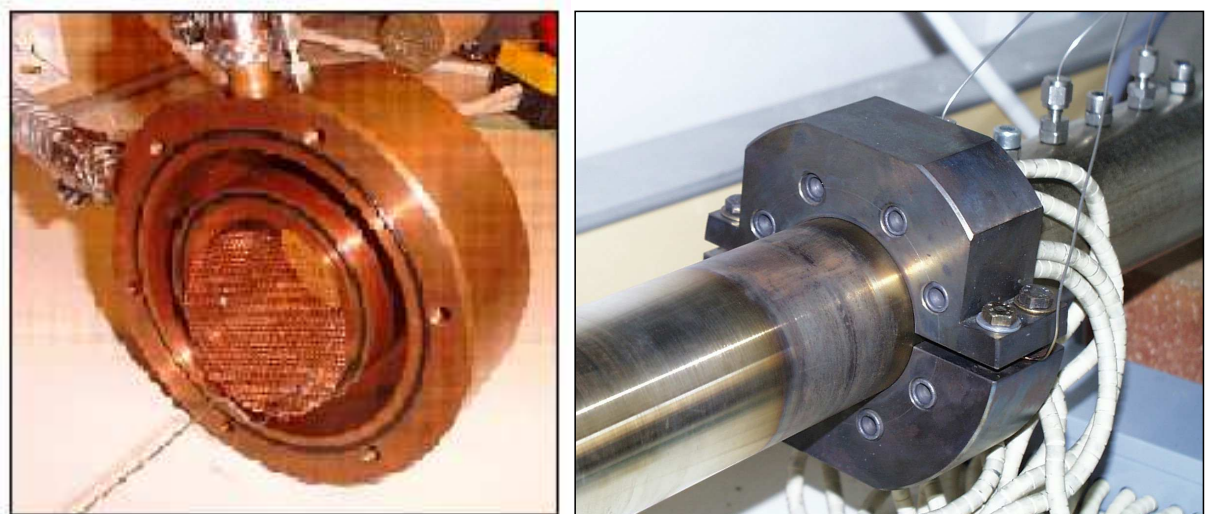


FIG. 3.4 – Photographies de l'échangeur de chaleur froid (à gauche) et de l'échangeur de chaleur chaud (à droite).

l'eau. L'échangeur de chaleur chaud, dont une photographie est présentée sur la figure 3.4, est constitué d'une pièce cylindrique en acier inoxydable ajustée au diamètre extérieur du résonateur. Huit cartouches chauffantes cylindriques de résistance  $400 \Omega$  insérées dans la pièce en acier permettent d'élever la température du point chaud, ou plus précisément de la paroi du guide

d'onde au droit de l'extrémité chaude de l'empilement de plaques. Ces huit résistances sont alimentées en parallèle par un bloc thyristor de puissance variable permettant un ajustement de la puissance électrique. À chaque niveau de puissance électrique  $Q_h$  fournie aux cartouches chauffantes correspond une différence de température  $\Delta T$  entre les extrémités de l'empilement de plaques comme le montre la figure 3.5.

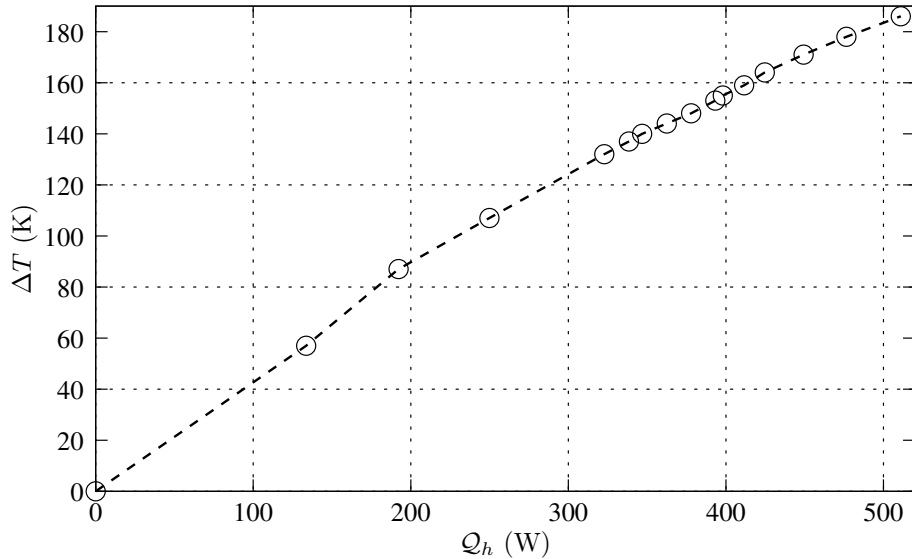


FIG. 3.5 – Différence de température  $\Delta T$  entre les extrémités du stack en fonction de la puissance électrique  $Q_h$  fournie aux cartouches chauffantes.

### 3.2.2 Système de contrôle du champ acoustique et instrumentation

Deux haut-parleurs électrodynamiques (de marque Audax, modèle PR170MO dont les caractéristiques sont données au § 2.2) sont positionnés aux abscisses  $x = L_1 = 0.38$  m et  $x = L_2 = 0.94$  m (séparées d'une distance d'environ  $L/4$ ). La distribution du champ acoustique peut alors être contrôlée dans tout le résonateur et en particulier dans le noyau thermoacoustique grâce à ces sources. En effet, comme il est démontré aux chapitres 1 et 2 en l'absence d'empilement de plaques et de gradient de température dans le système, il est possible d'exciter dans un résonateur annulaire un champ acoustique dont la distribution spatiale peut être contrôlée au moyen de deux sources acoustiques disposées le long du guide d'onde. Ce champ acoustique peut prendre la forme d'un champ quasi stationnaire, d'un champ quasi progressif ou encore de tout autre champ intermédiaire. En présence du noyau thermoacoustique, ce contrôle est plus délicat, car d'une part, l'empilement de plaques n'est pas transparent pour l'onde acoustique et peut entraîner des réflexions à ses extrémités, et d'autre part, lorsqu'un gradient de température est imposé à l'empilement, l'ensemble du noyau thermoacoustique

présente des propriétés de transmission/réflexion incompatibles avec la possibilité qu'une onde purement progressive s'établisse dans le guide d'onde annulaire. Il subsiste néanmoins une marge de manœuvre permettant, par un simple ajustement du déphasage entre les déplacements des membranes des deux haut-parleurs, de modifier la nature du champ acoustique dans le noyau thermoacoustique.

Ces deux sources acoustiques, excitées par un générateur basses fréquences Tektronix (AFG3029B) à deux voix par l'intermédiaire de deux préamplificateurs (LM3886 en pont), sont liées au guide d'onde par l'intermédiaire de trous cylindriques de diamètre  $d_c = 6$  mm et de longueur  $l_c = 30$  mm (Fig. 3.6). Le faible diamètre de ces liaisons permet de minimiser le couplage entre le guide et les sources, de sorte que la fréquence de résonance du système complet (résonateur et sources) reste proche de celle du résonateur annulaire seul. L'arrière de chaque haut-parleur est chargé par une enceinte close de volume  $V_r$ . L'avant est quant à lui chargé par un volume de couplage  $V_f$  délimité par le cône tronqué que forme la membrane.

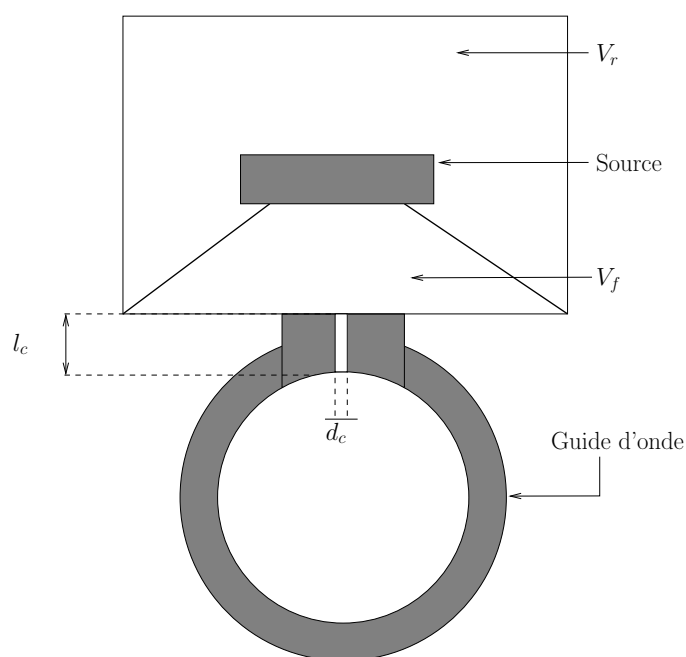


FIG. 3.6 – Représentation schématique des haut-parleurs électrodynamiques couplés au guide d'onde annulaire faisant apparaître une coupe transversale du résonateur ainsi que le trou de liaison de diamètre  $d_c$  et de longueur  $l_c$  entre le résonateur et les haut-parleurs chargés par des cavités de volumes  $V_f$  et  $V_r$ .

Six microphones électrostatiques Brüel & Kjær 4136 dont les grilles de protection affleurent la paroi interne du guide d'onde sont installés aux abscisses  $x_1 = 0.045$  m,  $x_2 = 0.234$  m,  $x_3 = 0.632$  m,  $x_4 = 0.814$  m,  $x_5 = 1.082$  m et  $x_6 = 1.336$  m et permettent de relever l'amplitude efficace et la phase de la pression acoustique en ces points. Ces microphones sont connectés à



des amplificateurs Brüel & Kjær de type Nexus par l'intermédiaire de préamplificateurs Brüel & Kjær de type 2670.

L'amplitude efficace de la pression acoustique  $p_{rms_i}$  (où  $i$  prend des valeurs de 1 à 6 correspondant respectivement aux positions  $x_1$  à  $x_6$ ) est mesurée à l'aide d'un multimètre. La précision sur cette mesure est de l'ordre de  $\pm 1.3\%$  de la valeur mesurée [31]. La phase  $\varphi_i$  de la pression acoustique est mesurée relativement à un microphone de référence. Un analyseur de spectre permet de mesurer cette phase grâce à l'interspectre entre le signal issu de cette référence et ceux issus des cinq autres microphones disposés le long du guide d'onde. La précision sur la mesure de cette phase est de l'ordre de  $0.5^\circ$  [63].

Le champ de température dans l'empilement de plaques est quant à lui mesuré grâce à des thermocouples de type K de  $70\ \mu\text{m}$  de diamètre disposés régulièrement le long de l'axe médian de l'empilement de plaques (Fig. 3.7). Ces thermocouples donnent accès à la distribution axiale du champ de température le long du "stack". Un conditionneur de thermocouples connecté à une carte d'acquisition permet l'enregistrement des signaux temporels de températures pendant les mesures.

La puissance électrique  $Q_h$  dissipée par effet Joule dans les cartouches chauffantes est obtenue en mesurant la tension électrique appliquée à leurs bornes et en considérant que la résistance d'une cartouche chauffante vaut  $400\ \Omega$ . De même, la puissance électrique  $W_{ls}$  fournie aux haut-parleurs est obtenue par la mesure des tensions électriques d'entrée en considérant que la résistance présentée par le haut-parleur vaut  $8\ \Omega$ . Notons qu'en réalisant ainsi les mesures de  $W_{ls}$  et  $Q_h$ , une erreur est inmanquablement commise car, d'une part la résistance électrique des cartouches chauffantes dépend de la température (et varie donc lorsque l'on chauffe), et d'autre part l'impédance électrique d'entrée du haut-parleur dépend de la fréquence et, dans une moindre mesure, de l'amplitude des signaux électriques.

### 3.3 Mesure de la distribution spatiale du champ acoustique par la méthode du doublet microphonique

La méthode du doublet microphonique permet de reconstruire expérimentalement la distribution du champ acoustique en tout point d'un résonateur à partir de la mesure de la pression acoustique en deux points de ce résonateur [1]. Dans le cas présent, la partie du guide dans laquelle le champ acoustique est recherché est celle présentant une distribution spatiale homogène de la température, c'est-à-dire pour  $x \in [0, x_s]$ , excluant ainsi la partie où se situe le noyau thermoacoustique, pour  $x \in [x_s, L]$ . En effet, la méthode du doublet microphonique n'est pas applicable au noyau thermoacoustique car l'inhomogénéité du champ de température

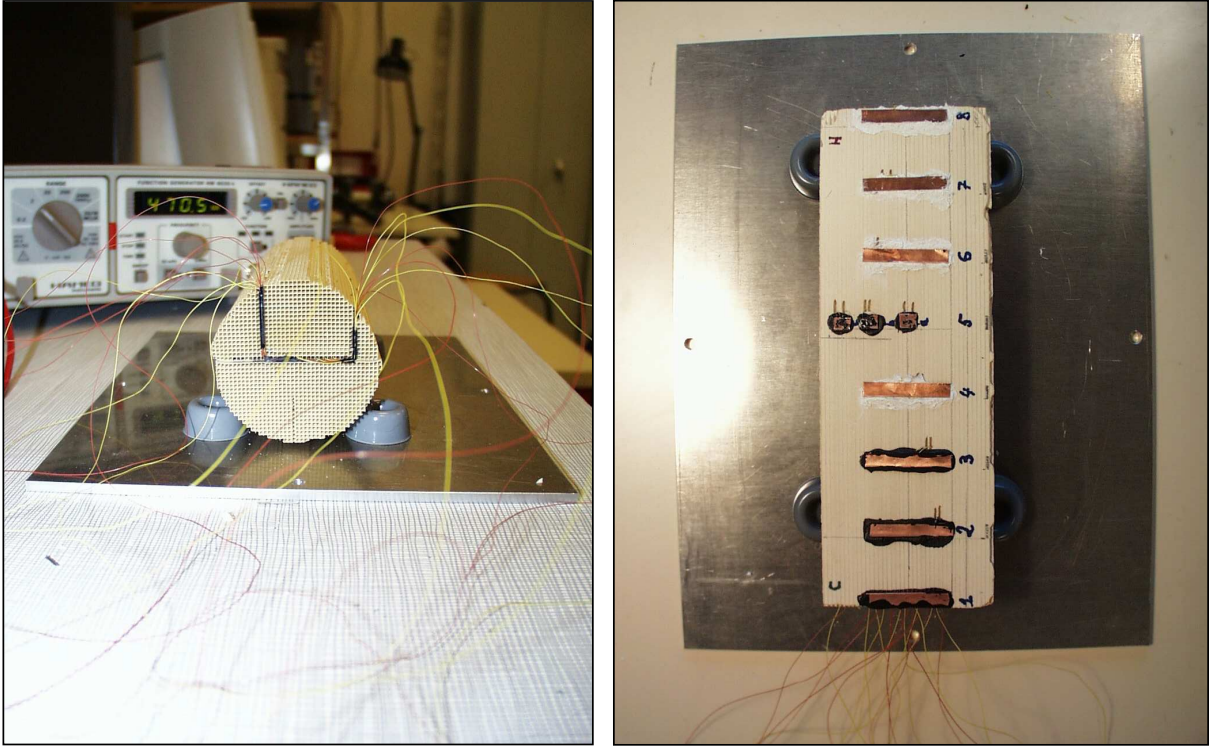


FIG. 3.7 – Vue générale de l’empilement de plaques instrumenté (à gauche) et coupe transversale de l’empilement de plaques (à droite). Une série de thermocouples est disposée régulièrement le long de l’axe médian afin de mesurer la distribution de température.

interdit la décomposition du champ de pression acoustique en contributions de deux ondes planes contrapropagatives.

La partie du guide d’onde considérée homogène en température est divisée en trois régions (Cf. Fig 3.2) : la région *I*, comprise entre l’extrémité du noyau thermoacoustique et le premier haut-parleur ( $x \in [0, L_1]$ ), la région *II*, comprise entre le premier haut-parleur et le second haut-parleur ( $x \in [L_1, L_2]$ ) et la région *III*, comprise entre le second haut-parleur et l’extrémité froide de l’empilement de plaques ( $x \in [L_2, x_s]$ ). Dans chacune de ces trois régions sont installés deux microphones qui permettent finalement, par la mesure de la phase et du module de la pression acoustique, de reconstruire le champ acoustique dans l’ensemble de la partie du guide d’onde homogène en température.

L’influence de la courbure du résonateur sur le champ acoustique est ici négligée [25]. La propagation d’ondes planes monochromatiques (à la pulsation  $\omega$ ) contrapropagatives avec pertes viscothermiques pariétales dans chacune des trois zones définies ci-dessus conduit alors à écrire les pressions acoustiques  $\tilde{p}_{I,II,III}(x)$  dans l’espace de Fourier (i.e  $\tilde{p}_{I,II,III}(x, t) = \tilde{p}_{I,II,III}(x)e^{-i\omega t}$ ) sous la forme

$$\tilde{p}_{I,II,III}(x) = \tilde{p}^+(x_{I,II,III})e^{ik_w(x-x_{I,II,III})} + \tilde{p}^-(x_{I,II,III})e^{-ik_w(x-x_{I,II,III})}, \quad (3.1)$$

où le nombre d'onde  $k_w$  défini à l'équation (1.26) prend en compte les pertes pariétales et où les abscisses de référence pour chacune des trois régions valent respectivement  $x_I = 0$ ,  $x_{II} = L_1$  et  $x_{III} = L_2$ . Le débit acoustique est alors donné par l'équation (1.29) :

$$\tilde{u}_{I,II,III}(x) = \frac{S_w(1 - f_\nu)}{i\omega\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}_{I,II,III}(x)}{\partial x}. \quad (3.2)$$

En considérant que les pressions acoustiques complexes  $\tilde{p}(x_i)$  aux six points d'abscisses  $x_i$  sont connues et s'écrivent

$$\tilde{p}(x_i) = \tilde{p}^+(x_0)e^{ik_w(x_i-x_0)} + \tilde{p}^-(x_0)e^{-ik_w(x_i-x_0)} = |p_i|e^{i\varphi_i}, \quad (3.3)$$

où  $|p_i|$  et  $\varphi_i$  sont respectivement les modules et les phases des pressions acoustiques mesurées aux points d'abscisses  $x_i$ , il est possible d'exprimer dans les régions  $I$ ,  $II$  et  $III$  du guide d'onde les amplitudes  $\tilde{p}^\pm(x_0)$  des deux ondes contrapropagatives en fonction des amplitudes  $\tilde{p}(x_i)$  telles que

$$\tilde{p}^\pm(0) = \pm \frac{\tilde{p}(x_1)e^{\mp ik_w x_2} - \tilde{p}(x_2)e^{\mp ik_w x_1}}{2i \sin(k_w(x_1 - x_2))}, \quad (3.4)$$

$$\tilde{p}^\pm(L_1) = \pm \frac{\tilde{p}(x_3)e^{\mp ik_w(x_4-L_1)} - \tilde{p}(x_4)e^{\mp ik_w(x_3-L_1)}}{2i \sin(k_w(x_3 - x_4))}, \quad (3.5)$$

et

$$\tilde{p}^\pm(L_2) = \pm \frac{\tilde{p}(x_5)e^{\mp ik_w(x_6-L_2)} - \tilde{p}(x_6)e^{\mp ik_w(x_5-L_2)}}{2i \sin(k_w(x_5 - x_6))}. \quad (3.6)$$

Le report des équations (3.4)–(3.6) dans l'équation (3.1) permet finalement de reconstruire les champs de pression et de débit acoustiques dans toute la zone homogène en température du guide d'onde.

Notons que cette reconstruction du champ acoustique à partir des mesures de pression acoustique peut être entachée d'importantes erreurs [1]. En particulier, il importe de réduire au maximum les erreurs de mesures sur les amplitudes efficaces  $p_{rms_i}$  et les phases relatives  $\varphi_i$  des signaux microphoniques afin de minimiser les imperfections de raccordement entre les champs acoustiques dans les trois régions de guide considérées. Les six microphones sont donc préalablement précisément étalonnés en amplitude et en phase. Cet étalonnage est réalisé au moyen du coupleur présenté sur la photographie de la figure 3.8 : deux supports étanches permettent le positionnement de deux microphones dans un petit volume de couplage relié à une chambre de compression par l'intermédiaire d'un tube capillaire ; les 2 microphones sont alors soumis à la même pression acoustique. La chambre de compression émet un sinus glissant sur la bande de fréquence utile, de 150 à 160 Hz. L'un des microphones de mesure est utilisé comme microphone de référence et les cinq autres sont étalonnés relativement à celui-ci. La figure 3.9 reporte les rapports des spectres issus de chaque couple de microphones, rapports qui

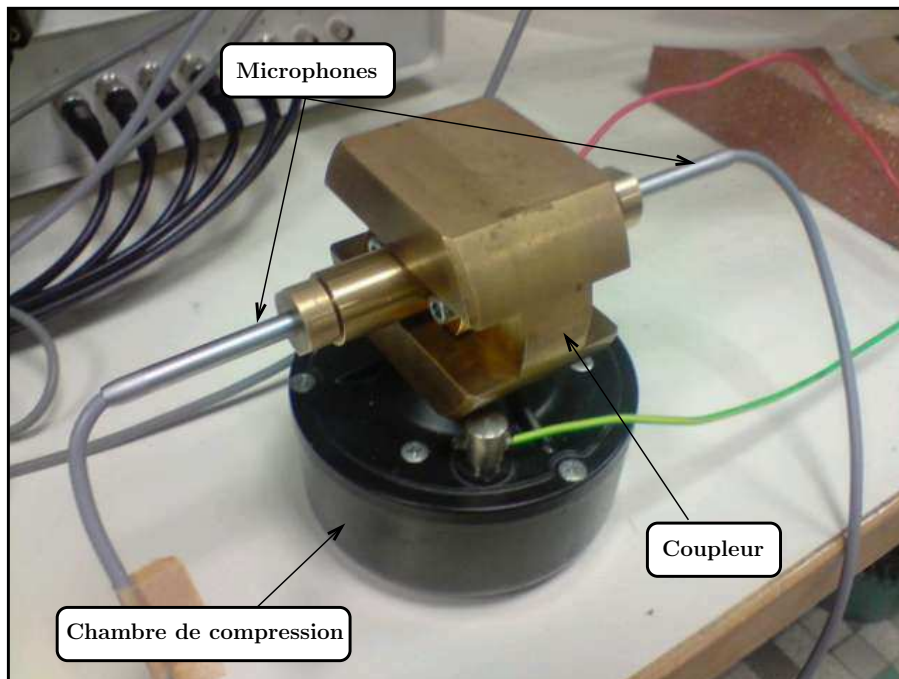


FIG. 3.8 – Photographie du coupleur utilisé lors de l'étalonnage des microphones de mesure. Deux microphones sont positionnés dans un volume de couplage et soumis à l'aide de la chambre de compression à la même pression acoustique.

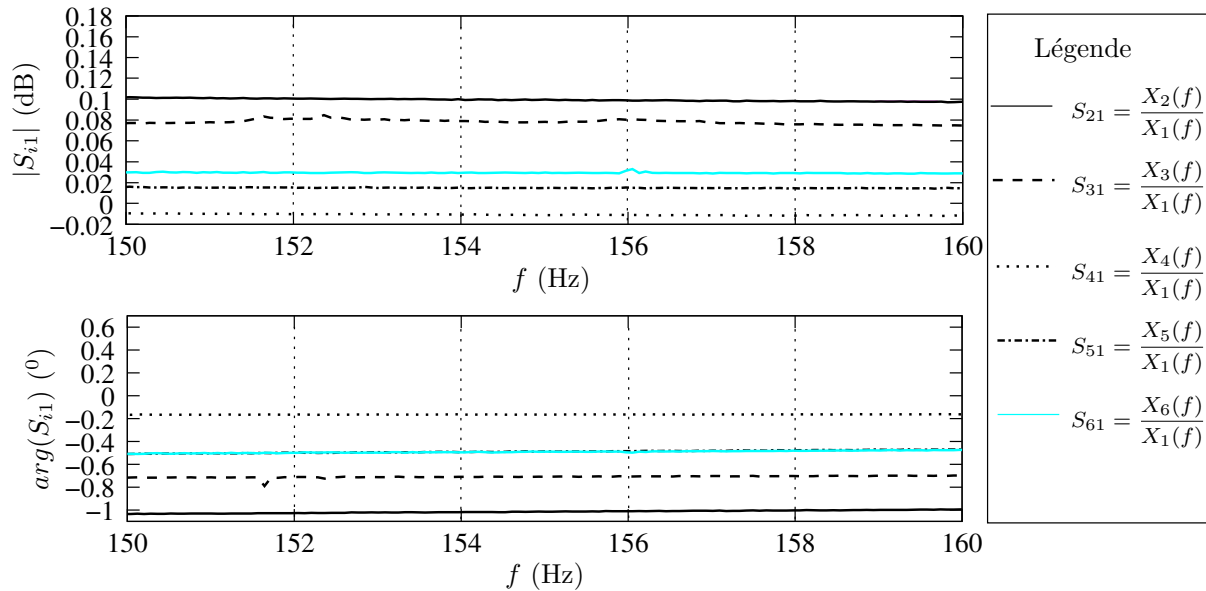


FIG. 3.9 – Corrections en phase et en amplitude appliquées aux microphones de mesure. Les fonctions  $S_{i1}$  sont définies comme les rapports des spectres des microphone  $i$  et du microphone de référence 1.

permettent alors un étalonnage relatif en donnant accès à une correction en amplitude et en phase des mesures.

Les champs de pression et de débit acoustiques obtenus à partir des mesures microphoniques sont utilisées pour définir le “rendement” de la machine (et par suite pour juger de l’augmentation de ce rendement par contrôle actif). Le générateur d’ondes étudié ici n’étant pas une véritable machine en ce sens qu’il n’est pas équipé d’une charge — par exemple un réfrigérateur thermoacoustique — qui permet de consommer la puissance acoustique produite par effet thermoacoustique, la seule façon de juger du rendement de ce générateur d’ondes est de calculer la puissance acoustique disponible dans le guide. Pour ce faire, les distributions des puissances acoustiques active

$$\mathcal{I}(x) = \frac{1}{2} \Re[\tilde{p}(x)\tilde{u}^*(x)] \quad (3.7)$$

et réactive

$$\mathcal{J}(x) = \frac{1}{2} \Im[\tilde{p}(x)\tilde{u}^*(x)], \quad (3.8)$$

où  $\Im$  désigne la partie imaginaire, sont calculées à partir des champs de pression et de débit. La puissance acoustique active  $\mathcal{I}(x)$ , associée à la composante progressive du champ acoustique, est représentative de l’énergie transportée par cette composante progressive de l’onde de pression acoustique circulant dans la boucle de guide d’onde. La puissance acoustique réactive  $\mathcal{J}(x)$ , associée à la composante stationnaire du champ acoustique, représente quant à elle une puissance ne fournissant aucun travail, mais néanmoins disponible dans le guide d’onde et susceptible d’être consommée si une charge devait être ajoutée à la machine. Les puissances active et réactive sont représentatives de la quantité d’énergie thermique convertie en énergie acoustique. La distribution de puissance acoustique totale  $\mathcal{W}(x)$  dans le guide d’onde est également définie comme suit :

$$\mathcal{W}(x) = |\mathcal{I}(x) + i\mathcal{J}(x)|. \quad (3.9)$$

et permet par suite de définir la puissance globale disponible dans la partie homogène en température du guide d’onde (i.e. pour  $x \in [0, x_s]$ ) :

$$\mathcal{W}_{ac} = \frac{1}{x_s} \int_0^{x_s} \mathcal{W}(x) \cdot dx. \quad (3.10)$$

Le “rendement”  $\eta$  de la machine peut finalement être défini comme le rapport de la puissance acoustique globale  $\mathcal{W}_{ac}$  sur la puissance de chauffage  $\mathcal{Q}_h$  fournie aux cartouches chauffantes,

$$\eta = \frac{\mathcal{W}_{ac}}{\mathcal{Q}_h}. \quad (3.11)$$

### 3.4 Conclusions

Un dispositif expérimental de générateur d’ondes thermoacoustique annulaire est présenté dans ce chapitre. Ce dispositif, présenté au paragraphe 3.2, est équipé de deux haut-parleurs

qui permettent de contrôler la distribution du champ acoustique dans le guide d'onde et plus particulièrement dans le noyau thermoacoustique. L'adjonction de deux sources secondaires à la source thermoacoustique permet d'étudier la faisabilité d'un système de contrôle actif de l'amplification thermoacoustique prenant lieu dans les générateurs d'ondes thermoacoustiques.

La caractérisation expérimentale du champ acoustique est réalisée grâce à la méthode du doublet microphonique. Cette méthode est présentée et adaptée au paragraphe 3.3 au cas de cette étude, pour laquelle la reconstruction expérimentale du champ acoustique dans le guide d'onde annulaire au moyen de six microphones donne accès à la puissance acoustique disponible dans le guide d'onde et au rendement de la machine thermoacoustique. Dans la suite de cette étude, la caractérisation du générateur d'ondes thermoacoustique en dessous et au dessus du seuil de déclenchement permet d'établir les premières conclusions sur le potentiel de ce système de contrôle actif de l'amplification thermoacoustique.



## Chapitre 4

# Contrôle actif de l'amplification thermoacoustique en générateur d'ondes thermoacoustique annulaire

### 4.1 Introduction

Ce chapitre présente la caractérisation expérimentale du champ acoustique généré par la source thermoacoustique et/ou les sources secondaires dans le prototype expérimental présenté au chapitre précédent. Cette caractérisation se fait à l'aide de la méthode des doublets microphoniques (§ 3.3) qui permet, grâce la mesure de l'amplitude efficace et de la phase de la pression acoustique en plusieurs points du guide d'onde, de calculer la pression acoustique et le débit acoustique dans la partie homogène en température du résonateur annulaire, et par suite la puissance acoustique disponible. La détermination de ces grandeurs acoustiques permet d'étudier le potentiel d'un système de contrôle actif de l'amplification thermoacoustique.

Notons que tous les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre sont issus de mesures en régime stationnaire pour lesquelles il convient préalablement d'attendre la stabilisation complète du champ de température dans le noyau thermoacoustique et la stabilisation de l'amplitude de pression dans le guide d'onde. À chaque changement de la condition de chauffage, un long temps d'attente<sup>1</sup> est nécessaire, temps attribuable au procédé de chauffage "externe" consistant à chauffer non pas l'extrémité de l'empilement de plaques mais les parois du guide d'onde au droit de cette extrémité. Si ce procédé de chauffage a l'avantage d'assurer une distribution transverse du champ de température quasi uniforme (et par suite une comparaison

---

<sup>1</sup>Entre une et deux heures selon la condition de chauffage.



plus aisée aux modèles 1D disponibles [46, 32]), il se traduit en revanche par un long temps de stabilisation inhérent à l'inertie thermique des parois en acier inoxydable du guide d'onde.

La figure 4.1 présente la procédure adoptée dans cette partie expérimentale. La détermination du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique est présentée au paragraphe 4.2. L'accès à cette valeur seuil permet d'articuler l'étude autour de deux sous études : la première concerne la caractérisation du champ acoustique au dessous de ce seuil de déclenchement (§ 4.3) et la seconde partie concerne la caractérisation du champ acoustique au dessus de ce seuil (§ 4.4). Enfin, le paragraphe 4.5 présente la mise en œuvre du système de contrôle actif de l'amplification thermoacoustique et des premières conclusions sont tirées quant à l'intérêt de ce contrôle.

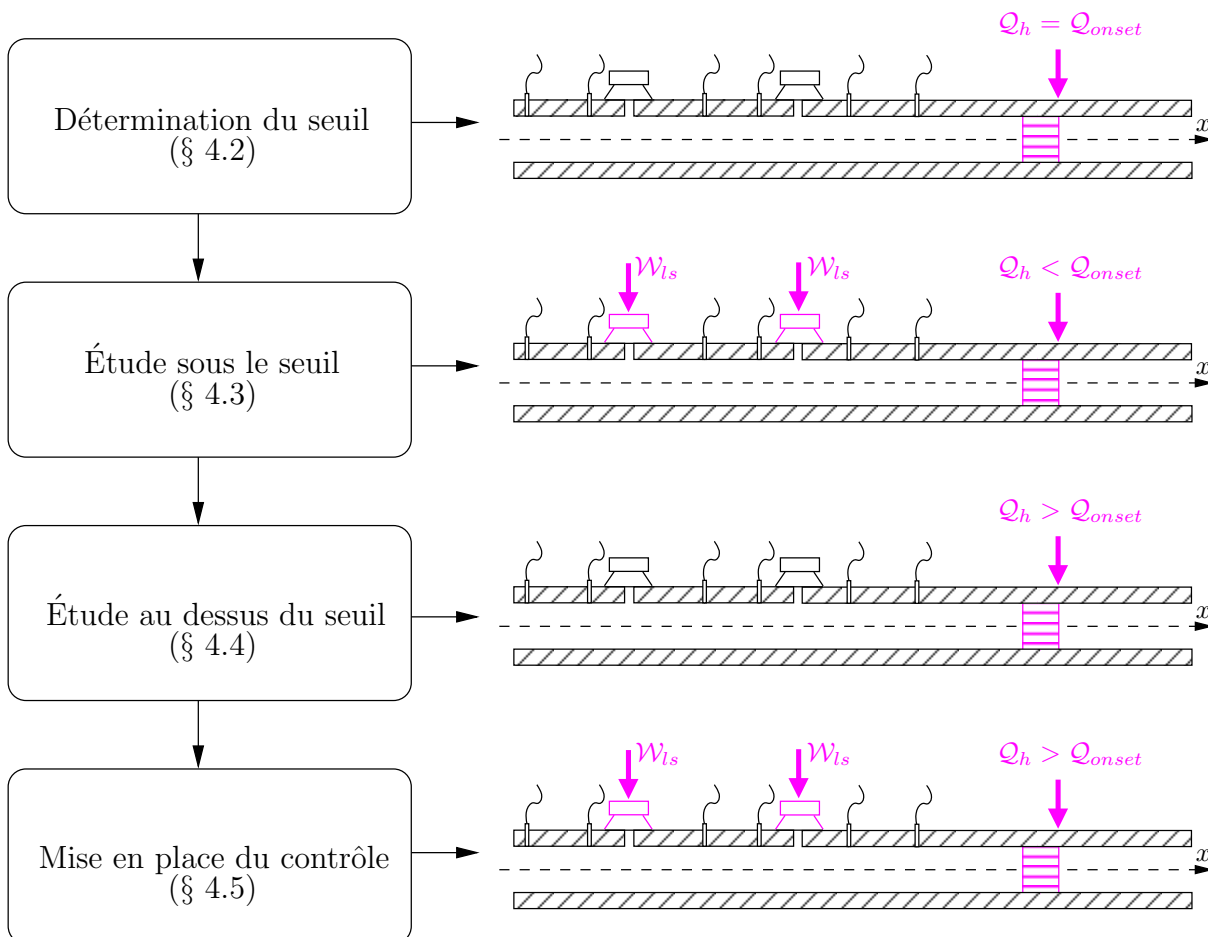


FIG. 4.1 – Plan de l'étude expérimentale.

## 4.2 Détermination du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique

Le seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique est déterminé expérimentalement en augmentant progressivement la puissance électrique  $Q_h$  fournie aux cartouches chauffantes. A chaque incrément  $\Delta Q_h$  de cette puissance, il s'agit d'attendre la stabilisation complète du champ de température dans le noyau thermoacoustique. Le générateur d'ondes thermoacoustique se déclenche pour une puissance électrique fournie aux cartouches chauffantes  $Q_h = Q_{onset} \simeq 363$  W, ce qui correspond à une différence de température  $\Delta T$  entre les extrémités de l'empilement de plaque d'environ 144 K. Un champ acoustique s'établit alors dans le guide d'onde à la fréquence  $f \simeq 157.5$  Hz.

Cet écart de température seuil est supérieur à celui d'environ 90 K obtenu lors d'études antérieures [46] réalisées avec ce même moteur annulaire mais sans sources acoustiques secondaires. Cette différence peut s'expliquer par le fait que l'ajout des deux haut-parleurs modifie le système complet, et modifie par suite le déclenchement de l'ensemble qui résulte du couplage résonant entre le guide d'onde annulaire et les deux haut-parleurs munis de leurs charges acoustiques avant et arrière. Dans le cas présent le couplage entre le guide d'onde et les deux sources secondaires est suffisamment faible pour que la fréquence de résonance de l'ensemble reste proche de celle du guide d'onde seul, mais les pertes supplémentaires introduites par l'ajout des deux sources se traduit par une augmentation du seuil de déclenchement.

Notons également que d'autres essais ont été réalisés avec une charge différente : lorsque la liaison de 6 mm de diamètre entre les sources secondaires et le guide d'onde est remplacée par une liaison de diamètre  $d_c = 16$  mm (Cf. Fig. 3.6), le déclenchement de l'instabilité thermoacoustique se fait alors pour une puissance électrique de chauffage  $Q_{onset} \simeq 511$  W correspondant à une différence de température  $\Delta T$  entre les extrémités de l'empilement de plaques d'environ 186 K. La fréquence du champ acoustique est dans cette configuration  $f = 172$  Hz.

## 4.3 Champ acoustique sous le seuil de déclenchement

Dans ce paragraphe, toutes les mesures sont réalisées sous le seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique. Il n'y a alors pas de champ acoustique autre que celui induit par les deux haut-parleurs (l'instabilité thermoacoustique n'est pas déclenchée). Trois conditions de chauffage sont définies : la première pour laquelle la puissance électrique de chauffage est nulle ( $Q_h = 0$  W), la seconde caractérisée par un chauffage relativement faible, la puissance électrique fournie aux cartouches chauffantes vaut alors  $Q_h \simeq 192$  W, ce qui correspond à une différence de température entre les extrémités de l'empilement de plaques  $\Delta T \simeq 87$  K, et la dernière condition,

caractérisée par un chauffage relativement fort, proche de celui du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique, pour lequel la puissance électrique et la différence de température valent respectivement  $Q_h \simeq 338$  W et  $\Delta T \simeq 137$  K.

Ce paragraphe 4.3 s'articule autour de deux sous paragraphes : un premier, dans lequel les conditions de résonances sont déterminées en fonction de la puissance de chauffage  $Q_h$  fournie aux résistances chauffantes (§ 4.3.1), et un second dans lequel le champ acoustique établi dans le guide d'onde est caractérisé pour ces différentes conditions de chauffage (§ 4.3.2).

### 4.3.1 Fréquence de résonance et facteur de qualité du système

Les conditions de résonance du système sont déterminées en fonction des trois conditions de chauffage définies ci-dessus. Les résultats des mesures préliminaires de la fonction de transfert  $\tilde{H}(f)$ , définie comme le rapport

$$\tilde{H}(f) = \frac{\tilde{U}_\mu(f)}{\tilde{U}_{ls}(f)}, \quad (4.1)$$

sont reportés sur la figure 4.2, où la tension  $\tilde{U}_{ls}(f)$  est la tension appliquée aux bornes des deux haut-parleurs (les tensions appliquées à ces deux haut-parleurs sont alors en phase) et où  $\tilde{U}_\mu(f)$  est la tension de sortie du microphone indicé 2. Ces résultats permettent de déterminer les fréquences de résonance  $f$  et les facteurs de qualité  $Q = f/\Delta f$  du système associés à chacune des conditions de chauffage ( $\Delta f = f_2 - f_1$ , où les fréquences  $f_1$  et  $f_2$  sont les fréquences pour lesquelles le module de  $\tilde{H}(f)$  décroît de 3 dB relativement à sa valeur à la résonance).

Les résultats obtenus pour la mesure de la fréquence de résonance  $f$  et du facteur de qualité  $Q$  pour les trois conditions de chauffage sont présentés sur la figure 4.3. La précision sur la mesure de la fréquence de résonance est de l'ordre de 0.05 Hz. L'incertitude sur le calcul du facteur de qualité est alors négligeable (celle-ci varie entre  $\pm 0.005$  et  $\pm 0.01$ ). Lorsque la puissance électrique  $Q_h$  fournie aux cartouches chauffantes est nulle, la fréquence de résonance mesurée  $f \simeq 157.5$  Hz diffère de la fréquence du premier mode du résonateur seul  $f = c_0/L \simeq 153.5$  Hz. Ceci peut s'expliquer d'une part par la présence de l'empilement de plaques dans le guide d'onde et d'autre part par l'adjonction des deux sources acoustiques dont la présence modifie le comportement du système. Lorsqu'un chauffage est imposé à l'empilement de plaques, il apparaît que la fréquence de résonance et le facteur de qualité de cette résonance augmentent avec la puissance électrique  $Q_h$  fournie aux cartouches chauffantes. Les variations de la fréquence de résonance avec le chauffage sont liées aux variations de la célérité adiabatique du son avec la température, et plus généralement aux variations des propriétés de diffusion acoustique du noyau thermoacoustique en fonction du champ de température qui lui est imposé. L'augmentation du facteur de qualité avec le chauffage est quant à elle conforme à nos attentes : le facteur de qualité est en effet d'autant plus élevé que les pertes dans le guide d'onde sont faibles, et ces pertes diminuent

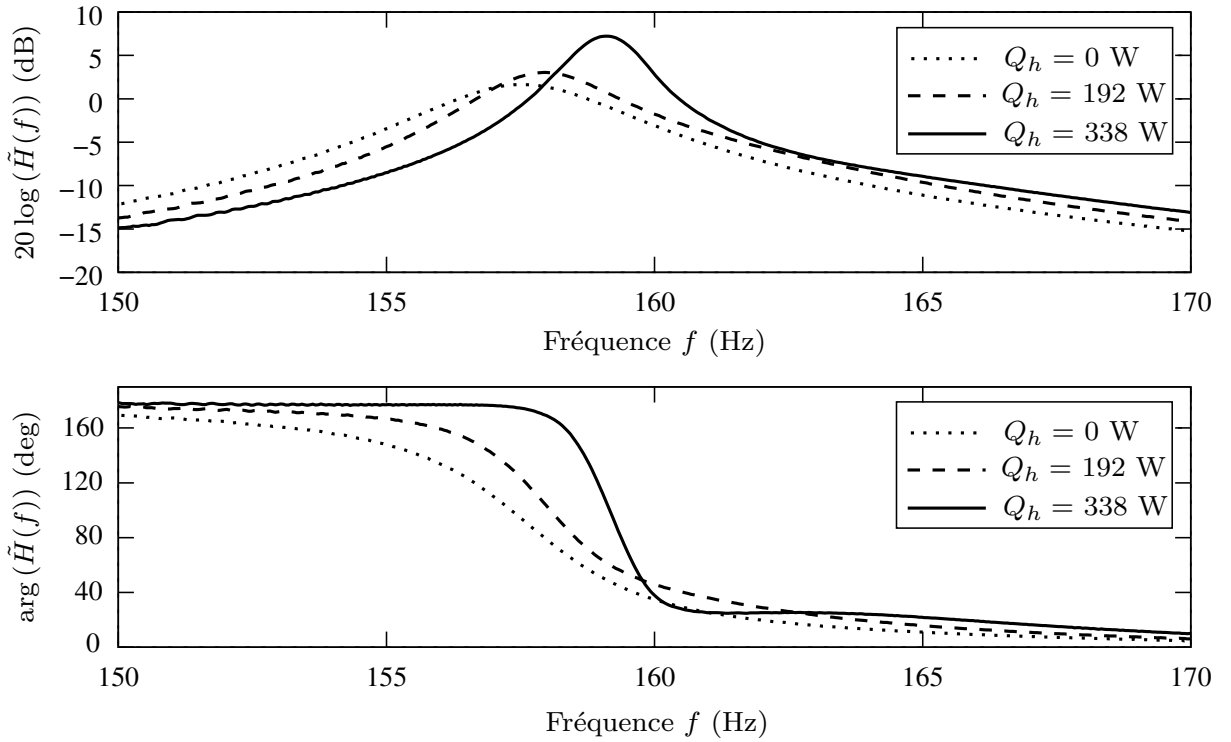


FIG. 4.2 – Modules et phases des fonctions de transfert  $\tilde{H}(f)$  entre les tensions  $\tilde{U}_\mu$  fournies par les microphones de mesure et celles fournies aux haut-parleurs  $\tilde{U}_{ls}$  pour les trois conditions de chauffage :  $Q_h = 0$  W (lignes continues),  $Q_h \simeq 192$  W (lignes tiretées) et  $Q_h \simeq 338$  W (lignes pointillées).

lorsqu'un gradient de température est imposé le long de l'empilement de plaques, du fait de l'apparition de l'amplification thermoacoustique<sup>2</sup>.

### 4.3.2 Distribution du champ acoustique sous le seuil de déclenchement

Il est possible, en connaissant les fréquences de résonance du système déterminées ci-dessus pour chacune des trois conditions de chauffage, d'établir dans le guide d'onde un champ acoustique à la fréquence  $f = f(Q_h)$  grâce aux sources acoustiques situées en  $x = L_1$  et en  $x = L_2$ . Les deux haut-parleurs électrodynamiques sont alimentés par leurs amplificateurs respectifs qui leur fournissent chacun une puissance électrique fixe  $\mathcal{W}_{ls} \simeq 21.4 \cdot 10^{-2}$  W, soit une puissance électrique totale fournie aux sources acoustiques  $\mathcal{W}_{ls} \simeq 41.8 \cdot 10^{-2}$  W. La distribution spatiale du champ acoustique est alors contrôlable par le simple ajustement de la phase des signaux d'alimentation de chacune des deux sources. Notons que les niveaux de pression dans

<sup>2</sup>Le seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique correspond précisément à un facteur de qualité infini, pour lequel les pertes dans l'ensemble du guide d'onde sont compensées par l'amplification thermoacoustique [5].

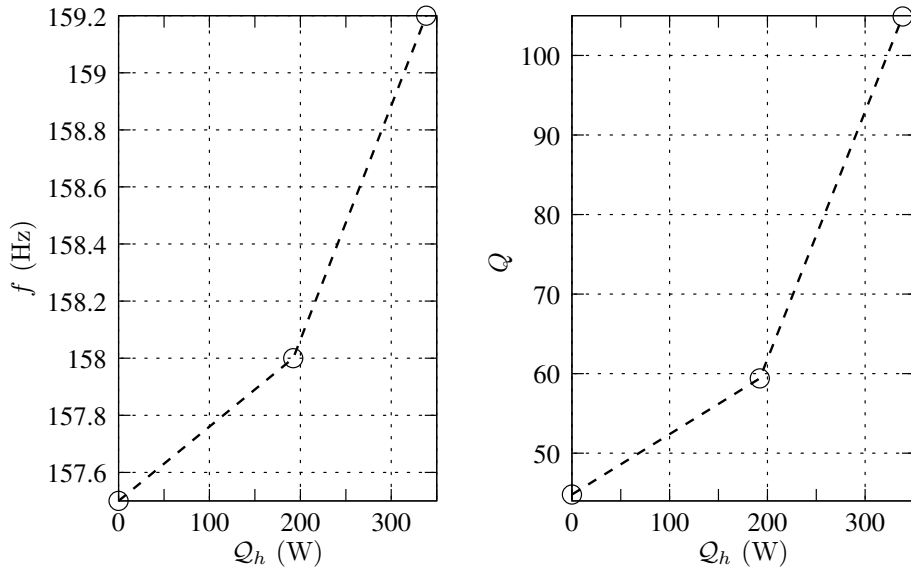


FIG. 4.3 – Évolutions de la fréquence de résonance  $f$  du système et de son facteur de qualité  $Q$  en fonction de la puissance électrique  $Q_h$  fournie aux résistances chauffantes.

le résonateur, induits par les deux haut-parleurs, sont suffisamment faibles (entre 50 et 500 Pa) pour ne pas perturber significativement la distribution du champ de température dans le noyau thermoacoustique. Les variations mesurées à l'aide des thermocouples répartis dans l'empilement de plaques sont inférieures à 1 K pendant la durée des mesures.

La distribution spatiale du champ acoustique est déterminée à partir de la mesure des amplitudes efficaces  $p_{rms_i}$  et des phases  $\varphi_i$  des pressions acoustiques  $\tilde{p}(x_i)$  aux six microphones de mesure grâce à la méthode des doublets microphoniques exposée au § 3.3, et ce pour des phases  $\varphi$  entre les tensions d'alimentation des deux haut-parleurs variant de  $-\pi$  à  $+\pi$ . La reconstruction du champ acoustique dans la partie homogène en température du guide d'onde donne alors accès à la puissance acoustique globale  $\mathcal{W}_{ac}$  donnée à l'équation (3.10) pour chaque phase  $\varphi$  entre les tensions d'alimentation des haut-parleurs.

Cette puissance acoustique globale  $\mathcal{W}_{ac}$  est représentée sur la figure 4.4 en fonction du déphasage  $\varphi$  entre les tensions d'alimentation des deux sources acoustiques, et pour les trois puissances de chauffage  $Q_h$  énoncées ci-dessus. Lorsque les cartouches chauffantes ne sont pas alimentées — la puissance de chauffage  $Q_h$  est alors nulle — le maximum de puissance acoustique globale  $\mathcal{W}_{ac}$  est obtenu pour une phase  $\varphi = 0$  et vaut  $\mathcal{W}_{ac} \simeq 5.2 \cdot 10^{-2}$  W. Lorsque la puissance fournie aux résistances chauffantes change et prend les valeurs  $Q_h \simeq 192$  W et  $Q_h \simeq 338$  W, les maximums de puissance acoustique globale sont alors respectivement  $\mathcal{W}_{ac} \simeq 10.4 \cdot 10^{-2}$  W et  $\mathcal{W}_{ac} \simeq 26.3 \cdot 10^{-2}$  W. La phase optimale  $\varphi$  entre les tensions d'alimentation des deux haut-parleurs se décale approximativement vers  $-2\pi/7$  lorsque  $Q_h \simeq 192$  W puis converge vers une

valeur de  $-\pi/3$  lorsque  $\mathcal{Q}_h \simeq$  augmente et atteint 338 W. Il existe donc dans ce système, sous le seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique, une phase optimale  $\varphi = \varphi(\mathcal{Q}_h)$  pour laquelle la puissance acoustique globale dans le guide d'onde est maximale.

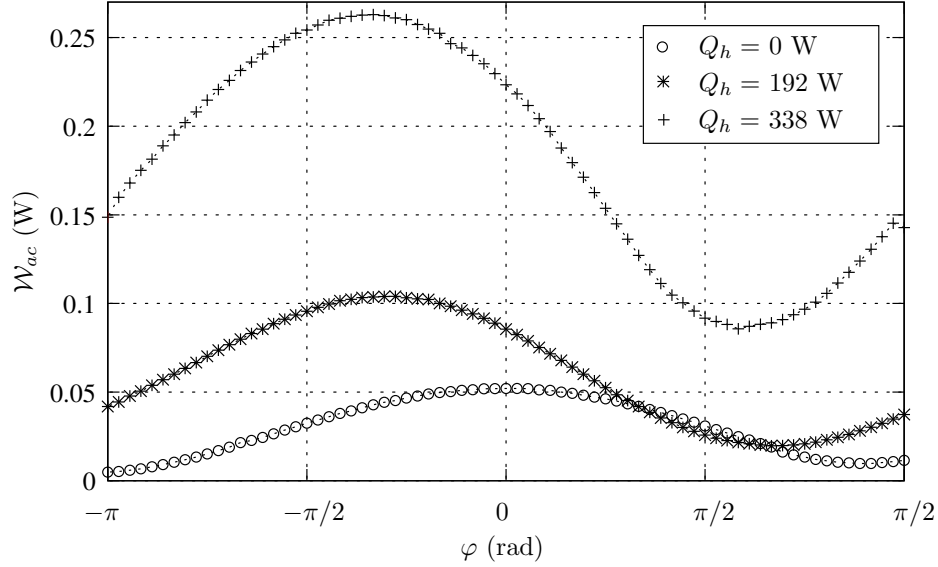


FIG. 4.4 – Puissance acoustique globale  $\mathcal{W}_{ac}$  dans la partie du guide d'onde homogène en température en fonction de la phase  $\varphi$  entre les tensions d'alimentation des membranes des deux haut-parleurs électrodynamiques, pour différentes valeurs de la puissance électrique de chauffage  $\mathcal{Q}_h$ .

La figure 4.5.(a) présente à titre d'exemple la distribution spatiale du module  $|\tilde{p}(x)|$  de la pression acoustique  $\tilde{p}(x)$  dans la partie du guide d'onde homogène en température lorsque la puissance de chauffage est  $\mathcal{Q}_h \simeq 192$  W, et ce pour deux valeurs de la phase  $\varphi$  pour lesquelles la puissance acoustique globale dans le guide d'onde est maximale (lignes continues,  $\varphi \simeq -2\pi/7$ ) ou minimale (lignes tiretées,  $\varphi \simeq 2\pi/3$ ). La détermination de ce champ de pression permet par suite de déterminer le débit acoustique  $\tilde{u}(x)$ , la phase  $\phi_{pu}$  entre la pression et le débit acoustique, et les puissances active  $\mathcal{I}(x)$  et réactive  $\mathcal{J}(x)$  respectivement représentés sur les figures 4.5.(b)–(e).

Notons que la reconstruction du champ acoustique, obtenue indirectement par une mesure de la pression acoustique en six points le long du guide d'onde, présente quelques imperfections, notamment visibles sur la courbe en traits pleins de la figure 4.5.(a) en  $x = L_2$  (correspondant à la position d'un des deux haut-parleurs) où apparaît un saut de pression de quelques pascals lié à l'imperfection du raccordement des champs obtenus dans les régions  $x \in [L_1, L_2]$  et  $x \in [L_2, x_s]$ . Les imperfections de la méthode de reconstruction du champ de pression se traduisent également par un saut anormal de la phase  $\Phi_{pu}$  aux positions des haut-parleurs en  $x = L_1$  et en  $x = L_2$ . Notons que les sauts de débits observés sur la figure 4.5.(b) en  $x = L_1$  et en  $x = L_2$  ne sont pas

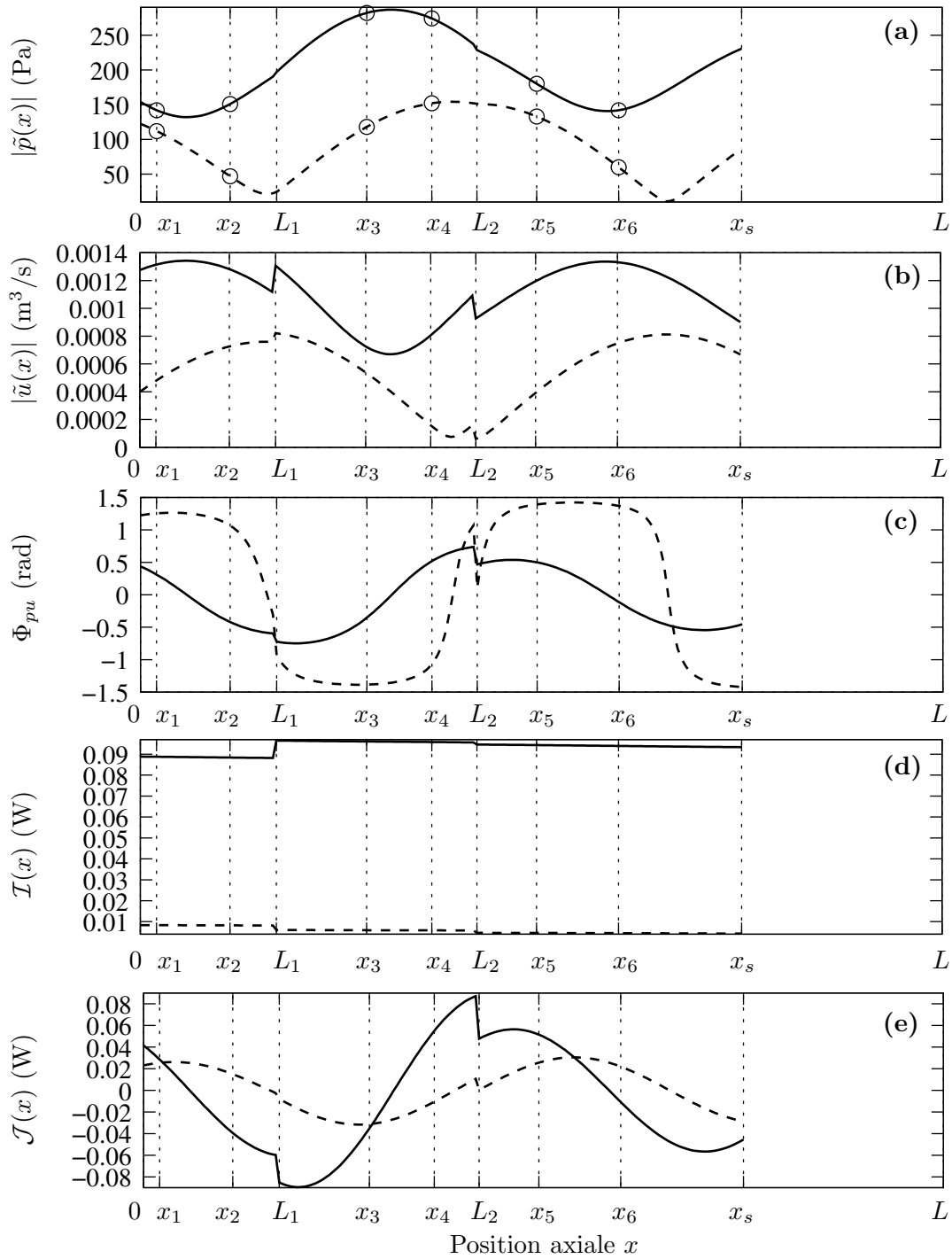


FIG. 4.5 – Distributions spatiales du champ acoustique dans la partie du guide d'onde homogène en température, en fonction de la coordonnée  $x$  pour une phase entre les tensions d'alimentation des deux haut-parleurs  $\varphi \simeq -2\pi/7$  (lignes continues) et  $\varphi \simeq 2\pi/3$  (lignes tiretées) : (a) module  $|\tilde{p}(x)|$  de la pression acoustique, (b) module  $|\tilde{u}(x)|$  du débit acoustique, (c) phase  $\Phi_{pu}(x) = \arg(\tilde{p}(x)/\tilde{u}(x))$  entre la pression et le débit acoustique, (d) puissance active  $\mathcal{I}(x)$  et (e) puissance réactive  $\mathcal{J}(x)$ .

liés uniquement à l'imperfection de la reconstruction mais aussi à l'incrément (ou le décrement) de débit apporté par les deux sources.

Au regard de la figure 4.5.(a), il apparaît que les champs de pression acoustique diffèrent significativement suivant la différence de phase  $\varphi$  imposée entre les tensions d'alimentation des deux haut-parleurs. Outre les différences d'amplitude (notamment liées aux différences d'amplification thermoacoustique) et les différences de position des extrema de pression acoustique, il apparaît clairement que lorsque  $\varphi \simeq 2\pi/3$ , le champ acoustique correspond à une onde quasi stationnaire, tandis que lorsque  $\varphi \simeq -2\pi/7$ , le champ acoustique présente une importante composante progressive. L'observation des distributions spatiales du module  $\tilde{u}(x)$  du débit acoustique (Fig. 4.5.(b)) et du déphasage  $\Phi_{pu}$  entre pression et vitesse (Fig. 4.5.(c)) permet de formuler la même conclusion : le passage d'un déphasage  $\varphi$  entre les tensions d'alimentation des deux sources d'une valeur "défavorable" ( $\varphi \simeq 2\pi/3$ ) à une valeur "favorable" ( $\varphi \simeq -2\pi/7$ ) se traduit par une augmentation notable de la composante progressive de l'onde acoustique. Il est également intéressant d'examiner les distributions spatiales des puissances acoustiques active et réactive (resp. Fig. 4.5.(d) et (e)). L'observation de la distribution spatiale de la puissance active  $\mathcal{I}(x)$  montre que l'onde établie dans le guide d'onde possède, quel que soit  $\varphi \simeq -2\pi/7$  ou  $\varphi \simeq 2\pi/3$  entre les tensions d'alimentation des deux sources, une composante progressive correspondant à une propagation dans le sens des  $x$  croissants. Lorsque  $\varphi \simeq -2\pi/7$ , la puissance active est d'un ordre de grandeur supérieure à celle observée lorsque  $\varphi \simeq 2\pi/3$ . Enfin, au regard de la figure 4.5.(e) représentant la distribution spatiale de la puissance réactive  $\mathcal{J}(x)$ , il apparaît que la variation du déphasage  $\varphi$  entre les tensions d'alimentation des deux sources d'une valeur de  $2\pi/3$  à une valeur de  $-2\pi/7$  se traduit également par une augmentation notable de la puissance réactive. Cependant, cette augmentation (environ d'un facteur 2) est moins importante que celle (environ d'un facteur 10) observée sur la puissance active : ces observations sont conformes à ce qui est attendu de la machine étudiée ici dont la géométrie annulaire favorise l'amplification d'ondes à caractère progressif [32, 46].

## 4.4 Champ acoustique au dessus du seuil de déclenchement

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont issus de mesures réalisées au dessus du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique, c'est-à-dire lorsque  $\mathcal{Q}_h \geq \mathcal{Q}_{onset}$ ,  $\mathcal{Q}_{onset}$  étant déterminé au paragraphe 4.2 ( $\mathcal{Q}_{onset} \simeq 363$  W). Lorsque cette puissance électrique de chauffage  $\mathcal{Q}_h$  est supérieure à la puissance de déclenchement  $\mathcal{Q}_{onset}$ , l'instabilité thermoacoustique s'opère et un champ acoustique auto-oscillant s'établit dans le guide d'onde annulaire. La seule source est alors la source thermoacoustique : les sources secondaires (c'est-à-dire les haut-parleurs) sont éteintes.



La distribution du champ acoustique est déterminée pour différentes conditions de chauffage, pour lesquelles la puissance électrique  $\mathcal{Q}_h$  fournie aux résistances chauffantes varie de 363 W à 511 W, ce qui correspond à des différences de températures  $\Delta T$  entre les extrémités de l'empilement de plaques variant de 144 K à 186 K. La mesure des amplitudes efficaces  $p_{rms_i}$  et des phases  $\varphi_i$  — mesure réalisée après stabilisation des champs de température dans le noyau thermoacoustique et stabilisation de l'amplitude efficace de la pression acoustique — de la pression acoustique aux six points de mesure microphonique permet la reconstruction du champ acoustique dans toute la partie du guide homogène en température.

La figure 4.6.(a) présente l'évolution de la distribution spatiale du module  $|\tilde{p}(x)|$  de la pression acoustique  $\tilde{p}(x)$  en fonction de la condition de chauffage. Bien que la position des ventres et des nœuds de pression reste très proche quelle que soit la valeur de la puissance électrique  $\mathcal{Q}_h$  fournie aux cartouches chauffantes, il est intéressant de noter que la valeur de cette pression à ces extrema augmente de manière significative avec le niveau de chauffage.

Le module  $|\tilde{u}(x)|$  du débit acoustique  $\tilde{u}(x)$ , la phase  $\phi_{pu}$  entre la pression et le débit acoustique ainsi que les puissances active  $\mathcal{I}(x)$  et réactive  $\mathcal{J}(x)$  sont respectivement représentés sur les figures 4.6.(b–e). La phase  $\Phi_{pu}$  entre la pression et le débit acoustique évolue peu en fonction de la puissance de chauffage  $\mathcal{Q}_h$ . Les relations de phase entre pression et débit sont donc similaires quel que soit le niveau de chauffage, dénotant le fait que les caractéristiques de propagation de l'onde acoustique établie dans le guide d'onde varient peu en fonction du chauffage. Les puissances actives et réactives augmentent avec la puissance électrique de chauffage. Le signe positif de la puissance active montre que l'onde établie dans le guide d'onde se propage dans le sens des  $x$  croissants. La puissance acoustique globale  $\mathcal{W}_{ac}$  disponible dans le guide d'onde, calculée à partir de l'équation (3.10), varie entre  $\mathcal{W}_{ac} \simeq 0.9 \cdot 10^{-2}$  W et  $\mathcal{W}_{ac} \simeq 24.9 \cdot 10^{-2}$  W. Le rendement  $\eta_0 = \mathcal{W}_{ac}/\mathcal{Q}_h$  de la machine thermoacoustique varie alors entre 0.003 % et 0.05 %.

## 4.5 Mise en œuvre du système de contrôle actif

Au dessus du seuil de déclenchement, lorsque les deux sources secondaires sont mises en fonctionnement, le champ acoustique établi dans le guide d'onde peut être vu comme une combinaison du champ acoustique généré par les deux haut-parleurs et du champ acoustique généré par la source thermoacoustique. Plus précisément, ce champ acoustique résulte du (ou d'une tentative de) forçage par les deux sources secondaires du système auto-oscillant que constitue le noyau thermoacoustique placé dans le guide d'onde. Le problème considéré ici est relativement complexe et, afin de l'appréhender de manière expérimentale, la première étape consiste à définir un mode opératoire judicieux. Par ailleurs, comme mentionné précédemment, les mesures à effectuer sont particulièrement longues du fait d'un long temps de stabilisation des

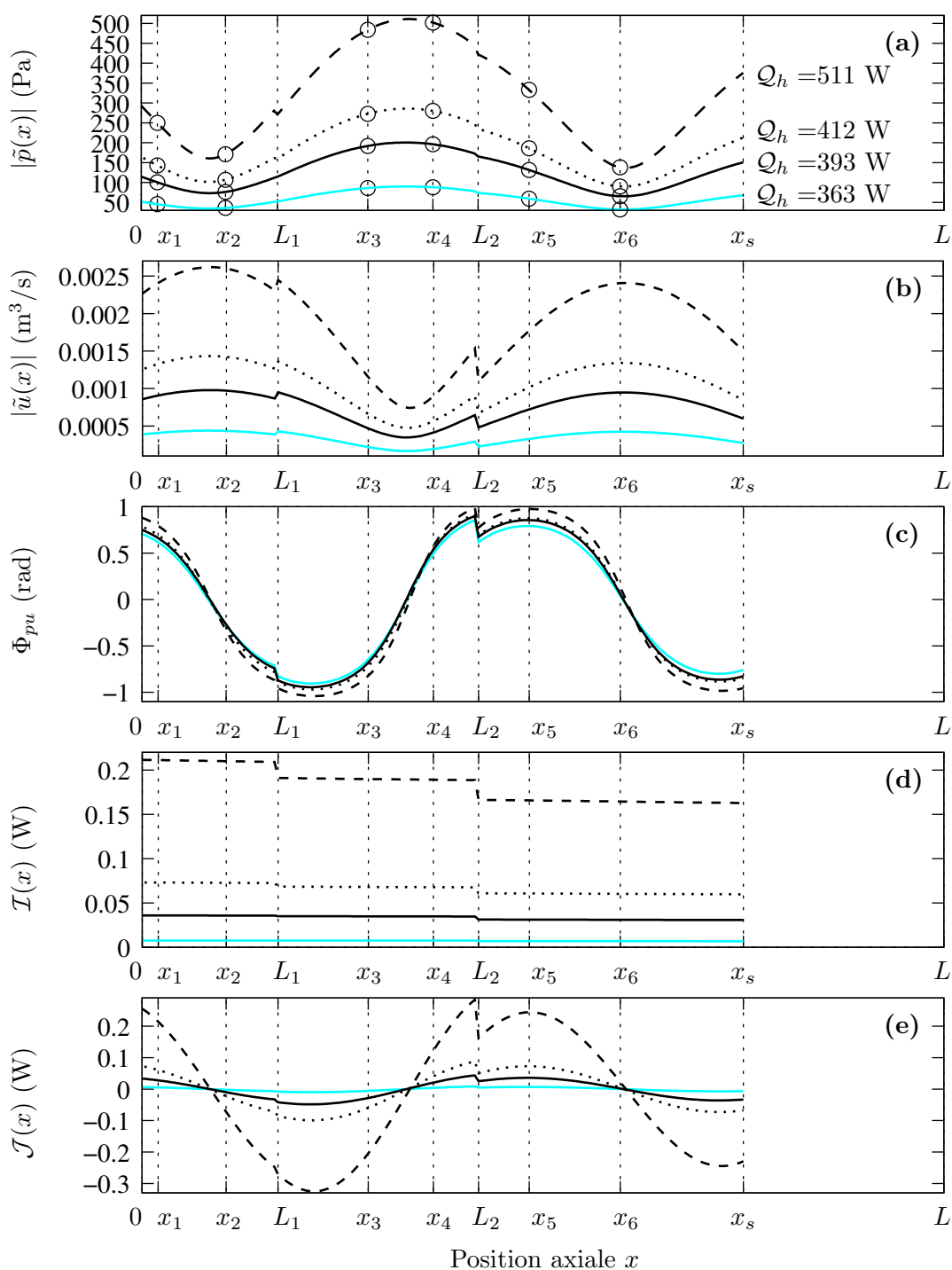


FIG. 4.6 – Distributions spatiales du champ acoustique dans la partie du guide d'onde homogène en température lorsque les sources secondaires sont éteintes, en fonction de la coordonnée axiale  $x$  pour des conditions de chauffage variant de  $Q_h \simeq 363$  W à  $Q \simeq 511$  W : (a) module  $|\tilde{p}(x)|$  de la pression acoustique, (b) module  $|\tilde{u}(x)|$  du débit acoustique  $\tilde{u}(x)$ , (c) phase  $\phi_{pu}$  entre la pression et le débit acoustique, (d) puissance active  $\mathcal{I}(x)$  et (e) puissance réactive  $\mathcal{J}(x)$ .

champs de température après chaque incrément de chauffage. Cet aspect de l'étude doit être pris en compte dans la définition du mode opératoire. Au paragraphe 4.5.1 sont exposés les choix effectués sur la manière dont le système de contrôle actif est mis en œuvre. Au paragraphe 4.5.2 sont exposées les performances de la machine obtenues en présence de contrôle actif.

#### 4.5.1 Choix du mode opératoire

Le choix du mode opératoire retenu dans le cadre de cette étude consiste tout d'abord à définir un ordre d'allumage des sources, à savoir la source thermoacoustique et les sources secondaires. Pour l'ensemble des résultats présentés dans la suite du document, les sources secondaires ne sont mises sous tension qu'après stabilisation des champs de température et de pression acoustique, pour une puissance de chauffage donnée. Ensuite, des choix sont effectués pour les paramètres de réglage des sources secondaires : ces choix concernent la fréquence d'excitation, le déphasage entre les tensions d'alimentation des deux sources et la puissance électrique qui leur est fournie.

Le premier paramètre à régler précisément est la fréquence à laquelle les sources secondaires établissent le champ acoustique dans le résonateur. En effet, lorsque la fréquence  $f_1$  des oscillations auto-entretenuës induites par la source thermoacoustique n'est pas parfaitement égale à la fréquence  $f_2$  du champ acoustique généré par les deux sources secondaires, un phénomène de battement apparaît, phénomène qui se manifeste par une modulation temporelle lente de l'amplitude de la pression acoustique dans le guide d'onde. Cette modulation, de fréquence  $(|f_1 - f_2|)/2$ , peut alors perturber le fonctionnement du moteur. La fréquence à laquelle la source thermoacoustique établit sa contribution au champ acoustique est donc mesurée finement avant que les sources secondaires soient mises sous tension.

Le second paramètre concerne la puissance électrique fournie aux haut-parleurs, et par suite l'amplitude du champ acoustique généré par les sources secondaires. Cette amplitude doit être suffisamment faible pour que la contribution de la source thermoacoustique seule soit grande au regard de celle des sources secondaires seules. Les tensions d'alimentation des deux haut-parleurs sont réglées de manière à être égales en amplitude, et de manière à ce que l'amplitude moyenne de la pression acoustique induite par les deux sources secondaires soit d'environ un ordre de grandeur plus faible que l'amplitude moyenne de la pression acoustique induite par la source thermoacoustique lorsque  $Q_h = Q_{onset}$ . La puissance électrique fournie à chaque haut-parleur choisie pour la suite vaut  $\mathcal{W}_{l_s} \simeq 1.25 \cdot 10^{-4}$  W, soit une puissance électrique totale fournie aux deux haut-parleurs de  $\mathcal{W}_{l_s} \simeq 2.5 \cdot 10^{-4}$  W. La puissance acoustique globale dans la partie du

guide d'onde homogène en température vaut alors  $\mathcal{W}_{ac} \simeq 6.8 \cdot 10^{-4}$  W lorsque  $\mathcal{Q}_h \simeq 338$  W, juste en dessous du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique<sup>3</sup>.

Le dernier paramètre à choisir est la phase entre les tensions d'alimentation des deux haut-parleurs. Selon la valeur de cette phase, le champ acoustique induit par les sources secondaires peut prendre diverses formes. Le paragraphe 4.3 montre que, sous le seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique, la puissance globale dans le guide d'onde évolue en fonction de cette phase. Il est délicat, au dessus du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique (quand les oscillations auto-entretenues apparaissent), de déterminer la variation de cette phase en fonction de la puissance de chauffage. Afin de déterminer une (et une seule) valeur de déphasage  $\varphi$  entre les tensions d'alimentation des deux sources pour la mise en œuvre du contrôle actif, des mesures préliminaires sont effectuées : après déclenchement de l'instabilité thermoacoustique, les sources secondaires sont mises sous tension et un balayage sur le déphasage  $\varphi$  est effectué autour de sa valeur optimale de  $-\pi/3$  mesurée juste en dessous du seuil de déclenchement (Cf. § 4.3); les pressions acoustiques sont alors mesurées et la valeur de  $\varphi$  permettant de maximiser le niveau de pression acoustique dans le guide d'onde est retenue. Ces mesures préliminaires, délicates à mettre en œuvre et donc peu précises, ont permis de conclure qu'un déphasage de  $-\pi/3$  semble correspondre à l'optimum au dessus du seuil de déclenchement quelle que soit la puissance électrique fournie aux cartouches chauffante  $\mathcal{Q}_h$ . Notons que lorsque les sources secondaires sont éteintes, il est possible de mesurer la phase de la pression acoustique entre les points  $x = L_1$  et  $x = L_2$  à l'aide des deux haut-parleurs fonctionnant en capteur<sup>4</sup>. Il apparaît que le déphasage mesuré ( $\varphi \simeq -\pi/4$ ) est différent du déphasage optimal ( $\varphi \simeq -\pi/3$ ) qui est ensuite appliqué aux tensions d'alimentation des deux sources secondaires, ce qui confirme le fait que le champ acoustique généré par la source thermoacoustique n'est pas le champ qui optimise le processus d'amplification thermoacoustique.

#### 4.5.2 Performances du générateur d'ondes thermoacoustique en présence du système de contrôle actif

Une fois le mode opératoire et les paramètres d'alimentation des sources secondaires définis, le contrôle actif peut être mis en œuvre et la distribution spatiale du champ acoustique au dessus du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique peut être mesurée.

La figure 4.7.(a) présente l'évolution de la puissance acoustique globale  $\mathcal{W}_{ac}$  disponible dans le guide d'onde en fonction de la puissance électrique  $\mathcal{Q}_h$  fournie aux cartouches chauffantes dans le cas où seule la source thermoacoustique contribue au champ acoustique (ligne continue,

<sup>3</sup>Pour les mêmes valeur de phase et de tension d'alimentation, la puissance acoustique globale induite par les sources secondaires seules est  $\mathcal{W}_{ac} \simeq 3.1 \cdot 10^{-5}$  W lorsque  $\mathcal{Q}_h \simeq 0$  W ou  $\mathcal{W}_{ac} \simeq 7.2 \cdot 10^{-5}$  W lorsque  $\mathcal{Q}_h \simeq 192$  W

<sup>4</sup>Les tensions contre-électromotrices aux bornes des deux haut-parleurs sont simplement mesurées.

déterminée au § 4.4) et dans le cas où la source thermoacoustique et les deux sources secondaires contribuent au champ acoustique (ligne pointillée). Notons que, alors que l'instabilité thermoacoustique s'opère et que la distribution du champ de température et l'amplitude de pression acoustique sont stables, la mise sous tension des deux sources secondaires perturbe peu la distribution du champ de température dans le noyau thermoacoustique : les variations temporelles de la température mesurées le long de l'empilement de plaques ne dépassent pas 2 K. La figure 4.7.(a) montre que la contribution au champ acoustique des sources secondaires permet d'augmenter la puissance acoustique globale dans le guide d'onde quelle que soit la valeur de la puissance électrique  $\mathcal{Q}_h$  de chauffage.

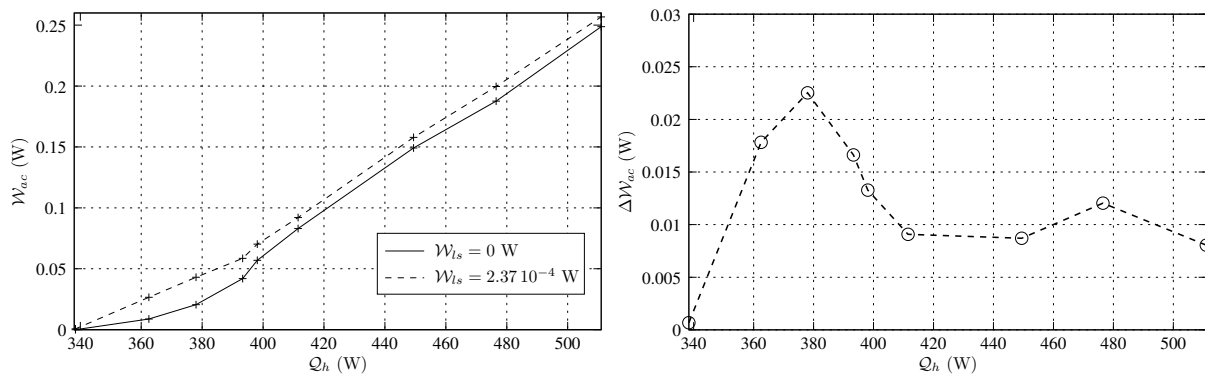


FIG. 4.7 – (a) Puissance acoustique globale  $\mathcal{W}_{ac}$  en fonction de la condition de chauffage  $\mathcal{Q}_h$  avec (ligne pointillée) ou sans (ligne continue) contrôle actif. (b) Différence  $\Delta\mathcal{W}_{ac}$  entre les puissances acoustiques globale avec et sans contrôle actif.

La différence  $\Delta\mathcal{W}_{ac}$  entre la puissance acoustique globale sans ou avec le contrôle actif est présentée sur la figure 4.7.(b) en fonction de la puissance électrique de chauffage  $\mathcal{Q}_h$  : il existe une valeur de chauffage ( $\mathcal{Q}_h \simeq 378$  W) pour laquelle le gain de puissance acoustique est maximal. Lorsque la puissance thermique est fixée à  $\mathcal{Q}_h \simeq 378$  W, la puissance acoustique globale passe d'une valeur de  $2.1 \cdot 10^{-2}$  W sans contrôle actif à une puissance globale de  $4.3 \cdot 10^{-2}$  W en présence de contrôle actif, soit une augmentation de 105% de la puissance acoustique globale pour une augmentation de  $6.6 \cdot 10^{-5}$  % de la puissance électrique globale ( $\mathcal{W}_{ls} + \mathcal{Q}_h$ ) injectée dans le système (le rendement de la machine est donc multiplié par un facteur supérieur à 2 pour cette valeur de  $\mathcal{W}_{ls} + \mathcal{Q}_h$ ). Notons que le gain de puissance acoustique ( $4.3 \cdot 10^{-2} - 2.1 \cdot 10^{-2}$  W) est très supérieur à la puissance électrique ( $\mathcal{W}_{ls} \simeq 2,5 \cdot 10^{-4}$  W) fournie au sources secondaires.

Afin de mettre en évidence d'une autre façon le gain apporté par ce procédé de contrôle actif sur le dispositif expérimental existant, considérons la mesure effectuée pour une puissance de chauffage  $\mathcal{Q}_h$  de 363 W et en présence de contrôle actif ( $\mathcal{W}_{ls} \simeq 2.4 \cdot 10^{-4}$  W) donnant lieu à une puissance acoustique globale  $\mathcal{W}_{ac}$  de  $2.7 \cdot 10^{-2}$  W. En comparant ce résultat avec celui obtenu

pour  $Q_h \simeq 378$  W en l'absence de contrôle actif (donnant lieu à une puissance acoustique globale de  $2.1 \cdot 10^{-2}$  W), il s'avère qu'en diminuant le chauffage de 15 W (soit 4%) et en compensant cette diminution par un contrôle actif, la puissance acoustique globale augmente néanmoins de 29 %. Ce dispositif de contrôle actif permet donc, dans le cas présent, d'augmenter les performances globales de la machine.

Les rendements

$$\eta_0 = \frac{\mathcal{W}_{ac}}{Q_h} \quad \text{et} \quad \eta = \frac{\mathcal{W}_{ac}}{Q_h + \mathcal{W}_{ls}} \quad (4.2)$$

du moteur thermoacoustique sont respectivement définis comme les rendements lorsque la puissance électrique totale fournie aux sources secondaires est  $\mathcal{W}_{ls} = 0$  W et  $\mathcal{W}_{ls} \simeq 2.5 \cdot 10^{-4}$  W. La figure 4.8 présente le rapport  $\eta/\eta_0$  de ces deux rendements. Il apparaît que l'adjonction des sources secondaires permet de multiplier par 3 le rendement de la machine juste au dessus du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique ( $Q_h$  vaut alors 363 W). À mesure que la puissance électrique de chauffage augmente, ce rapport tend vers l'unité : l'amélioration du rendement de la machine thermoacoustique apportée par le système de contrôle actif devient alors négligeable.

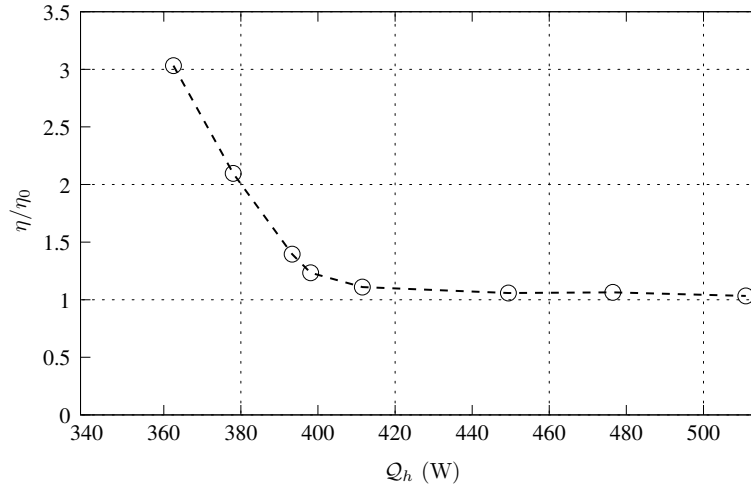


FIG. 4.8 – Rapport  $\eta/\eta_0$  des rendements du système avec ou sans contrôle actif en fonction de la puissance électrique  $Q_h$  fournie aux cartouches chauffantes.

Les figures 4.9.(a)–(e) présentent les distributions spatiales du champ acoustique au dessus du seuil de déclenchement pour  $Q_h \simeq 363$  W lorsque les sources acoustiques sont mises sous tension ou pas. L'observation de la figure 4.9.(a) montre clairement que lorsque  $\mathcal{W}_{ls} \simeq 2.37 \cdot 10^{-4}$  W (sources secondaires sous tension), l'amplitude de la pression acoustique est bien supérieure à celle observée lorsque  $\mathcal{W}_{ls} = 0$  W (sources secondaires éteintes). Notons que des imperfections de raccordement apparaissent de nouveau sur la reconstruction du champ de pression aux abscisses  $x = L_1$  et  $x = L_2$ .

Au regard des distributions de pression (Fig. 4.9.(a)) et de débit (Fig. 4.9.(b)) acoustiques, respectivement avec ou sans contrôle actif, il apparaît en premier lieu que l'apport des sources secondaires se traduit essentiellement par une augmentation des amplitudes de pression et de débit acoustique. Il n'y a en revanche pas de variations significatives du déphasage  $\Phi_{pu}$  entre pression et débit (Fig. 4.9.(c)), ni décalage visible des positions des extrema de pression ou de débit, lorsque les sources secondaires sont mises sous tension. Par ailleurs, au regard des figures 4.9.(d) et 4.9.(e), il apparaît bien que la mise sous tension des sources secondaires se traduit par une augmentation significative des composantes active et réactive de la puissance acoustique. Rappelons que cette augmentation de puissance ( $\simeq 18$  mW, voir Fig. 4.7.(b)) est bien supérieure à la puissance électrique fournie aux haut-parleurs, et que par conséquent, le gain de puissance apporté par le contrôle actif doit être lié à une modification de la distribution du champ acoustique dans l'ensemble du guide d'onde, et plus particulièrement dans le noyau thermoacoustique. Il reste que cette modification est peu visible sur la figure 4.9 ce qui confirme que l'amplification thermoacoustique est très sensible à toute variation du champ acoustique dans la machine.

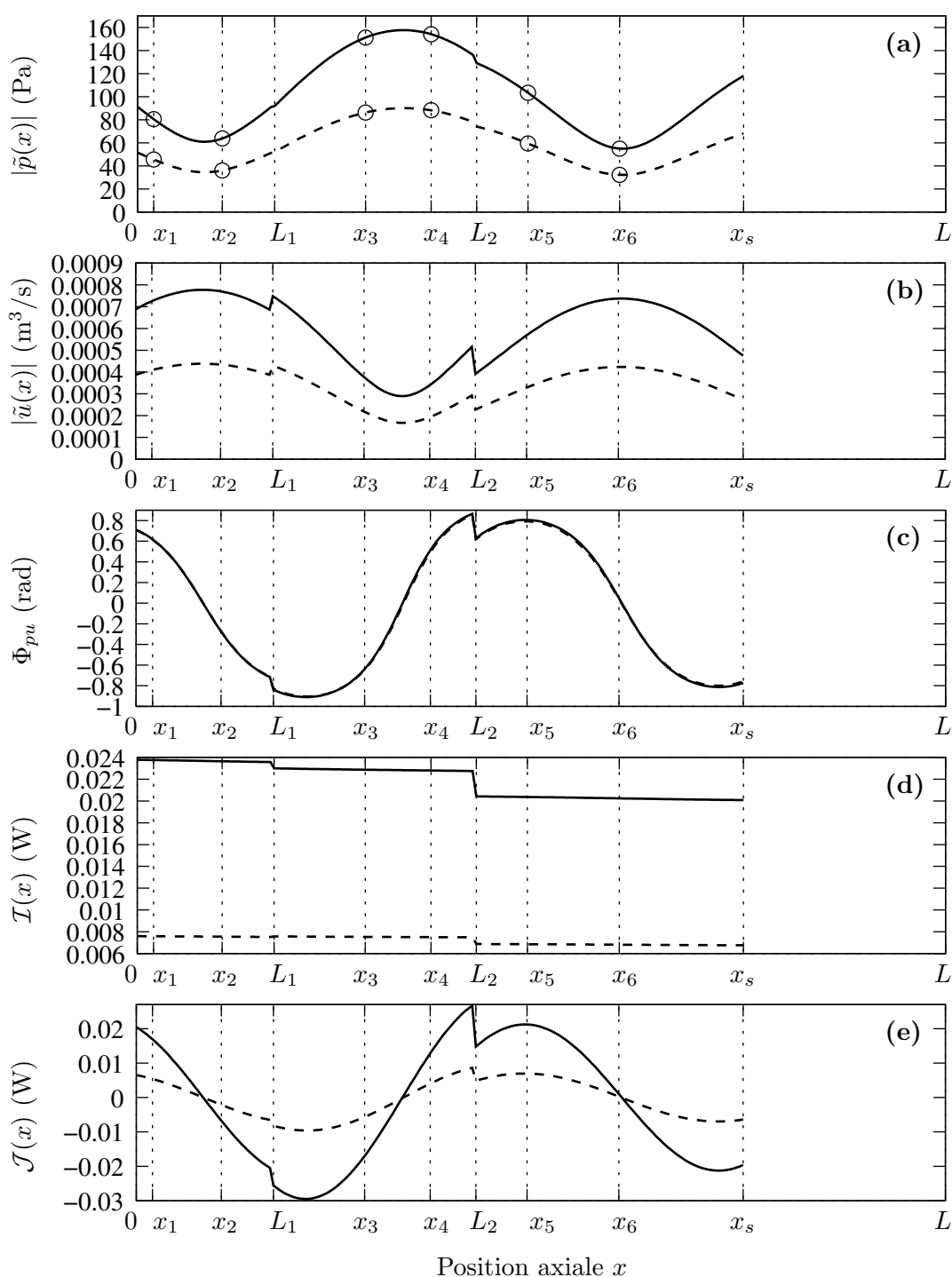


FIG. 4.9 – Distribution spatiale du champ acoustique en fonction de la coordonnée axiale  $x$  au dessus du déclenchement de l'instabilité thermoacoustique ( $\mathcal{Q}_h \simeq 363$  W), et pour  $\mathcal{W}_{l_s} = 0$  W (lignes tiretées) et  $\mathcal{W}_{l_s} \simeq 2.37 \cdot 10^{-4}$  W (lignes continues) : (a) Module  $|\tilde{p}(x)|$  de la pression acoustique, (b) Phase  $\arg(\tilde{p}(x))$  de la pression acoustique (c) Module du débit acoustique  $\tilde{u}(x)$ , (d) Puissance active  $\mathcal{I}(x)$  et (e) Puissance réactive  $\mathcal{J}(x)$ .



## 4.6 Conclusions & perspectives

Dans ce chapitre, une étude de faisabilité du contrôle actif de l'amplification thermoacoustique dans un générateur d'ondes thermoacoustique annulaire a été menée. L'influence significative des deux sources secondaires sur l'amplification thermoacoustique a été mise en évidence, et l'existence d'un déphasage optimal entre les deux sources permettant de maximiser l'amplification thermoacoustique a été démontrée. De plus, les résultats des mesures effectuées au delà du seuil de déclenchement ont montré que sous certaines conditions il est possible d'augmenter le rendement de la machine d'un facteur supérieur à deux grâce à l'adjonction de deux haut-parleurs judicieusement contrôlés en amplitude et en phase. Il serait néanmoins prématuré à ce stade des travaux de conclure de façon formelle quant à l'intérêt ou non de la mise en oeuvre de contrôle actif dans une machine thermoacoustique de forte puissance telle par exemple que celle mise au point par Swift et Backhaus (Cf. [66] et Fig. 3.1). Des études complémentaires doivent être menées afin de répondre à cette question.

Il existe en effet plusieurs points critiquables, ou non clairement élucidés, concernant les expériences présentées dans ce chapitre : le prototype expérimental utilisé ici — prototype qui est une adaptation d'un prototype utilisé lors de travaux antérieurs — n'est pas nécessairement adapté à la présente étude. Si le choix d'utiliser un prototype existant déjà instrumenté et caractérisé tant expérimentalement que théoriquement en l'absence de sources secondaires est judicieux pour des travaux préliminaires, la poursuite de cette étude nécessite probablement de réaliser un nouveau noyau thermoacoustique ne présentant pas les défauts du premier. En effet, le défaut principal du prototype actuel concerne le procédé de chauffage externe rendant d'une part les mesures très longues, et responsable d'autre part d'un rendement exagérément faible. Il conviendrait donc pour des études futures d'adapter le noyau thermoacoustique actuel en utilisant un chauffage interne (cela a déjà été réalisé auparavant [46]) ou en développant un nouveau.

Si l'effet des sources secondaires sur la puissance acoustique globale dans le guide d'onde a été clairement mis en évidence, la reconstruction du champ acoustique en présence ou non de contrôle actif (Fig. 4.9) ne révèle pas d'effets visibles de ces sources sur la distribution spatiale du champ acoustique. On peut avancer en explication qu'une très faible modification du champ acoustique dans le stack, non visible par le procédé de reconstruction adopté ici, suffit à modifier significativement l'amplification thermoacoustique, mais d'autres explications sont éventuellement envisageables. Par exemple, l'effet de jet en sortie des tubes reliant les sources secondaires au guide d'onde peut éventuellement générer un écoulement moyen (déjà mis en évidence, en tant que source perturbatrice, lors des mesures présentées au chapitre 2) venant modifier le champ de température dans le noyau thermoacoustique.

Le problème du couplage entre le guide d'onde et les sources secondaires n'a pas été profondément étudié ici, faute de temps, mais n'en est pas moins un point essentiel. Le choix effectué d'utiliser des haut-parleurs électrodynamiques reliés au guide d'onde par l'intermédiaire d'un petit tube est avant tout un choix de convenance, et n'est probablement pas le meilleur. Il conviendrait donc de mener les études nécessaires pour élucider ce point. Les problèmes à résoudre concernent notamment le choix de sources qui une fois placées le long du guide d'onde, n'induisent ni une forte augmentation du seuil de déclenchement de la machine ni une forte réduction du rendement. Ces problèmes concernent également la compréhension fine des paramètres qui déterminent si les oscillations forcées par les sources secondaires prennent ou non le contrôle des auto-oscillations d'origine thermoacoustique. Les études menées ici ont mis en évidence qu'il existe une puissance électrique minimale  $\mathcal{W}_{l_s}$  à fournir aux haut-parleurs pour effectivement contrôler l'amplification thermoacoustique au delà du seuil de déclenchement, de même qu'à une puissance  $\mathcal{W}_{l_s}$  fixée il existe une puissance de chauffage  $\mathcal{Q}_h$  seuil à partir de laquelle les auto-oscillations l'emportent sur les sources secondaires (les sources secondaires n'ont pas d'effet sur l'amplification thermoacoustique). Nous n'avons pas pour l'heure mené d'études visant à déterminer un critère, portant sur les paramètres électromécaniques des sources secondaires ou sur le mode de transduction (électrodynamique, piézoélectrique, magnétostrictif etc...), assurant un contrôle en toutes circonstances de l'amplification thermoacoustique (si cela est possible). Ce problème est important en pratique car dans une machine réelle de forte puissance, le fluide (généralement de l'hélium) est pressurisé sous plusieurs dizaines de bars, et les oscillations acoustiques peuvent atteindre plusieurs bars ; le problème consiste alors à utiliser des sources secondaires capables de contrôler ces fortes auto-oscillations tout en consommant peu d'énergie en regard de l'énergie thermique fournie pour la transduction thermoacoustique.

Enfin, le prototype étudié ici présente l'inconvénient de ne pas être une véritable machine en ce sens qu'il n'y a pas de charge permettant de consommer le travail acoustique produit par effet thermoacoustique. C'est la raison pour laquelle le rendement a été défini ici sous forme du ratio entre la puissance acoustique disponible dans l'ensemble de la partie homogène en température du guide d'onde  $\mathcal{W}_{ac}$  et la puissance de chauffage  $\mathcal{Q}_h$ . Il conviendrait donc de réaliser une nouvelle machine thermoacoustique équipée d'une charge afin de définir un nouveau rendement, ratio de la puissance consommée par cette charge sur la puissance de chauffage. Différents type de charge peuvent être envisagées, comme par exemple une charge dissipative R-C (par exemple l'adjonction d'une vanne couplée à une cavité [22]), un résonateur droit dissipant l'énergie acoustique produite dans la boucle, ou encore un alternateur électrodynamique [6]. Il est cependant très important de noter que quelle que soit la charge choisie pour une étude future, la nécessité d'un couplage fort entre la charge et le guide d'onde annulaire induit un changement

de comportement drastique de la machine dans son ensemble. C'est par exemple le cas de la machine développée par Swift et Backhaus (Cf. Fig. 3.1) dont le rendement est défini comme le rapport de la puissance acoustique active entrant dans le guide droit au niveau de la jonction de ce guide et de la boucle sur la puissance de chauffage. Dans cette machine, la fréquence de déclenchement correspond approximativement à la fréquence de résonance du guide quart d'onde seul, de sorte que la longueur d'onde est très largement supérieure à la longueur déroulée du guide annulaire. Cela constitue une différence de taille avec le prototype étudié ici, et remet en cause les règles adoptées pour le placement des sources secondaires. Il conviendrait donc de reprendre la modélisation de ce nouveau type de machine afin de définir le placement optimum des sources secondaires permettant de contrôler le champ acoustique dans l'empilement de plaques.

# Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse s'inscrivent dans la continuité des travaux réalisés par l'équipe thermoacoustique du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine depuis 1995, et visent à apporter une meilleure compréhension des phénomènes physiques qui sont mis en jeu dans les machines thermoacoustiques. Ces travaux, essentiellement expérimentaux, se sont divisés en deux parties, concernant toutes deux des systèmes basés sur des résonateurs acoustiques à géométrie annulaire.

La première partie de ces travaux concerne l'étude des écoulements redressés prenant place dans les résonateurs annulaires lors de la génération d'une onde acoustique de fort niveau. L'originalité de cette étude réside dans l'architecture du système développé. Ce système est un résonateur annulaire dans lequel un champ acoustique peut être entretenu au moyen de deux haut-parleurs. Le contrôle en amplitude et en phase des déplacements des membranes de ces deux haut-parleurs permet d'établir dans le guide d'onde un champ acoustique qui peut avoir un caractère stationnaire, un caractère progressif ou qui peut être tout autre champ intermédiaire.

L'étude théorique de ce résonateur acoustique annulaire à deux sources est menée dans le chapitre 1 de ce document. Un modèle analytique simple est présenté et permet de caractériser la distribution spatiale du champ acoustique dans le guide d'onde. Il est montré que lorsque les sources acoustiques sont séparées d'une distance égale au quart de la longueur du résonateur, le champ acoustique entretenu peut alors être de nature progressive si les déplacements des membranes des deux sources acoustiques sont égaux en amplitude mais en quadrature de phase, et si la longueur d'onde acoustique est exactement égale à la longueur déroulée du guide d'onde.

Un modèle simplifié, basé sur le modèle analytique de Gusev *et al.* [25], est ensuite développé et permet de caractériser théoriquement l'écoulement redressé prenant lieu dans un résonateur annulaire lorsqu'une onde acoustique progressive est établie dans le guide d'onde.

Le chapitre 2 présente le dispositif expérimental développé dans le cadre de ces travaux ainsi que le principe de la mesure par Vélocimétrie Laser Doppler. Cette technique permet de mesurer simultanément et de manière peu intrusive les vitesses particulières acoustiques et les vitesses des écoulements redressés prenant place dans le dispositif expérimental. Il est montré en particulier

que la procédure de mesure de la vitesse des écoulements redressés est délicate. En effet, d'une part, le type d'ensemencement et le matériel utilisé lors de la mesure par VLD conditionnent la qualité des résultats obtenus, et d'autre part, il existe un long temps de stabilisation de la vitesse de l'écoulement redressé, principalement lié au temps d'établissement d'une distribution hétérogène de température dans le système. Il est important de réaliser les mesures des vitesses des écoulements redressés après ce temps de stabilisation.

Les résultats des mesures des vitesses particulières acoustiques et des vitesses des écoulements redressés prenant place dans le dispositif expérimental sont ensuite présentés. Ces mesures sont réalisées lorsqu'une onde acoustique stationnaire ou une onde acoustique progressive sont établies dans le résonateur. Il apparaît que les résultats des mesures des profils longitudinaux des vitesses particulières acoustiques sont en bon accord avec les résultats théoriques. Il est montré que la courbure du guide d'onde annulaire a une influence sur la distribution transverse de la vitesse acoustique. Celle-ci présente une asymétrie directement liée au rayon de courbure du résonateur. La mesure de la vitesse des écoulements redressés montre que lorsque l'onde acoustique établie dans le guide d'onde est stationnaire, les résultats sont en accord avec les observations classiques des écoulements redressés dans les résonateurs droits à ondes stationnaires. Lorsqu'une onde acoustique à caractère progressif est générée, l'amplitude de la vitesse de l'écoulement redressé est quasi uniforme sur la longueur du guide d'onde, et le sens de cet écoulement est, dans le cas de cette étude et conformément aux prévisions théoriques, opposé à celui de la propagation de l'onde acoustique. Il est également observé que la présence de singularités géométriques dans le dispositif expérimental — en particulier celles entraînées par les liaisons entre les sources acoustiques et le guide d'onde — entraîne des perturbations importantes, localisées autour de ces singularités, de l'amplitude de la vitesse de l'écoulement redressé. Il est montré par ailleurs que les profils transverses des vitesses d'écoulements redressés présentent une asymétrie qui accroît en fonction de l'amplitude de la vitesse acoustique. Cette asymétrie peut être due d'une part à la courbure du résonateur qui, en modifiant le profil transverse de la vitesse particulière acoustique, modifie aussi le profil transverse de la vitesse de l'écoulement redressé, et d'autre part à la croissance des effets d'inertie du fluide en fonction de la vitesse acoustique, effets d'inertie qui peuvent modifier la distribution de la vitesse de l'écoulement redressé sur la section du guide d'onde. Il est toutefois intéressant de noter que la dépendance quadratique de la vitesse de l'écoulement redressé en fonction de la pression acoustique est retrouvée expérimentalement, et que ces résultats sont en bon accord avec les prévisions issues du modèle théorique.

La seconde partie de ce document porte sur l'étude d'un système basé sur l'architecture d'un moteur thermoacoustique à géométrie annulaire dans lequel la présence de deux haut-parleurs contrôlés en amplitude et en phase permet de modifier la structure spatiale du champ

acoustique dans tout le guide d'onde et en particulier dans le noyau thermoacoustique. Ce travail a pour objet d'étudier la possibilité de contrôler en temps réel la distribution spatiale du champ acoustique, et par conséquent l'amplification acoustique prenant lieu dans le noyau thermoacoustique. Ces travaux originaux sont menés afin d'étudier à terme la faisabilité et le potentiel d'une machine thermoacoustique équipée d'un dispositif de contrôle actif de l'amplification thermoacoustique.

Le chapitre 3 présente dans un premier temps le dispositif expérimental de générateur d'ondes thermoacoustique annulaire équipé de ses deux sources acoustiques. L'instrumentation en microphones de mesure le long du guide d'onde permet grâce à la méthode du doublet microphonique de reconstruire la distribution spatiale de la pression acoustique, et par suite de déterminer la distribution du débit et des puissances acoustiques, dans la partie homogène en température du guide d'onde.

Les résultats de mesures sont présentés au chapitre 4. La détermination du seuil de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique permet par suite de caractériser le champ acoustique en dessous et au dessus de ce seuil. En dessous du seuil de déclenchement, il est montré qu'il existe une phase entre les tensions d'alimentation des deux sources secondaires pour laquelle la puissance globale dans la partie homogène en température du guide d'onde est maximale. Par suite, l'ajustement de cette phase au dessus du seuil de déclenchement permet de générer grâce aux deux sources secondaires un champ acoustique visant à optimiser le processus d'amplification thermoacoustique. Il apparaît alors qu'au dessus du seuil, le changement apporté par les sources secondaires sur la distribution spatiale du champ acoustique dans le noyau thermoacoustique peut permettre d'augmenter significativement la puissance globale dans le guide d'onde et par suite le rendement de la machine. Le régime optimal de fonctionnement du système thermoacoustique muni du système de contrôle actif est identifié juste au dessus du seuil de déclenchement. Le rendement de la machine est alors multiplié par 3. Notons cependant que ce résultat encourageant ne constitue pas pour autant une preuve irréfutable de l'intérêt de la mise en œuvre de contrôle actif sur une machine thermoacoustique de forte puissance, car la machine étudiée ici présente un rendement faible, et l'apport du contrôle actif n'est significatif que sous certaines conditions (lorsque la puissance de chauffage est proche du seuil de déclenchement).

En continuité des travaux réalisés au cours de cette thèse, plusieurs études complémentaires paraissent devoir être menées. Concernant la mesure fine des écoulements redressés en résonateur annulaire, il serait intéressant de parvenir à mesurer cet écoulement en présence d'un empilement de plaques afin d'analyser la contribution de cet élément au vent acoustique dans un résonateur annulaire, et d'apporter un complément aux travaux récemment publiés en résonateur droit [41]. Il serait également intéressant d'utiliser le résonateur annulaire à ondes progressives pour

étudier l'influence d'une pompe à jet placée dans le guide d'onde sur le vent acoustique qui y prend place. Mentionnons également qu'une étude numérique visant à décrire l'écoulement redressé en résonateur annulaire à ondes progressives est actuellement menée au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine [10].

Concernant le contrôle actif de l'amplification thermoacoustique, les résultats préliminaires obtenus dans le cadre de cette thèse appellent à la mise en œuvre d'études plus poussées. Ces compléments d'études impliquent la mise au point d'une nouvelle machine thermoacoustique plus adaptée aux besoins de l'étude (notamment équipée d'une charge consommant l'énergie acoustique produite). Une étude détaillée sur les sources secondaires (type de transduction, couplage au résonateur. . .) doit également être menée.

L'ensemble des travaux résumés dans ce mémoire contribuent à une compréhension plus fine des effets mis en jeu dans les machines thermoacoustiques, et permet à nos yeux de poser quelques jalons pour les travaux futurs de l'équipe de thermoacoustique du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine. Ces travaux sont susceptibles de contribuer à des avancées pratiques permettant d'améliorer l'efficacité des machines thermoacoustiques.

## Troisième partie

### Annexe





## Annexe A

# Campagne de mesures au LEA : comparaison des résultats de mesure par VLD et des post–traitements

### A.1 Contexte

En novembre 2008 fut initiée une campagne de mesures au Laboratoire d’Études Aérodynamiques de Poitiers (LEA, UMR CNRS 6609). Cette campagne, financée par le GDR CNRS “thermoacoustique”, avait pour objectif de valider les résultats de mesure des champs de vitesses par Vélocimétrie Laser Doppler reportés au chapitre 2, obtenus dans le dispositif à deux sources. La première partie de cette annexe (§ A.2) a pour objectif de décrire les différences entre le traitement des données de mesures mis en place lors de ce travail (Cf. § 2.3.3) et celui développé au LEA par Moreau *et al.* [41]. Les deux post–traitements sont également appliqués sur une même série de signaux bruts, puis comparés. La seconde partie de cette annexe (§ A.3) regroupe quelques–uns des résultats obtenus lors de cette campagne de mesures.

### A.2 Post–traitements des résultats de mesures VLD

Le traitement des résultats de mesure par VLD développé par Moreau *et al.* diffère de celui mis en place dans le cadre de ce travail, précédemment décrit au § 2.3.3. Le principe général de ce traitement est schématisé sur la figure A.1 : les mesures brutes issues du BSA, composées de couples (temps, vitesse), sont ramenées sur une période acoustique et triées par temps croissants, comme dans le cas du traitement effectué au LAUM (Fig. 2.7), mais Moreau *et al.* utilisent une technique de détection synchrone pour une ré–évaluation préliminaire de

la fréquence acoustique<sup>1</sup>. Une fois cette fréquence acoustique estimée et les mesures ramenées sur une période acoustique, le post-traitement mis en œuvre par Moreau *et al.* consiste à ré-échantillonner de manière uniforme le signal résultant. La moyenne sur une période acoustique de ce signal ré-échantillonné donne alors accès à l'amplitude de la vitesse de l'écoulement redressé. Une nouvelle détection synchrone permet ensuite d'évaluer la phase acoustique, puis une estimation par moindres carrés du signal ré-échantillonné permet finalement de calculer l'amplitude de la vitesse acoustique.

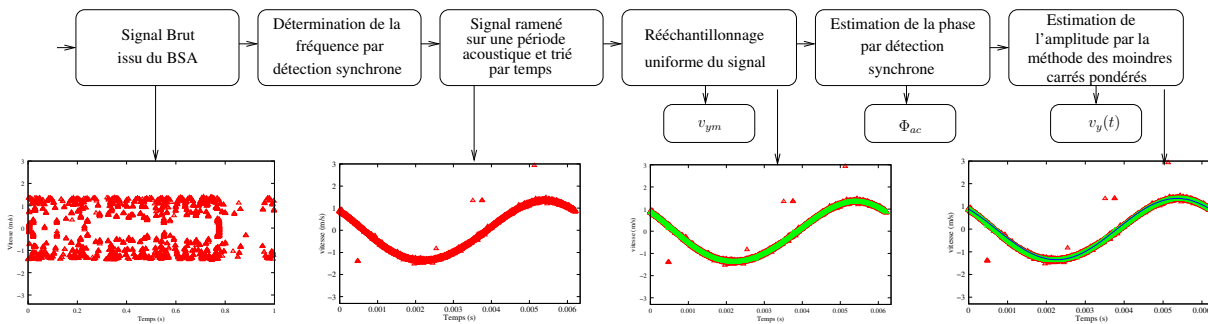


FIG. A.1 – Schéma récapitulatif de la procédure de traitement des données développée par Moreau *et al.*. Le signal brut issu du Burst Spectrum Analyzer est ramené sur une période acoustique après en avoir évalué la fréquence par détection synchrone. Ce signal est ensuite ré-échantillonné uniformément afin d'estimer l'amplitude de la vitesse d'écoulement. La phase est finalement évaluée par détection synchrone et l'amplitude de la vitesse acoustique est déterminée grâce à la méthode des moindres carrés.

La figure A.2 présente les résultats de l'application du post-traitement des données développé dans le cadre de ce travail et de celui développé par Moreau *et al.* sur un même signal brut (temps-vitesse). Il apparaît que les différences sur l'estimation finale de l'amplitude et de la phase de la vitesse acoustique sont inférieures à 1 %.

Les résultats des mesures des distributions spatiales de la vitesse particulière acoustique et de la vitesse de l'écoulement redressé le long de la coordonnée  $r$  sont présentés sur la figure A.3 pour plusieurs valeurs de pression acoustique<sup>2</sup> et dans le cas où le traitement développé dans le cadre de ce travail ou le traitement développé par Moreau *et al.* sont appliqués. Les différences entre les deux estimations des grandeurs recherchées — autant sur l'amplitude et la phase de la vitesse particulière acoustique que sur l'amplitude de la vitesse de l'écoulement redressé — sont très faibles.

<sup>1</sup>Dans le cas de cette présente étude la fréquence acoustique n'est pas réévaluée. La fréquence imposée aux sources acoustiques par le générateur fait foi.

<sup>2</sup>Notons que ces résultats sont précédemment présentés sur la Fig. 2.11.(a) et la Fig. 2.13.(a).

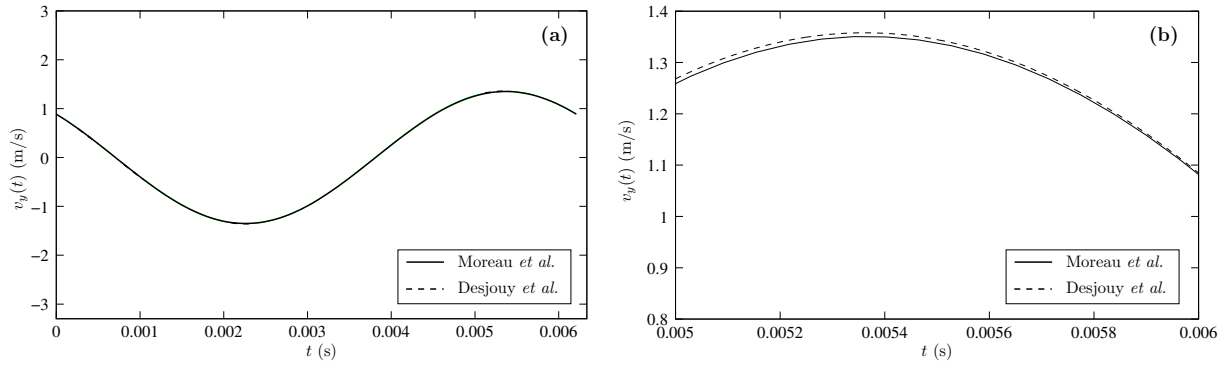


FIG. A.2 – (a) Différences entre le traitement des données développé par Moreau *et al.* et celui développé dans le cadre de cette étude. Les deux traitements sont appliqués à un même signal brut “temps–vitesse”. (b) Zoom de la figure (a).

Le traitement développé par Moreau *et al.* permet, dans des conditions de mesure plus délicates, comme par exemple lorsque le volume de mesure se situe à proximité des parois du résonateur, une bonne estimation des champs de vitesses. En effet, lors de la mesure des champs de vitesse près des parois, très peu de traceurs traversent le volume de mesure. Un soin particulier doit alors être apporté au traitement des données issues des mesures par VLD.

Dans le cadre de ce travail, les mesures ne sont pas réalisées près des parois du résonateur. Il est en effet difficile, notamment à cause de la courbure du guide d’onde, de mettre en œuvre une procédure de mesure permettant de déterminer les champs de vitesse près des parois du résonateur.

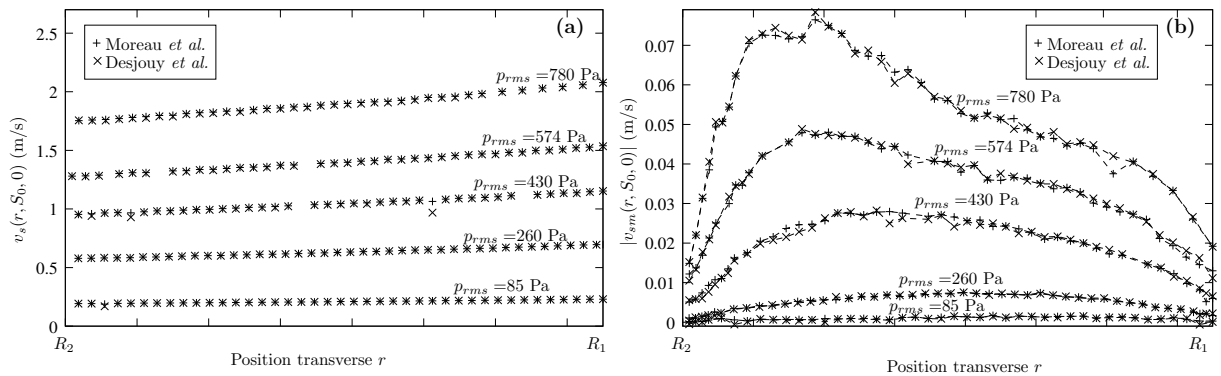


FIG. A.3 – Application des traitements développés dans le cadre de ce travail et par Moreau *et al.* aux résultats de mesure présentés précédemment au chapitre 2, sur les figures 2.11.(a) et 2.13.(a). (a) Distribution spatiale de l’amplitude de la composante axiale  $v_s(r, S_0, 0)$  de la vitesse particulière acoustique en fonction de la coordonnée  $r$  et (b) Distribution spatiale de la valeur absolue de l’amplitude de la composante axiale  $v_{sm}(r, S_0, 0)$  de la vitesse de l’écoulement redressé en fonction de la coordonnée  $r$ .

### A.3 Champs de vitesse mesurés au LEA

Des mesures de la vitesse particulaire acoustique et de la vitesse de l'écoulement redressé prenant place dans le résonateur annulaire développé dans le cadre de ce travail ont été menées au Laboratoire d'Études Aérodynamiques de Poitiers. Le système de mesure par Vélocimétrie Laser Doppler utilisé au LEA est constitué d'une sonde alimentée par une Laser Argon–Krypton délivrant une puissance de 25 W. Les signaux lumineux captés par le photo–multiplicateur sont convertis en signaux électriques, qui sont par suite acheminés vers un analyseur de spectre de type BSA (Dantec Dynamics). Ce BSA est connecté à un système d'acquisition permettant également de piloter le dispositif de déplacement 3D sur lequel la sonde VLD est installée.

La vitesse particulaire acoustique  $v_s(r, S_0, 0)$  et la vitesse de l'écoulement redressé  $v_{sm}(r, S_0, 0)$  sont mesurées en fonction de la coordonnée  $r$ , à la position  $s = S_0 \simeq 0.72$  m, avec le système de mesure du Laboratoire d'Études Aérodynamiques de Poitiers, et ce pour deux niveaux de pression acoustique efficace ( $p_{rms} \simeq 255$  Pa et  $p_{rms} \simeq 560$  Pa). Ces résultats sont présentés sur la figure A.4, sur laquelle sont également reportés les résultats des mesures équivalentes réalisées au LAUM (Cf. Fig. 2.11 et Fig. 2.13). Notons que les niveaux de pression acoustique ajustés lors des mesures dans les deux laboratoires sont légèrement différents (d'une dizaine de pascals), ce qui se manifeste par suite par des amplitudes de vitesse particulaire acoustique également différentes. Au regard des figures A.4.(a) et (b), il apparaît en premier lieu, concernant les résultats de mesures effectuées au LEA, que d'importants artefacts de mesures sont visibles, notamment à proximité des parois. Il est probable que ces artefacts de mesures soient essentiellement liés au mauvais positionnement de la sonde VLD et aux réflexions des faisceaux laser sur les parois du guide d'onde. Ces problèmes de réflexions parasites et de positionnement de la sonde pourraient très vraisemblablement être résolus par un affinement des réglages optiques, mais étant donné le temps restreint de cette campagne de mesures, cette optimisation n'a pas été mise en œuvre.

Quoi qu'il en soit, la figure A.4.(a) montre clairement que les distributions spatiales des amplitudes de la composante axiale  $v_s(r, S_0, 0)$  de la vitesse particulaire acoustique mesurées au LAUM et au LEA sont très similaires et qu'elles présentent toutes deux une dissymétrie par rapport à l'axe médian du guide d'onde, dissymétrie due à la courbure du résonateur (Cf. § 2.6.2).

La figure A.4.(b) présente quant à elle les deux distributions spatiales de la vitesse de l'écoulement redressé correspondant à chacune des deux distributions spatiales de la vitesse particulaire acoustique présentées sur la figure A.4.(a). Les allures générales de ces distributions sont très similaires. La dissymétrie par rapport à l'axe médian du guide d'onde déjà observée au § 2.7.2 est aussi observable ici. Notons que même si les distributions spatiales de l'écoulement

redressé mesurées dans les deux laboratoires sont très proches, il apparaît que pour une amplitude moyenne de la vitesse acoustique mesurée au LEA légèrement plus faible que celle mesurée au LAUM, l'amplitude moyenne de la vitesse de l'écoulement redressé mesurée au LEA est, à l'inverse, légèrement supérieure à celle mesurée au LAUM. Ce phénomène peut s'expliquer par les conditions de mesure sensiblement différentes lors des mesures dans les deux laboratoires (notamment la température où le temps d'attente de la stabilisation des champs de vitesse).

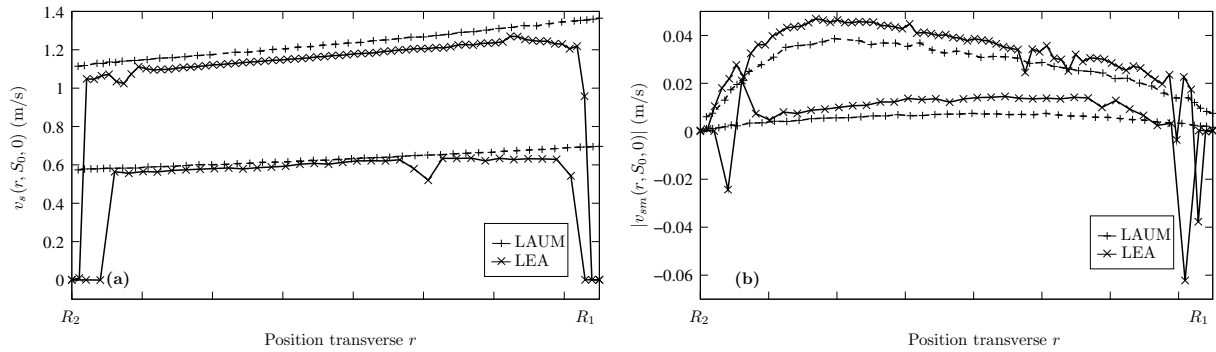


FIG. A.4 – Distributions spatiales de l'amplitude de la composante axiale de la vitesse particulière acoustique  $v_s(r, S_0, 0)$  et de la valeur absolue de l'amplitude de la composante axiale de la vitesse de l'écoulement redressé  $|v_{sm}(r, S_0, 0)|$  mesurés avec les systèmes de mesure du LAUM et du LEA, suivant la coordonnée  $r$ , à la position  $S_0 = 0.72 \text{ m} \approx 3L/8$ .

## A.4 Conclusions

La comparaison des résultats de mesure par Vélocimétrie Laser Doppler et du traitement qui leur est appliqué dans le cadre de ce travail ou lors de la campagne de mesures au LEA est présentée dans cette annexe A.

Il est montré au paragraphe A.2 que même si les post-traitements des résultats de mesure par VLD développés dans le cadre de ce travail ou par Moreau *et al* sont différents, les résultats finaux sont très proches. Le post-traitement développé par Moreau *et al.* est particulièrement adapté à des mesures plus délicates, pour lesquelles peu de particules traçantes passent dans le volume de mesure, comme les mesures près des parois du résonateur.

Le paragraphe A.3 reporte quelques résultats de mesure de la distribution spatiale de la vitesse particulière acoustique et de la vitesse de l'écoulement redressé obtenus au Laboratoire d'Études Aérodynamiques de Poitiers sur le prototype de résonateur annulaire développé dans le cadre de cette thèse. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine. Cette campagne de mesures a permis, ce qui était son objectif principal,

de confirmer la validité des mesures menées au LAUM, et par suite la validité du protocole expérimental mis en place dans le cadre de ce travail.

# Bibliographie

- [1] G. Ajello, “Mesures acoustiques dans les guides d’ondes en présence d’écoulement : Mise au point d’un banc de mesure, Application à des discontinuités”, Thèse de Doctorat, Université du Maine (1997).
- [2] M. Amari, V. Gusev, and N. Joly, “Temporal dynamics of the sound wind in acoustitron”, *Acust. Acta Acust.* **89**, 1008–1024 (17) (2003).
- [3] M. Amari, V. Gusev, and N. Joly, “Transient unidirectional acoustic streaming in annular resonators”, *Ultrasonics* **42**, 573–578 (2004).
- [4] W. P. Arnott, H. E. Bass, and R. Raspet, “General formulation of thermoacoustics for stacks having arbitrarily shaped pore cross sections”, *J. Acoust. Soc. Am.* **90**, 3228–3237 (1991).
- [5] A. A. Atchley, H. E. Bass, T. J. Hofter, and H. Lin, “Study of a thermoacoustic prime-mover below onset of self oscillations”, *J. Acoust. Soc. Am.* **95**, 734–743 (1992).
- [6] S. Backhaus, E. Tward and M. Petach “Traveling-wave thermoacoustic electric generator”, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1085 (2004).
- [7] H. Bailliet, V. Gusev, R. Raspet, and R. Hiller, “Acoustic streaming in closed thermoacoustic devices”, *J. Acoust. Soc. Am.* **110**, 1808–1821 (2001).
- [8] T. Biwa, Y. Tashiro, M. Ishigaki, Y. Ueda, and T. Yazaki, “Measurements of acoustic streaming in a looped-tube thermoacoustic engine with a jet pump”, *Journ. Appl. Phys.* **101**, 64914 (2007).
- [9] P. Blanc-Benon, M. Bruneau, L. Camberlein, C. Desjouy, E. Gaviot, V. Gusev, P. Lotton and G. Penelet, “Dispositif de contrôle actif en temps réel de l’amplification thermoacoustique dans les machines thermoacoustiques” Enveloppe Soleau 357558, (07/2009).
- [10] A. Boufermel, N. Joly, P. Lotton, M. Amari and V. Gusev, “Velocity of mass transport to model acoustic streaming : numerical application to annular resonators”, *Soumis à Act. Ac.* (2010).



- 
- [11] O. Brandt, H. Freund and E. Hiedemann, “Schwebstoffe im Schallfeld”, *Zeist. Phys.* **104**, 511–533 (1937).
- [12] R. L. Carter, M. White and A. M. Steele, Document interne de l’Atomics International Division of North American Aviation Inc., (1962).
- [13] P. Ceperley, “A pistonless Stirling engine - the travelling wave heat engine.”, *J. Acoust. Soc. Am.* **66**, 1508–1513 (1979).
- [14] P. Ceperley, “Split mode travelling wave ring resonator”, United States Patent n4, 686, 407 (1987).
- [15] P. Ceperley, “Rotating waves”, *Am. J. Phys.* **60**, 938–942 (1992).
- [16] B. J. Davidson, “Mass transfer due to cavitation microstreaming”, *J. Sound. Vib.* **17**, 261–270 (1971).
- [17] C. Desjoux, G. Penelet, P. Lotton and J. Blondeau, “Étude expérimentale et théorique d’un résonateur acoustique à ondes progressives.” 18ème Congrès Français de Mécanique (Grenoble) (2007).
- [18] C. Desjoux, G. Penelet, P. Lotton and J. Blondeau, “LDV measurements of acoustic streaming in a traveling wave, closed-loop resonator.” *Acoustics’08 (Paris)* (2008).
- [19] C. Desjoux, G. Penelet, P. Lotton and J. Blondeau, “Measurement of acoustic streaming in a closed-loop traveling wave resonator using laser Doppler velocimetry”, *J. Acoust. Soc. Am.* **126**, 2176–2183 (2009).
- [20] F. Durst, A. Melling and J. H. Whitelaw, “Principles and practice of Laser Doppler Anemometre”, Academic press, **Londres** (1976).
- [21] M. Faraday, “On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces”, *Philos. Trans.* **121**, 299–340 (1831).
- [22] A. M. Fusco, W. C. Ward and G. W. Swift “Two-sensor power measurements in lossy ducts”, *J. Acoust. Soc. Am.* **91**, 229–2235 (1992).
- [23] D. Gedeon, “DC gas flows in Stirling and pulse-tube cryocoolers”, *Cryocoolers* **9**, 385–392 (1997).
- [24] V. Gusev, H. Bailliet, P. Lotton, S. Job, and M. Bruneau, “Enhancement of the Q of a non linear acoustic resonator by active suppression of harmonics”, *J. Acoust. Soc. Am.* **103**, 3717–3720 (1997).
- [25] V. Gusev, S. Job, H. Bailliet, P. Lotton, and M. Bruneau, “Acoustic streaming in annular thermoacoustic prime-movers”, *J. Acoust. Soc. Am.* **108**, 934–945 (2000).
- [26] M. F. Hamilton, Y. Ilinskii, and E. Zabolotskaya, “Thermal effects of acoustic streaming in standing waves”, *J. Acoust. Soc. Am.* **114**, 3092–3101 (2003).

- [27] B. Higgins, Nicholson's., J1 : 130 (1802).
- [28] J. O. Hinze, "Turbulence : An introduction to its mechanism and theory", Mc Graw-Hill **New-York** (1959).
- [29] A. T. Hjemfelt and L. F. Mockros, "Motion of discrete particles in a turbulent fluid", Appl. Sci. Res. **9**, 146 (1966).
- [30] J. Hu, K. Nakamura, and S. Ueha, "An analysis of a noncontact ultrasonic motor with ultrasonically levitated motor", Ultrasonics **35**, 459–467 (9) (1997).
- [31] Iso-Tech, "Operating manual of IDM97-RMS digital multimeter".
- [32] S. Job, "Étude théorique et expérimentale d'un générateur d'onde thermoacoustique annulaire à ondes progressives.", Mémoire de thèse de doctorat, Université du Maine, (2001).
- [33] C. H. Keith and J. C. Derrick, "Measurement of the particle size distribution and concentration of cigarette smoke by conifuge", J. Colloid Sci. **15**, 340–356 (1976).
- [34] C. C. Lawrenson, L. D. Laffleur, and F. D. Shields, "The solution for the propagation of sound in a toroidal waveguide with driven walls (the acoustitron)", J. Acoust. Soc. Am. **103**, 1253–1260 (1998).
- [35] Y. Li, B. L. Minner, G. T.-C. Chiu, L. Mongeau, and J. E. Braun, "Adaptative tuning of an electrodynamically driven thermoacoustic cooler", J. Acoust. Soc. Am. **111**, 1251–1258 (2001).
- [36] J. Lighthill, "Acoustic streaming in the ear itself", J. Fluid. Mech. **239**, 551–601 (1992).
- [37] P. Luchini and F. Charru, "Acoustic streaming past a vibrating wall", Phys. Fluids **17**, 122106 (2005).
- [38] D. Marx and P. Blanc-Benon, "Computation of th mean velocity field above a stack plate in a thermoacoustic refrigerator", Comptes rendus de mécanique **32**, 867–874 (2004).
- [39] L. Menguy and J. Gilbert, "Non-linear acoustic streaming accompanying a plane stationary wave in a guide", Acust. Acta Acust. **86**, 249–259 (11) (2000).
- [40] M. Mironov, V. Gusev, Y. Auregan, P. Lotton, and M. Bruneau, "Acoustic streaming related to minor loss phenomenon in differentially heated elements of thermoacoustic devices", J. Acoust. Soc. Am. **112**, 441–445 (2002).
- [41] S. Moreau, H. Bailliet, and J. Valière, "Measurements of inner and outer streaming vortices in a standing waveguide using laser Doppler velocimetry", J. Acoust. Soc. Am. **123**, 640–647 (2008).
- [42] R. Moroney and R. White, "Microtransport induced by ultrasonic lamb waves", Appl. Phys. Lett. **59**, 774–776 (1991).

- [43] N. Nguyen and R. White, “Design and optimization of an ultrasonic flexural plate wave micropump using numerical simulations”, *Sensors and Actuators* **77**, 229–236 (8) (1999).
- [44] W. L. Nyborg, “Acoustic Streaming”, Mason, W.P., editor, *Physical acoustics*, Academic Press, New York **2B**, 265–331 (1965).
- [45] J. R. Olson and G. W. Swift, “Acoustic streaming in pulse tube refrigerators : tapered pulse tube”, *Cryogenics* **37**, 769–776 (8) (1997).
- [46] G. Penelet, “Étude expérimentale et théorique des processus non linéaires de saturation dans un générateur d’onde thermoacoustique annulaire”, Mémoire de thèse de doctorat, Université du Maine, (2004).
- [47] G. Penelet, V. Gusev, P. Lotton, and M. Bruneau, “Experimental and theoretical study of processes leading to steady-state sound in annular thermoacoustic prime movers”, *Phys. Rev. E* **72**, 016625 (2005).
- [48] G. Penelet, V. Gusev, P. Lotton, and M. Bruneau, “Non trivial influence of acoustic streaming on the efficiency of annular thermoacoustic prime movers”, *Phys. Lett. A* **351**, 268–273 (2006).
- [49] S. Poggi, “Contribution au développement d’un banc de mesure de la vitesse particulaire acoustique par vélocimétrie laser Doppler (VLD) : évaluation des résultats et applications”, Thèse de doctorat, Université de Maine, Le Mans, France, (2000).
- [50] J. W. Strutt (Lord Rayleigh), “On the circulation of air observed in Kundt’s tube, and on some allied acoustical problems”, *Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A* **36**, 10–11 (1883).
- [51] J. W. Strutt (Lord Rayleigh), “The theory of sound”, Dover, New York (1945).
- [52] P. L. Rijke, “Notiz über eine neue Art, die in einer beiden Enden offenen Röhre enthaltene Luft in Schwingungen zu verestzen.”, *Ann. Phys.* **107**, 339 (1945).
- [53] M. Rossi, “Traité d’électricité vol. XXI : Électroacoustique”, Presses polytechniques et universitaires romandes, Paris (1986).
- [54] N. Rott, “Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes”, *Z. Angew. Math. Phys. (ZAMP)* **20**, 230–243 (1969).
- [55] N. Rott, “Damped and thermally driven acoustic oscillations. Part II : stability limit for helium.”, *Z. Angew. Math. Phys. (ZAMP)* **24**, 54–72 (1973).
- [56] N. Rott, “The influence of heat conduction on acoustic streaming”, *J. Appl. Math. Phys. (ZAMP)* **25**, 417–421 (1974).
- [57] N. Rott, “Thermoacoustics.”, *Adv. Appl. Mech.* **20**, 135–175 (1980).
- [58] O. V. Rudenko, “Theoretical foundations of nonlinear acoustics”, Consultant Bureau, New York, English Edition **2B**, 265–331 (1965).

- [59] H. Schlichting, “Berechnung ebener periodischer grenzschichtströmungen”, *Phys. Z.* **33**, 327–335 (1932).
- [60] T. W. Secomb, “Flow in a channel with pulsating walls”, *J. Fluid. Mech.* **63**, 273–288 (1978).
- [61] L. Simon, O. Richoux, A. Degroot, and L. Lionet, “Laser Doppler velocimetry for joint measurements of acoustic and mean flow velocities : LMS-based algorithm and crb calculation”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **57**, 1455–1464 (2008).
- [62] C. Sondhauss, “Über die schallswingungen der luft in erhitzten glasrohren und gedeckten pfeifen von ungleicher weite.”, *Ann. Phys.* **79**, (1850).
- [63] Stanford Research Systems, “Operating manual and programming reference of SR780 Dynamic Signal Analyser”.
- [64] G. W. Swift, “Thermoacoustic engines”, *J. Acoust. Soc. Am.* **84**, 1145–1180 (1988).
- [65] G. W. Swift, D. Gardner, and S. Backhaus, “Acoustic recovery of lost power in pulse tube refrigerators”, *Journ. Acoust. Soc. Am.* **105**, 711–724 (1999).
- [66] G. W. Swift and S. Backhaus, “A thermoacoustic Stirling heat engine”, *Nature* **399**, 335–338 (1999).
- [67] G. W. Swift, “Thermoacoustics : A unifying perspective for some engines and refrigerators”, Acoustical Society of America Publications, Sewickley, PA (2002).
- [68] C. M. Tchen, “Mean value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid”, Thèse de doctorat, Université de Delft, Pays-Bas, (1947).
- [69] M. Thompson and A. Atchley, “Simultaneous measurement of acoustic and acoustic streaming velocities in a standing wave using Laser Doppler Anemometry”, *J. Acoust. Soc. Am.* **117**, 1828–1838 (2005).
- [70] M. Thompson, A. Atchley, and M. Maccarone, “Influences of a temperature gradient and fluid inertia on acoustic streaming in a standing wave”, *J. Acoust. Soc. Am.* **117**, 1839–1849 (2005).
- [71] P. Vainshtein, M. Fishman, and C. Gutfinger, “Acoustic enhancement of heat transfer between two parallel plates”, *Intern. Journ. Heat Mass Transf.* **38**, 1893–1899 (7) (1995).
- [72] P. J. Westervelt, “The theory of steady rotational flow generated by a sound field”, *J. Acoust. Soc. Am.* **25**, 60–67 (1953).
- [73] J. Wheatley, T. Hoffer, G. W. Swift and A. Migliori, “An intrinsically irreversible thermoacoustic heat engine”, *J. Acoust. Soc. Am.* **74**, 153–170 (1983).

- 
- [74] T. Yazaki, A. Tominaga and Y. Narahara, “Experiments on thermally driven acoustic oscillations of gaseous helium.”, *Journal of low temperature physics* **41**, 45–60 (1980).
- [75] T. Yazaki, A. Tominaga and Y. Narahara, “Thermally driven acoustic oscillations : second harmonic.”, *Physics Letters* **79**, 407–409 (1980).
- [76] T. Yazaki and A. Tominaga, “Measurement of sound generation in thermoacoustic oscillations.”, *Proc. R. Soc. Lond. A.* **454**, 2113–2122 (1998).
- [77] T. Yazaki, A. Iwata, T. Maekawa and A. Tominaga, “Travelling wave thermoacoustic engine in looped tube.”, *Phy. Rev. Lett.* **81**, 3128–3132 (1998).
- [78] H. Yeh and Z. Cummins, “Localized fluid flow measurements with a He–Ne laser spectrometer”, *Appl. Phys. Lett.* **4**, 176–178 (1964).