



**HAL**  
open science

**Conception d'un dispositif expérimental et étude de  
l'écoulement oscillant en résonateur acoustique fort  
niveau pour la caractérisation de phénomènes  
non-linéaires: transition à la turbulence et écoulements  
redressés**

Solenn Moreau

► **To cite this version:**

Solenn Moreau. Conception d'un dispositif expérimental et étude de l'écoulement oscillant en résonateur acoustique fort niveau pour la caractérisation de phénomènes non-linéaires: transition à la turbulence et écoulements redressés. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2007. Français. NNT: . tel-00195602

**HAL Id: tel-00195602**

**<https://theses.hal.science/tel-00195602v1>**

Submitted on 11 Dec 2007

**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.

# THESE

Pour l'obtention du Grade de

Docteur de l'Université de Poitiers

**ECOLE SUPERIEURE d'INGENIEURS de POITIERS**  
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

*École Doctorale: Sciences Pour l'Ingénieur & Aéronautique*

Secteur de Recherche: ACOUSTIQUE

Présentée par:

**Solenn MOREAU**

CONCEPTION D'UN DISPOSITIF EXPERIMENTAL  
ET ETUDE DE L'ECOULEMENT OSCILLANT  
EN RESONATEUR ACOUSTIQUE FORT NIVEAU  
POUR LA CARACTERISATION DE PHENOMENES NON-  
LINEAIRES: TRANSITION A LA TURBULENCE ET  
ECOULEMENTS REDRESSES

Directeur de thèse: **Jean-Christophe VALIERE**

Co-directeur de thèse: **Hélène BAILLIET**

Soutenu le 23 octobre 2007

## JURY

Rapporteurs:

**J. GILBERT**

Directeur de Recherche, Université du Maine

**M. HAMILTON**

Professeur, Université du Texas (États-Unis)

Examineurs:

**H. BAILLIET**

Maître de Conférences, Université de Poitiers

**M. CAMPBELL**

Professeur, Université d'Edinburgh (Écosse)

**F. COULOUVRAT**

Directeur de Recherche, Université Pierre et Marie Curie (Paris)

**A. MAUREL**

Chargé de Recherche, ESPCI

**J.-C. VALIERE**

Professeur, Université de Poitiers



# Remerciements

Ce travail, commencé en octobre 2003, s'est déroulé au Laboratoire d'Études Aérodynamiques de Poitiers, dans le cadre d'un contrat d'Allocataire de Recherche du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche. Pour cela, je remercie tout d'abord MM. Jean-Paul Bonnet et Yves Gervais, directeurs du LEA, pour m'avoir accueillie dans leur laboratoire.

Je tiens à remercier Mme Hélène Bailliet et M. Jean-Christophe Valière, responsables scientifiques de ce travail, qui m'ont permis d'effectuer cette thèse dans les meilleures conditions et pour le temps qu'ils m'ont consacré malgré un emploi du temps chargé. Je tiens à remercier particulièrement Mme Hélène Bailliet qui s'est toujours montrée disponible pour lire attentivement mes documents écrits, en premier lieu ce mémoire de thèse et de m'avoir fait part de ses remarques toujours pertinentes.

Je tiens particulièrement à remercier M. Murray Campbell, Professeur de l'Université d'Edinburgh, pour m'avoir accueillie chaleureusement au sein de son équipe durant trois mois et pour avoir accepté d'être membre du jury.

Je tiens à remercier également M. Joël Gilbert, Directeur de Recherche de l'Université du Maine, pour ses discussions autour des harmoniques supérieurs et pour avoir accepté d'être rapporteur de ce jury.

Merci encore à M. Mark Hamilton, Professeur de l'Université du Texas, d'avoir accepté d'être rapporteur de ce document et à Melle Agnès Maurel, Chargé de Recherche du Laboratoire Ondes et Acoustique, ainsi qu'à M. François Coulouvrat, Directeur de Recherche de l'Université Pierre et Marie Curie, d'avoir accepté de juger ce travail.

Je tiens à remercier également M. Philippe Herzog, Chargé de Recherche au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, pour ses précieux conseils sur la conception du montage.

J'exprime toute ma gratitude à MM. Patrick Braud, Laurent Philipon et Philippe Szeger qui ont assuré une grande partie de l'instrumentation des dispositifs expérimentaux, ainsi qu'à MM. Daniel Epinoux et Pascal Biais pour la réalisation du montage.

Je tiens également à remercier tous l'ensemble des personnes du LEA, enseignants, doctorants, ingénieurs et techniciens, pour leur accueil sympathique, leur soutien et leur convivialité. M. Jean-Christophe Vergez pour l'efficacité des interventions informatiques, Mme Suzette Maye pour ses conseils administratifs, mais aussi le souffleur de verre M. Jean-Jacques Colin de l'Université de Poitiers.

Merci à toutes les personnes qui de près ou de loin m'ont suivi pendant mon travail, notamment ma famille et mes amis.





*à Antoine,  
à Louen,  
à notre deuxième enfant.*



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>ix</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Acoustique non linéaire à fort niveau . . . . .	1
1.1.1 La transition à la turbulence . . . . .	1
1.1.2 Les écoulements redressés . . . . .	2
1.2 Outils nécessaires à l'étude de la transition à la turbulence et des écoulements redressés . . . . .	3
1.2.1 Moyens de mesure . . . . .	3
1.2.2 Vitesses considérées . . . . .	4
1.3 Contexte et plan du rapport . . . . .	5
1.3.1 Contexte . . . . .	5
1.3.2 Plan du rapport . . . . .	5
<b>I Mise en place des outils nécessaires à l'étude d'effets non-linéaires (transition à la turbulence et écoulements redressés) en résonateur acoustique fort niveau</b>	<b>7</b>
<b>2 Vélocimétrie par Laser Doppler pour l'acoustique en proche paroi</b>	<b>9</b>
2.1 Principe de la VLD et dispositifs utilisés . . . . .	9
2.1.1 Principe de la VLD . . . . .	9
2.1.2 Dispositifs expérimentaux VLD utilisés . . . . .	10
2.1.2.1 Chaînes de mesures VLD utilisées . . . . .	11
2.1.2.2 Ensemencement . . . . .	11
2.1.2.3 Résolution spatiale des bancs VLD utilisés . . . . .	12
2.2 Méthode de traitement du signal employée pour l'estimation des différents paramètres de la vitesse acoustique . . . . .	12
2.2.1 Recherche de la fréquence, $f_{ac}$ . . . . .	14
2.2.2 Rééchantillonnage uniforme du signal sur une période . . . . .	17
2.2.3 Estimation de la phase, $\phi_{ac}$ . . . . .	18
2.2.4 Estimation de l'amplitude, $U_{ac}$ . . . . .	19
2.2.5 Estimation des fluctuations par phases prédéfinies du cycle acoustique de la vitesse acoustique, de l'intensité turbulente et de l'énergie cinétique turbulente acoustique . . . . .	20
2.2.5.1 Les phases prédéfinies du cycle acoustique . . . . .	20
2.2.5.2 La vitesse acoustique par phases prédéfinies du cycle acoustique . . . . .	21

---

2.2.5.3	L'intensité turbulente acoustique par phases prédéfinies du cycle acoustique . . . . .	22
2.2.5.4	L'énergie cinétique turbulente acoustique . . . . .	22
2.3	Conclusion . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Mesures en couches limites acoustiques</b>	<b>27</b>
3.1	Mesures de la distance de stabilisation par PIV . . . . .	28
3.1.1	Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) . . . . .	28
3.1.1.1	Principe de la PIV . . . . .	28
3.1.1.2	La PIV en acoustique . . . . .	28
3.1.1.3	Dispositif de mesure PIV utilisé . . . . .	30
3.1.2	Mesures de la distance de stabilisation . . . . .	31
3.1.2.1	Dispositif expérimental . . . . .	32
3.1.2.2	Définition de la distance de stabilisation. . . . .	33
3.1.2.3	Valeur maximale de la distance de stabilisation par cycle . . . . .	34
3.1.2.4	Le caractère oscillant de la distance de stabilisation dans un guide d'onde acoustique . . . . .	36
3.1.2.5	Conclusion . . . . .	37
3.2	Mesures en couches limites acoustiques . . . . .	39
3.2.1	Expression théorique de la vitesse particulaire dans les couches limites acoustiques . . . . .	39
3.2.1.1	Guide acoustique de section carrée . . . . .	39
3.2.1.2	Guide acoustique de section circulaire . . . . .	41
3.2.2	Mesures VLD et PIV dans les couches limites acoustiques . . . . .	42
3.2.2.1	Dispositif expérimental . . . . .	43
3.2.2.2	Résultats . . . . .	43
3.3	Conclusion . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Conception d'un montage expérimental pour des études en guide d'onde acoustique à fort niveau</b>	<b>45</b>
4.1	Champ de vitesse et de pression dans le guide d'onde . . . . .	46
4.1.1	Les grandeurs en usage et les hypothèses simplificatrices . . . . .	47
4.1.2	Propagation dans le guide d'onde . . . . .	48
4.1.3	Volume de la charge avant des haut-parleurs . . . . .	49
4.1.4	Expression des champs acoustiques en fonction des débits des sources . . . . .	50
4.1.5	Couplage haut-parleur/guide d'onde . . . . .	50
4.2	Montage expérimental et instrumentation . . . . .	53
4.2.1	Choix des haut-parleurs . . . . .	53
4.2.2	Détermination des caractéristiques du montage . . . . .	54
4.2.3	Résultats théoriques . . . . .	56
4.2.4	Montage expérimental . . . . .	56
4.2.5	Instrumentation . . . . .	57
4.3	Résultats expérimentaux . . . . .	58
4.3.1	Comparaison des résultats du modèle électroacoustique et expérimentaux . . . . .	58
4.3.1.1	Stabilisation et convergence des mesures expérimentales de vitesse . . . . .	58
4.3.1.2	Comparaison de la fréquence, pression et vitesse acoustique entre la simulation et les mesures . . . . .	61
4.3.2	Etude de l'amplitude des harmoniques supérieurs de la pression acoustique et de la vitesse particulaire mesurées . . . . .	61

4.3.2.1	Décomposition en séries de Fourier pour le calcul de l'amplitude et de la phase de chaque harmonique . . . . .	61
4.3.2.2	Etude de l'amplitude des harmoniques supérieurs de la pression et de la vitesse . . . . .	64
4.3.2.3	Influence des harmoniques supérieurs sur les profils de vitesse acoustique et sur les écoulements redressés . . . . .	66
4.3.3	Étude de l'influence des convergents . . . . .	67
4.4	Conclusion . . . . .	69
 <b>II Étude d'effets non-linéaires (écoulements redressés et transition à la turbulence) en résonateur acoustique fort niveau</b>		<b>71</b>
 <b>5 Étude de la transition à la turbulence d'un écoulement purement oscillant</b>		<b>73</b>
5.1	Bibliographie sur la transition à la turbulence d'un écoulement purement oscillant	74
5.1.1	Les différents expérimentateurs . . . . .	74
5.1.2	Les différents paramètres . . . . .	75
5.1.3	Synthèse des résultats expérimentaux trouvés dans la littérature . . . . .	76
5.1.3.1	Forme d'onde de la vitesse en fonction du temps pour différentes positions sur la section . . . . .	77
5.1.3.2	Profils de la vitesse par phase du cycle . . . . .	80
5.1.3.3	Profils de l'amplitude et de la phase de la vitesse . . . . .	82
5.1.3.4	Intensité turbulente . . . . .	83
5.1.3.5	Diagramme de stabilité . . . . .	85
5.1.3.6	Conclusion des travaux antérieurs . . . . .	87
5.2	Mesures VLD en résonateur acoustique pour l'étude de la transition à la turbulence	88
5.2.1	Procédure . . . . .	88
5.2.1.1	Dispositif expérimental . . . . .	88
5.2.1.2	Paramètres de mesure . . . . .	89
5.2.2	Résultats . . . . .	89
5.2.2.1	Forme d'onde de la vitesse en fonction du temps pour différentes positions sur la section . . . . .	91
5.2.2.2	Profils de la vitesse par phase du cycle . . . . .	93
5.2.2.3	Profils de l'amplitude et de la phase de la vitesse . . . . .	95
5.2.2.4	Intensité turbulente . . . . .	96
5.3	Conclusion . . . . .	99
 <b>6 Étude des écoulements redressés</b>		<b>101</b>
6.1	Bibliographie . . . . .	102
6.1.1	Études théoriques . . . . .	102
6.1.2	Etudes expérimentales . . . . .	104
6.2	Mesures VLD des écoulements redressés . . . . .	105
6.2.1	Procédure . . . . .	105
6.2.2	Mesures des tourbillons externes des écoulements redressés . . . . .	106
6.2.3	Évolution des tourbillons internes et externes des écoulements redressés . . . . .	110
6.2.4	Influence d'un obstacle poreux sur les écoulements redressés . . . . .	114
6.2.4.1	Procédure . . . . .	114
6.2.4.2	Résultats . . . . .	116
6.3	Conclusion . . . . .	118
 <b>7 Conclusion et perspectives</b>		<b>121</b>

---

<b>Bibliographie</b>	<b>128</b>
<b>A Equations de base, simplifications et solutions</b>	<b>129</b>
A.1 Les équations fondamentales . . . . .	129
A.2 La vitesse particulaire . . . . .	130
A.3 L'écart instantané de température . . . . .	130
A.4 La pression acoustique . . . . .	131
<b>B Plans et photo du montage</b>	<b>133</b>
<b>C Résultats complémentaires pour l'étude de la transition à la turbulence</b>	<b>137</b>

# Nomenclature

## Les variables

$d$	densité de point par pas de discrétisation du signal temporel LDV
$p$	pression du premier ordre [ $Pa$ ]
$r$	variable d'espace radiale
$s$	entropie massique du premier ordre [ $\frac{J}{Kg.K}$ ]
$t$	temps [ $s$ ]
$\vec{u}$	champ de vitesse acoustique
$u$	composante axiale de la vitesse particulaire [ $\frac{m}{s}$ ]
$v$	composante radiale de la vitesse particulaire [ $\frac{m}{s}$ ]
$x$	variable d'espace longitudinale
$x_{max}$	déplacement maximum du fluide sur une période $x_{max} = \frac{2A}{\omega}$ [ $m$ ]
$y$	variable d'espace perpendiculaire à la paroi
$A$	amplitude de la vitesse axiale au centre du guide d'onde [ $\frac{m}{s}$ ]
$P$	pression [ $Pa$ ]
$S$	entropie massique [ $\frac{J}{Kg.K}$ ]
$T$	température [ $K$ ]
$U_c$	amplitude de la vitesse axiale au centre du guide d'onde pour une position $x$ [ $\frac{m}{s}$ ]
$U$	débit volumique [ $\frac{m^3}{s}$ ]
$\rho$	masse volumique totale de l'air [ $\frac{kg}{m^3}$ ]
$\tau$	température du premier ordre [ $K$ ]

## Les constantes thermodynamiques

$c_0$	célérité adiabatique du son $c_0 = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}$ [ $\frac{m}{s}$ ]
$C_p$	capacité calorifique à pression constante [ $J$ ]
$C_v$	capacité calorifique à volume constant [ $J$ ]
$K$	coefficient de conductivité thermique du fluide [ $\frac{W}{m.K}$ ]
$Z_v$	impédance linéique équivalente aux effets visqueux [ $\frac{sPa}{m^4}$ ]
$Y_h$	admittance linéique équivalente aux effets thermiques [ $\frac{m^2}{sPa}$ ]
$\delta_\nu$	épaisseur de la couche limite visqueuse $\delta_\nu = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$ [ $m$ ]
$\delta_h$	épaisseur de la couche limite thermique $\delta_h = \sqrt{\frac{2K}{C_p \rho_0 \omega}}$ [ $m$ ]
$\gamma$	rapport des capacités calorifiques ( $\gamma = 1.4$ pour l'air à $20^\circ C$ )
$\mu$	coefficient de viscosité dynamique ( $\mu = 1.83 \cdot 10^{-5} Pa.s$ pour l'air à $20^\circ C$ ) [ $Pa.s$ ]



---

$\nu$  coefficient de viscosité cinématique  $\nu = \frac{\mu}{\rho_0}$  ( $\nu = 15 \cdot 10^{-6} m^2/s$  pour l'air à  $20^\circ C$ ) [ $\frac{m^2}{s}$ ]

### Les constantes électroacoustiques

$BL$	facteur de force du moteur [ $N/A$ ]
$C_{ae}$	compliance acoustique équivalente à $L_e$ [ $H.m^4$ ]
$C_{as}$	compliance acoustique équivalente à $C_{ms}$ [ $\frac{m^5}{N}$ ]
$C_{ms}$	compliance des suspensions [ $\frac{m}{N}$ ]
$L_e$	inductance de la bobine [ $H$ ]
$M_{as}$	masse acoustique équivalente à $M_{ms}$ [ $\frac{Ns^2}{m^5}$ ]
$M_{ms}$	masse mobile [ $Kg$ ]
$P_g$	générateur de pression équivalent à $U_g$ [ $Pa$ ]
$R_{ae}$	résistance acoustique équivalente à $R_g + R_e$ [ $\Omega$ ]
$R_{as}$	résistance acoustique équivalente à $R_{ms}$ [ $\frac{\Omega}{m^4}$ ]
$R_e$	résistance de la bobine [ $\Omega$ ]
$R_g$	résistance du générateur [ $\Omega$ ]
$R_{ms}$	pertes mécaniques [ $\Omega$ ]
$S_d$	surface émissive du diaphragme [ $m^2$ ]
$Z_{ae}$	impédance acoustique équivalente de l'impédance électrique [ $\frac{Pa}{m^3}$ ]
$Z_{am}$	impédance acoustique équivalente de l'impédance mécanique [ $\frac{Pa}{m^3}$ ]
$Z_{ar}$	impédance de rayonnement liée à la cavité arrière du haut-parleur [ $\frac{Pa}{m^3}$ ]
$Z_{as}$	impédance acoustique du haut-parleur [ $\frac{Pa}{m^3}$ ]
$Z_{av}$	impédance de rayonnement liée à la cavité avant du haut-parleur [ $\frac{Pa}{m^3}$ ]
$Z_{et}$	équivalent électrique de l'impédance du haut-parleur [ $\Omega$ ]
$Z_{ms}$	équivalent mécanique de l'impédance du haut-parleur [ $\Omega$ ]

### Les autres paramètres

$d$	excursion de la membrane du haut-parleur [ $m$ ]
$f$	fréquence [ $Hz$ ]
$h$	épaisseur de la paroi du guide d'onde [ $m$ ]
$i$	épaisseur de l'interfrange du volume sonde du système LDV [ $m$ ]
$k$	nombre d'onde [ $\frac{1}{m}$ ]
$D$	diamètre de la conduite [ $m$ ]
$E$	énergie cinétique turbulente normalisée
$F_B$	fréquence de Bragg [ $Hz$ ]
$F_D$	fréquence Doppler [ $Hz$ ]
$J_k$	Fonction de Bessel de première espèce d'ordre $k$
$L$	longueur du guide d'onde [ $m$ ]
$L_e$	distance de stabilisation [ $m$ ]
$P_{et}$	puissance électrique du haut-parleur [ $W$ ]
$R$	rayon de la conduite [ $m$ ]
$R$	coefficient de réflexion
$T$	période $T = \frac{1}{f}$ [ $s$ ]
$V$	volume de la charge avant du haut-parleur [ $m^3$ ]
$V_{ar}$	volume de la charge arrière du haut-parleur [ $m^3$ ]
$\phi$	phase de la vitesse particulaire axiale [ $rad$ ]

$\lambda$	longueur d'onde $\lambda = \frac{c_0}{f}$ [m]
$\theta_L$	angle formé par les deux rayons Laser (VLD) [rad]
$\omega$	pulsation du mouvement harmonique $\omega = 2\pi f$ [ $\frac{rad}{s}$ ]

**Les nombres sans dimension**

$A_0$	amplitude du déplacement maximum du fluide normalisé $A_0 = \frac{x_{max,m}}{D}$
$Re$	nombre de Reynolds basé sur le diamètre du guide $Re = \frac{UD}{\nu}$
$Re_{\delta_\nu}$	nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche limite $Re_{\delta_\nu} = \frac{U_m \delta_\nu}{\nu}$
$Re_{NL}$	nombre de Reynolds non linéaire $Re_{NL} = \left(\frac{U_{ac}}{c}\right)^2 \left(\frac{R}{\delta_\nu}\right)^2$
$Str$	nombre de Strouhal $Str = \frac{fh}{A}$
$W_0$	nombre de Womersley $W_0 = \frac{D}{\sqrt{2\delta_\nu}}$
$\eta$	position de la mesure $\eta = \frac{r}{r_0}$
$\lambda$	paramètre de Stokes $\lambda = \frac{D}{2\delta_\nu}$
$\omega'$	fréquence adimensionnelle $\omega' = W_0^2$

**Indices du paramètre  $\phi$**

$\phi_{ac}$	valeur acoustique
$\phi_c$	valeur au centre du guide d'onde
$\phi_m$	valeur moyenne spatiale $\phi_m = \frac{2}{R^2} \int_0^R \phi(r)rdr$
$\phi_p$	valeur relative à la pression
$\phi_{ph}$	valeur moyenne à la phase $ph$
$\phi'$	valeur turbulente $\phi' = \phi - \bar{\phi}$
$\phi_0$	valeur moyenne temporelle et spatiale (composante statique)
$\phi_2$	valeur du second ordre
$\sigma_\phi$	déviatiion standard $\sigma_\phi(t) = \left(\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N [\phi_k(t+kT) - \bar{\phi}(t)]^2\right)^{\frac{1}{2}}$
$\bar{\phi}$	valeur moyenne temporelle $\bar{\phi}(t) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \phi(t+kT)$
$\Re(\phi)$	partie réelle



# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Acoustique non linéaire à fort niveau

L'écoulement d'un fluide et les ondes acoustiques sont difficilement dissociables car ce ne sont pas nécessairement deux phénomènes distinctement séparables. Un fort écoulement de fluide ou une simple instabilité dans l'écoulement sont à l'origine de bruit aérodynamique, comme pour les jets, les bruits de paroi ou les bruits de cavité. A l'inverse, un niveau acoustique élevé peut générer des écoulements turbulents ou continus, comme les écoulements redressés, dans un guide d'onde ou au niveau de discontinuité. Cette thèse aborde deux phénomènes de l'acoustique à fort niveau qui appartiennent à cette dernière catégorie : la transition à la turbulence et les écoulements redressés en guide d'onde acoustique. Ils font partie de l'acoustique non-linéaire qui désigne les applications pour lesquelles les équations de l'acoustique ne sont pas linéarisables. Ainsi, pour décrire les phénomènes étudiés, certains termes d'ordre supérieur doivent être inclus dans les équations fondamentales de l'acoustique ou dans les hypothèses de l'acoustique linéaire.

Les couches limites acoustiques sont le siège de phénomènes thermo-visqueux généralement associés à des pertes d'énergie acoustique mais sont aussi à l'origine d'applications pratiques comme la gyrométrie acoustique [6] ou la thermo-acoustique [58]. Les effets dans les couches limites sont reconnus pour jouer aussi un rôle important par leurs cisaillements dans le phénomène des écoulements redressés et de la transition à la turbulence en fluide oscillant, qui dépend de la dynamique de l'écoulement en proche paroi [44]. Dans un guide d'onde, une onde acoustique présente une couche limite visqueuse (appelée aussi couche limite acoustique) en très proche paroi d'épaisseur

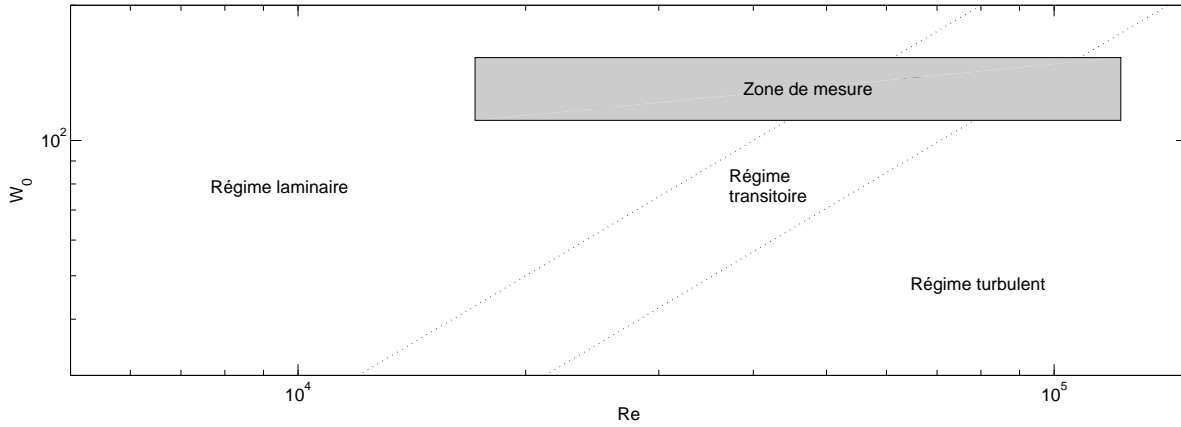
$$\delta_\nu = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \quad (1.1)$$

avec  $\nu$  le coefficient de viscosité cinématique et  $\omega$  la pulsation du mouvement harmonique. L'épaisseur de la couche limite visqueuse est définie comme la distance d'une paroi à laquelle l'amplitude de l'onde tourbillonnaire pénétrant par diffusion a décré dans un rapport  $\frac{1}{e}$ . L'épaisseur de la couche limite visqueuse ne dépend que de la fréquence acoustique et non de l'amplitude de l'onde. Pour les limites de la zone audible dans l'air à 15°C, l'épaisseur de la couche limite visqueuse est de 0.5mm à 20Hz et 0.02mm à 20kHz.

#### 1.1.1 La transition à la turbulence

Pour de forts niveaux acoustiques, les termes visqueux deviennent importants près de la paroi et peuvent être à l'origine de divers phénomènes produisant de la turbulence. En augmentant l'amplitude de l'onde acoustique, des instabilités se produisent en proche paroi et

l'écoulement oscillant laminaire se déforme et produit des fluctuations asynchrones présentant les caractéristiques d'un écoulement turbulent.



**Fig. 1.1:** Diagramme de stabilité représentant les différents régimes d'écoulement.

Dans cette présente étude, le phénomène de transition à la turbulence porte sur un écoulement oscillant (acoustique) donc un paramètre d'amplitude est nécessaire pour caractériser cet écoulement et un paramètre de fréquence pour rendre compte de l'instationnarité. L'écoulement peut être caractérisé à l'aide du nombre de Reynolds  $Re = \frac{U_c D}{\nu}$  (paramètre d'amplitude) avec  $U_c$  l'amplitude de la vitesse axiale au centre du guide d'onde,  $D$  le diamètre du guide d'onde et du nombre de Womersley  $W_0 = \frac{D}{\sqrt{2}\delta_\nu}$  (paramètre de fréquence). Ce couple de nombres adimensionnels  $(Re, W_0)$  permet de décrire le régime d'écoulement dans un diagramme de stabilité comme le montre la Fig. 1.1. Différents régimes d'écoulement, du régime laminaire au régime entièrement turbulent ont été observés dans la littérature. Pour le régime laminaire, les caractéristiques de la vitesse acoustique correspondent à la théorie d'écoulement oscillant laminaire. Pour le régime turbulent, des perturbations sont présentes sur le cycle acoustique. Le régime transitoire est un régime de transition entre le régime laminaire et turbulent et est défini autour d'une droite dans le diagramme de stabilité.

Dans la littérature, un certain nombre d'études portent sur la transition à la turbulence d'un écoulement oscillant. Cependant, les régimes observés ne sont que partiellement décrits et la limite entre chaque régime d'écoulement n'est pas clairement définie. De plus, les études portant sur les écoulements oscillants à des fréquences acoustiques audibles sont très peu nombreuses : les travaux de Merkli et Thomann [37] font seuls office de référence. L'évolution récente des techniques Laser permet de revisiter ce thème qui a été un peu abandonné dans la dernière décennie d'un point de vue expérimental. Un montage composé d'un guide d'onde acoustique cylindrique (pour éviter les perturbations liées aux angles) doit donc être réalisé. Dans la présente étude, le fluide choisi est l'air et il n'y a pas d'écoulement permanent. Pour étudier les différents régimes d'écoulement le nombre de Womersley est choisi pour être à environ 130 (fréquence  $f \approx 100\text{Hz}$ ,  $\delta_\nu = 0.2\text{mm}$ ) et le nombre de Reynolds dans la gamme  $10^4 - 10^5$  (vitesse acoustique comprise entre 5 et 45m/s) comme le montre la zone de mesure de la Fig. 1.1.

### 1.1.2 Les écoulements redressés

Dans certaines configurations, une onde acoustique stationnaire et sinusoïdale produit des écoulements moyens secondaires. Ce phénomène est généralement appelé vent acoustique ou écoulements redressés ('acoustic streaming' en langue anglaise). Les écoulements redressés sont

## 1.2. OUTILS NÉCESSAIRES À L'ÉTUDE DE LA TRANSITION À LA TURBULENCE ET DES ÉCOULEMENTS REDRESSÉS

causés par l'interaction de l'onde acoustique avec les parois et prennent donc naissance dans les couches limites acoustiques, puis sont transmis au reste du fluide.

Pour un résonateur bidimensionnel avec paroi rigide dans lequel est établie une onde stationnaire acoustique en demi longueur d'onde  $\frac{\lambda}{2}$ , les tourbillons des écoulements redressés sont présents de chaque côté de l'axe central du guide et espacés par intervalles de  $\frac{\lambda}{4}$  comme le montre la Fig. 1.2. Les tourbillons des écoulements redressés situés dans la partie centrale du guide sont nommés tourbillons externes et les tourbillons près de la paroi sont nommés tourbillons internes.

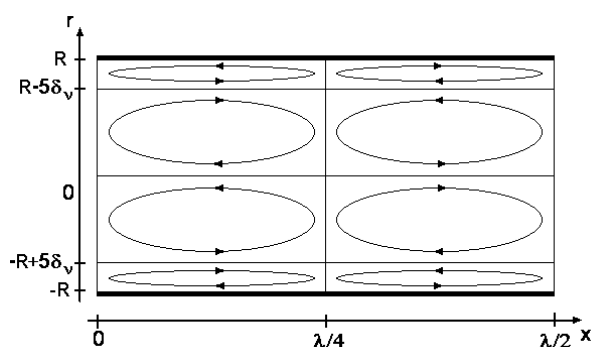


Fig. 1.2: Schématisation des tourbillons des écoulements redressés.

Depuis sa première modélisation par Rayleigh [52], ce phénomène a motivé de nombreuses études théoriques (e. g. Hamilton *et al.*[19]). Durant ces dix dernières années, les applications thermoacoustiques ont suscité plusieurs études théoriques pour affiner la description des effets thermiques (e. g. Olson et Swift [47]) et/ou pour étendre la théorie aux conduits étroits (e. g. Bailliet *et al.* [4]). Malgré ces nombreuses études théoriques sur les écoulements redressés, les études expérimentales sont peu nombreuses. En particulier, aucune mise en évidence expérimentale des tourbillons internes n'a été à ce jour effectuée. Pour étudier ces tourbillons internes, des mesures en très proche paroi doivent être effectuées. De plus pour étudier la vitesse des écoulements redressés, les différentes composantes de la vitesse particulière doivent être parfaitement dissociées.

Les écoulements redressés sont rencontrés entre autre dans les machines thermoacoustiques dont le fonctionnement se trouve perturbé et consécutivement les performances réduites. Les dispositifs thermoacoustiques sont constitués d'un résonateur acoustique dans lequel est placé un empilement de guides étroits (stacks) qui est le siège d'un gradient de température. Les écoulements redressés génèrent un flux de masse et donc un flux de chaleur dont les effets sont particulièrement importants dans la région de l'empilement où s'effectue le processus thermoacoustique. Dans ce travail, un obstacle est donc introduit dans le guide d'onde pour observer les modifications du schéma de Rayleigh des tourbillons des écoulements redressés.

## 1.2 Outils nécessaires à l'étude de la transition à la turbulence et des écoulements redressés

### 1.2.1 Moyens de mesure

Les effets non linéaires liés à la transition à la turbulence ou aux écoulements redressés prennent place dans la couche limite visqueuse et l'amplitude des turbulences et de la vitesse

---

des écoulements redressés sont très inférieures à celle de l'onde acoustique, c'est pourquoi les mesures à mettre en oeuvre sont délicates. Ces effets sont liés à la dynamique de l'écoulement et donc la mesure d'une grandeur vectorielle (la vitesse) est primordiale pour la compréhension de ces phénomènes non-linéaires pour lesquels la vitesse acoustique ne peut pas se déduire simplement de la pression acoustique. Pour analyser et interpréter la transition à la turbulence et les écoulements redressés, une cartographie précise de la vitesse particulaire dans les couches limites acoustiques et une bonne description des grandeurs statistiques de celle-ci (donc une bonne résolution temporelle) sont donc nécessaires.

Il existe plusieurs types de mesure de vitesse d'un fluide :

- L'anémomètre à fil chaud qui mesure une variation de température et en déduit la vitesse du fluide par la loi de King.
- La Vélocimétrie Laser par effet Doppler (VLD) qui utilise l'interférométrie entre deux rayons Laser pour mesurer la vitesse particulaire en un point en fonction du temps.
- La Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) qui mesure le déplacement particulaire entre deux images (méthode de corrélations) pour obtenir un champ de vitesse particulaire à un temps donné.

Les études sur la transition à la turbulence observée par l'anémomètre à fil chaud ont montrées que l'invasivité de la sonde génère des perturbations lorsqu'elle est placée dans la couche limite visqueuse (e. g. [37], [12]). Grâce aux développements récents des techniques Laser (fin des années 70 pour la VLD et début des années 90 pour la PIV), les mesures Laser, VLD et PIV, sont les plus appropriées pour mesurer les effets non-linéaire acoustiques. Ces techniques Laser sont délicates à mettre en œuvre par comparaison aux mesures microphoniques, mais présentent l'avantage d'être peu invasives et donnent accès à une grandeur vectorielle (la vitesse). Elles ont déjà été utilisées pour l'étude de la transition à la turbulence (e. g. [1], [5]) ou des écoulements redressés (e. g. [7], [62]). La PIV et la VLD peuvent être considérées comme deux méthodes de mesure complémentaires : la VLD permet d'atteindre une résolution temporelle plus fine au détriment d'une résolution spatiale asynchrone, alors que la PIV offre une résolution spatiale cohérente au détriment de la résolution temporelle fixée par la vitesse des systèmes. Des études récentes [8] ont montré que les mesures par VLD et par PIV donnent de très bons résultats dans la couche limite visqueuse, mais la méthode par VLD présente moins d'incertitudes expérimentales que la PIV et est plus performante en proche paroi. Ces deux méthodes de mesure Laser ont donc été utilisées lors de cette thèse. Mais, le guide d'onde étant cylindrique, une distortion en proche paroi liée au rayon de courbure du guide apparaît sur les champs de vitesse particulaire mesurés par PIV et ces mesures sont en cours d'étude. Seuls les résultats VLD seront présentés lors de ce rapport, la complémentarité des mesures VLD et PIV étant laissée au soin des travaux postérieurs.

### 1.2.2 Vitesses considérées

Pour un résonateur bidimensionnel avec paroi rigide dans lequel est établie une onde stationnaire acoustique monofréquentielle qui se propage selon l'axe  $x$ , la composante axiale de la vitesse particulaire  $u$  dépend de la position axiale de la particule par rapport à une extrémité du guide d'onde,  $x$ , de la position radiale de la particule par rapport au centre du guide d'onde,  $r$ , du temps,  $t$ , et est supposée être la somme de plusieurs contributions

$$u(x, r, t) = u_0 + u_{ac}(x, r, t) + u_2(x, r) + u'(x, r, t), \quad (1.2)$$

où  $u_0$  est la vitesse moyenne de l'écoulement (vitesse d'ordre 0) qui représente les effets de convection ou d'entraînement,  $u_{ac}$  représente l'effet instationnaire de l'acoustique (vitesse d'ordre 1),

$u_2$  décrit la vitesse des écoulements redressés (vitesse d'ordre 2) présents dans le guide d'onde et  $u'$  représente la composante turbulente de la vitesse. Les travaux abordés dans ce rapport sont réalisés sans écoulement moyen,  $u_0 = 0$ , et donc les particules restent en moyenne spatialement au même endroit aux écoulements redressés près. Le phénomène de transition à la turbulence est étudié à travers l'évolution des profils issus de la vitesse acoustique  $u_{ac}$  et de la vitesse turbulente  $u'$ . Les écoulements redressés sont considérés à travers leur vitesse  $u_2$ .

Des effets non-linéaires dus aux effets des discontinuités dans le guide d'onde ou de la propagation non linéaire ou encore de la distorsion de la source peuvent apparaître et il est donc important de les dissocier pour n'étudier que les phénomènes de transition à la turbulence et des écoulements redressés pour une onde monofréquentielle. La propagation non linéaire et la distorsion de la source se traduisent par l'apparition d'harmoniques supérieures dans le guide d'onde et les discontinuités par l'apparition de tourbillons d'écoulements redressés et de turbulences localisés. L'influence des discontinuités ainsi que celle des harmoniques supérieurs de l'onde acoustique sont donc mesurées pour pouvoir les isoler.

### 1.3 Contexte et plan du rapport

#### 1.3.1 Contexte

Les études expérimentales sur le phénomène de la transition à la turbulence sont relativement nombreuses à travers le monde, mais peu sont françaises. Pour l'étude expérimentale des écoulements redressés, seuls deux groupes de recherche ont publié les articles connus : le laboratoire en acoustique de l'Université d'Edinburgh (Ecosse) et le laboratoire en acoustique de l'Université d'Etat de Pennsylvanie (États-Unis).

Le Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques traite de la mécanique des fluides, avec une vocation marquée pour l'étude des écoulements instationnaires turbulents ou non, dans l'hypothèse d'incompressibilité ou au contraire avec effets de compressibilité. Le laboratoire possède un groupe Acoustique et Aéroacoustique travaillant sur l'analyse et la modélisation des mécanismes de génération des sources aéroacoustiques (bruit de jet, d'obstacles en écoulement, de couplages aéroacoustiques en cavité, écoulements induits en acoustique non-linéaire...), sur leur propagation et sur les techniques à mettre en œuvre pour les analyser et les maîtriser (contrôle actif, vélocimétrie Laser...). A l'intérieur de ce groupe, une étude préliminaire par PIV sur le thème de la transition à la turbulence a été réalisée lors de la thèse de Romuald Boucheron [5] et des études sur les discontinuités dans un guide d'onde acoustique ont été initiées récemment [28]. Pour l'étude théorique et expérimentale des écoulements redressés, j'ai effectué un séjour de 3 mois au laboratoire d'acoustique de l'Université d'Edinburgh (Ecosse) qui possède une expertise pour l'observation d'écoulements redressés par méthodes Laser. Étant donnée la nouveauté de ces thèmes de recherche pour l'équipe, une synthèse bibliographique pour les deux thèmes abordés (la transition à la turbulence et les écoulements redressés en guide d'onde acoustique), le développement des mesures VLD dans la couche limite acoustique et la conception d'un guide d'onde acoustique fort niveau sont nécessaires avant de pouvoir aborder l'étude expérimentale proprement dite de ces phénomènes par VLD.

#### 1.3.2 Plan du rapport

Dans une première partie (Partie I), les outils nécessaires aux études des phénomènes de la transition à la turbulence et des écoulements redressés sont développés : l'utilisation de la



---

VLD en acoustique, la validation des mesures VLD en couche limite acoustique et la conception d'un montage expérimental. Dans le chapitre 2, le principe de la VLD et son application pour des mesures acoustiques en proche paroi sont d'abord abordés ainsi que le descriptif des bancs de mesure utilisés. Pour l'estimation des caractéristiques de l'onde acoustique en proche paroi, les mesures brutes VLD nécessitent le développement d'un traitement du signal particulier. Ce développement est exposé dans la seconde partie du chapitre 2. Le chapitre 3 permet de valider les mesures VLD en proche paroi dans un guide d'onde de section rectangulaire. Des mesures préliminaires sont d'abord effectuées pour isoler l'influence des terminaisons du guide d'onde. Ensuite, l'expression théorique de la vitesse dans les couches limites acoustiques est présentée. Enfin, des mesures VLD et PIV en régime laminaire dans les couches limites acoustiques loin de toute perturbation sont confrontées à la théorie. Les mesures VLD étant validées dans la couche limite acoustique, un montage expérimental doit être réalisé pour l'étude du phénomène de transition à la turbulence et des écoulements redressés. La conception de ce montage est décrite au chapitre 4. Dans un premier temps, il est nécessaire de développer un modèle analytique du système donnant la vitesse et la pression en tout point du guide d'onde pour aider au choix des paramètres de ce montage (source acoustique, diamètre et longueur du guide d'onde). Ce modèle est établi grâce aux équations fondamentales du mouvement et au couplage source/guide d'onde. Ensuite la source acoustique et les caractéristiques du montage sont déterminées et le montage est réalisé. Puis les mesures de vitesse et de pression sont comparées aux résultats théoriques. Des mesures préliminaires sont effectuées pour rechercher la stabilisation des écoulements (redressés et acoustiques) et la convergence des résultats des mesures VLD. Pour isoler les phénomènes étudiés que sont la transition à la turbulence et les écoulements redressés, les autres phénomènes non-linéaires qui peuvent apparaître dans le guide d'onde (influence des harmoniques supérieurs dans le guide d'onde et influence des discontinuités du montage) sont mesurées.

Dans la seconde partie (Partie II), les phénomènes de la transition à la turbulence et des écoulements redressés sont étudiés pour une onde acoustique dans un guide d'onde cylindrique. Le chapitre 5 aborde le phénomène de la transition à la turbulence avec, dans une première partie, une synthèse de la bibliographie sur ce thème. Une seconde partie présente les résultats de mesure VLD et les confronte à ceux de la littérature. Le chapitre 6 traite des écoulements redressés avec d'abord la bibliographie sur ce sujet. Puis les résultats de mesure VLD des écoulements redressés dans un guide d'onde acoustique sont présentés et l'influence d'un obstacle sur les écoulements redressés est étudiée.

## Première partie

Mise en place des outils nécessaires à  
l'étude d'effets non-linéaires  
(transition à la turbulence et  
écoulements redressés) en résonateur  
acoustique fort niveau



## Chapitre 2

# Vélocimétrie par Laser Doppler pour l'acoustique en proche paroi

Les phénomènes non linéaires acoustiques à fort niveau que sont la transition à la turbulence et les écoulements redressés apparaissent dans la couche limite visqueuse et donc en très proche paroi. Les mesures de vitesse doivent donc être effectuées sur toute la section du guide d'onde et en particulier en proche paroi.

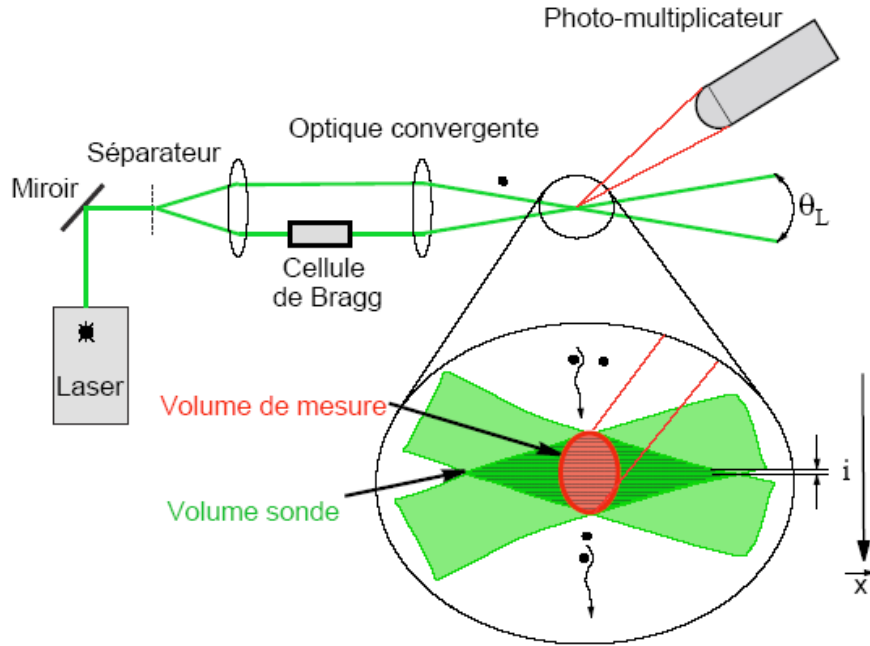
La VLD est une technique couramment utilisée en mécanique des fluides en raison du fait qu'elle n'est pas invasive, mais les vitesses acoustiques présentent des ordres de grandeur qui diffèrent généralement de celles rencontrées en mécanique des fluides : simultanément plus petites en amplitudes ( $< 70\text{m/s}$ ) et plus rapides en variations temporelles (20Hz à 20kHz). L'approche originale développée au cours de cette thèse concerne le traitement des données VLD qui se distingue des études visant à estimer les vitesses d'écoulement et turbulentes [13], mais aussi des développements récents pour l'acoustique à faible niveau qui ont suscité un regain d'intérêt ces dernières années (e. g. [64], [7]). Les données obtenues dans le cadre de cette thèse présentent à la fois des fluctuations de forte amplitude mais aussi des statistiques d'apparition de données particulières. C'est notamment le cas des mesures effectuées en proche paroi où siègent des phénomènes non linéaires acoustiques. En très proche paroi, le nombre de données chute énormément et les méthodes de traitement du signal classiques (détection synchrone classique, méthode des moindres carrés, série de Fourier) ne sont pas satisfaisantes. La particularité de telles mesures réside donc dans la modification du traitement du signal à appliquer aux données issues des processeurs du commerce. Un traitement du signal doit être développé pour pouvoir exploiter les mesures VLD en très proche paroi.

Dans une première partie le principe de la VLD est présenté et les dispositifs de mesure VLD employés lors des travaux de cette thèse sont exposés avec la mesure de leur résolution spatiale. Ensuite, un traitement du signal des mesures brutes VLD adapté aux mesures en très proche paroi est développé.

## 2.1 Principe de la VLD et dispositifs utilisés

### 2.1.1 Principe de la VLD

La VLD est une technique Laser de mesure de vitesse de particules plongées dans un fluide qui repose sur la mesure d'une fréquence d'un signal lumineux. Comme le montre la Fig. 2.1, un rayon Laser est divisé en deux faisceaux Lasers qui, grâce à une optique convergente, focalisent sur le point de mesure en créant un volume sonde (en vert sur le schéma). Ce volume sonde est



**Fig. 2.1:** Principe de la Vélocimétrie Laser par effet Doppler (VLD) (d'après [5]).

le siège d'un réseau de franges d'interférence espacées par la longueur  $i$  et illumine les particules ensemençant le guide d'onde. La partie du volume sonde vue par le photo-multiplicateur est le volume de mesure (en rouge sur le schéma). L'intensité de la lumière diffusée par une particule fluctue avec une fréquence proportionnelle à la vitesse de la particule, appelée fréquence Doppler. Le photo-multiplicateur recueille cette fréquence Doppler qui est donnée par

$$F_D = u \frac{2\sin(\theta_L/2)}{\lambda} \quad (2.1)$$

où  $u$  représente la projection de la vitesse dans une direction perpendiculaire aux franges d'interférence (suivant  $\vec{x}$ ),  $\lambda$  la longueur d'onde d'émission Laser et  $\theta_L$  l'angle formé par les deux faisceaux Laser. La détermination du signe de la vitesse est obtenue en imposant le défilement du réseau de franges à l'aide d'une cellule de Bragg excitée à une fréquence connue  $F_B$  (généralement de 40MHz). Cette cellule modifie la longueur d'onde optique d'un des faisceaux Laser permettant un défilement des franges dans le volume sonde et donnant ainsi le signe de la vitesse. L'estimation de la fréquence  $F_D$

$$F_D = F_B + u/i \quad (2.2)$$

permet d'accéder à la vitesse  $u$ .

### 2.1.2 Dispositifs expérimentaux VLD utilisés

Deux dispositifs de mesure VLD ont été utilisés lors des différentes expériences. La première chaîne VLD utilisée avec des particules de glycérine a permis la comparaison entre les mesures PIV et VLD dans les couches limites acoustique (chapitre 3). La seconde chaîne, qui a été acquise par le laboratoire au cours de cette thèse, est de technologie plus récente. Elle a été utilisée avec de la fumée de bois pour l'ensemble des travaux sur la transition à la turbulence (chapitre 5) et sur l'écoulement redressé (chapitre 6). Ces deux dispositifs de mesure VLD sont décrits dans cette section et l'épaisseur de leur volume de mesure est mesurée pour valider leur utilisation en proche paroi.

### 2.1.2.1 Chaînes de mesures VLD utilisées

Les caractéristiques des chaînes de mesure VLD utilisées sont :

- Chaîne 1 : Laser Argon 5W, 488nm-514nm ; système Doppler Signal Analyser (Aerometrics)
- Chaîne 2 : Laser Argon-Krypton 25W, 488nm-514nm ; système BSA (Dantec)

Pour l'ensemble des expériences, les mesures de vitesse particulaire sont effectuées en utilisant un système de synchronisation par déclenchement d'acquisition par un front TTL à la fréquence du signal étudié. Ainsi des moyennes de phases peuvent être effectuées sur le signal recueilli.

### 2.1.2.2 Ensemencement

Les mesures effectuées par techniques Laser ne sont pas des mesures de vitesse particulaire du fluide mais des mesures de vitesse de particules solides ou fluides plongées dans le fluide. La principale hypothèse de ces techniques est que les particules d'ensemencement suivent parfaitement le mouvement du fluide sans le perturber. Ainsi, ces particules doivent être suffisamment petites pour ne pas perturber et suivre fidèlement l'écoulement, surtout pour des phénomènes physiques à fluctuations rapides comme l'acoustique. Mais elles doivent être aussi suffisamment grandes pour renvoyer suffisamment de lumière incidente vers les capteurs optiques. Le choix des particules est donc un critère fondamental dans la validité des mesures Laser [59].

Pour les mesures réalisées avec la chaîne 1 de mesure VLD, un générateur de fumées de spectacle est utilisé produisant un aérosol de micro-gouttelettes d'huile de glycérine. Ce dispositif relativement sommaire produit des particules de diamètre non calibré qui est de l'ordre de quelques  $\mu m$ .



Fig. 2.2: Photo du dispositif d'ensemencement à la fumée de bois.

---

L'inconvénient majeur de ce type d'ensemencement à l'huile est l'encrassement rapide du montage. Un nouveau générateur de fumée sèche, produite par un feu de sciure de bois à l'étouffée, a donc ensuite été réalisé pour les mesures VLD avec la chaîne 2. Ce générateur de fumée est constitué d'une résistance chauffante qui permet la combustion lente et sans flamme de la sciure de bois. Comme le montre la Fig. 2.2, un réseau d'air comprimé passe dans l'ensemenceur et amène la fumée d'abord dans un réservoir d'eau, pour la refroidir, puis dans le guide d'onde pour visualiser l'écoulement. Cette fumée de bois, assez dense et de quantité importante, est envoyée dans un guide d'onde clos. La source acoustique est au repos lors de l'ensemencement et est mise en action lorsque l'ensemencement est terminé. Selon [63], seules les particules les plus légères subsistent après une période d'attente d'une quinzaine de minutes après la mise en action de la source et ainsi l'ensemencement n'évolue plus. Lors de nos mesures, le temps nécessaire pour la stabilisation des écoulements redressés (voir partie 4.3.1.1) est de l'ordre de 25min et donc le temps d'attente est bien supérieur à celui préconisé pour un bon ensemencement.

### 2.1.2.3 Résolution spatiale des bancs VLD utilisés

Dans le cadre d'une mesure dans les couches limites acoustiques, des expériences préliminaires sont nécessaires pour estimer la précision spatiale des mesures VLD des bancs de mesure dont nous disposons. La résolution spatiale de la VLD dépend du système de déplacement et du volume de mesure. Le volume de mesure est défini comme le volume que voit le photomultiplicateur dans l'ellipsoïde formée par le croisement des deux rayons Laser (voir Fig. 2.1) et dépend donc de la chaîne de mesure.

Des expériences préliminaires en proche paroi ont été menées dans une conduite cylindrique afin de déterminer l'épaisseur du volume de mesure des deux chaînes de mesure VLD. L'amplitude du signal et le niveau de bruit ainsi que le nombre de particules détectées par seconde ont été relevés en fonction de la distance à la paroi comme indiqué en Fig. 2.3 et Fig. 2.4. Lorsque le volume de mesure est entièrement dans la paroi aucune particule n'est détectée, ce qui correspond à une abscisse nulle sur les Fig. 2.3 et Fig. 2.4.

Pour une abscisse inférieure à 1mm pour la chaîne 1 ou 0.35mm pour la chaîne 2, l'augmentation de l'amplitude du bruit et la diminution du nombre de particules mesurées sont dues aux réflexions des Lasers sur les parois et à la pénétration du volume de mesure dans la paroi du tube (à l'abscisse nulle, tout le volume de mesure est dans la paroi). Ainsi, l'épaisseur du volume de mesure peut être estimée à 1mm pour la chaîne de mesure 1 et 0.35mm pour la chaîne 2. Le système de paramétrage et d'exploitation des mesures (BSA) de la chaîne 2 donne la longueur du volume sonde à 0.496mm ce qui est cohérent avec notre estimation du volume de mesure (la longueur du volume de mesure est inférieure à la longueur du volume sonde). Les mesures en proche paroi ( $< 1\text{mm}$  pour la chaîne 1 et  $< 0.35\text{mm}$  pour la chaîne 2) sont donc moins précises car l'erreur augmente mais l'amplitude du bruit reste nettement inférieure à celui du signal. Ainsi, en veillant à maintenir un bon ensemencement, des résultats peuvent être obtenus avec validation "accrue" en dessous de l'épaisseur du volume de mesure. Cependant pour les mesures en très proche paroi ( $< 0.2\text{mm}$  pour la chaîne 1 et  $< 0.1\text{mm}$  pour la chaîne 2), le nombre de particules est insuffisant pour avoir des mesures significatives.

## 2.2 Méthode de traitement du signal employée pour l'estimation des différents paramètres de la vitesse acoustique

La Fig. 2.5 présente un signal brut de mesure VLD loin des parois (Fig. 2.5(a)) et en proche paroi (Fig. 2.5(b)) pour les mêmes conditions. Le nombre de particules détectées est faible en

## 2.2. MÉTHODE DE TRAITEMENT DU SIGNAL EMPLOYÉE POUR L'ESTIMATION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DE LA VITESSE ACOUSTIQUE

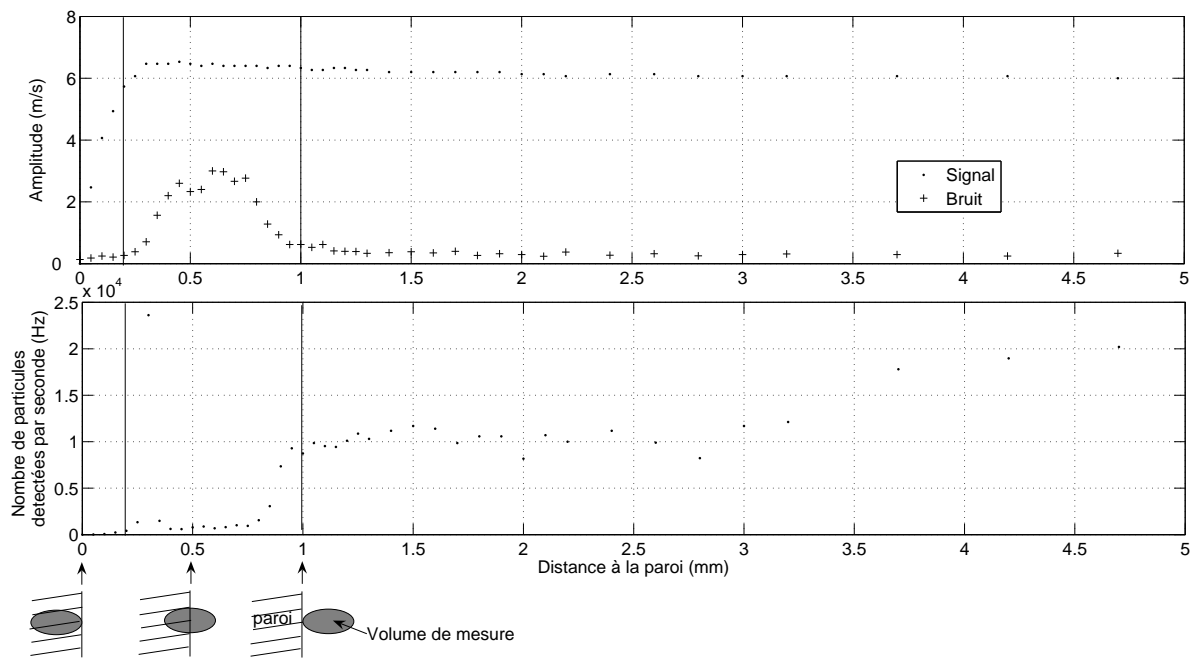


Fig. 2.3: Détermination de l'épaisseur du volume sonde de la chaîne 1.

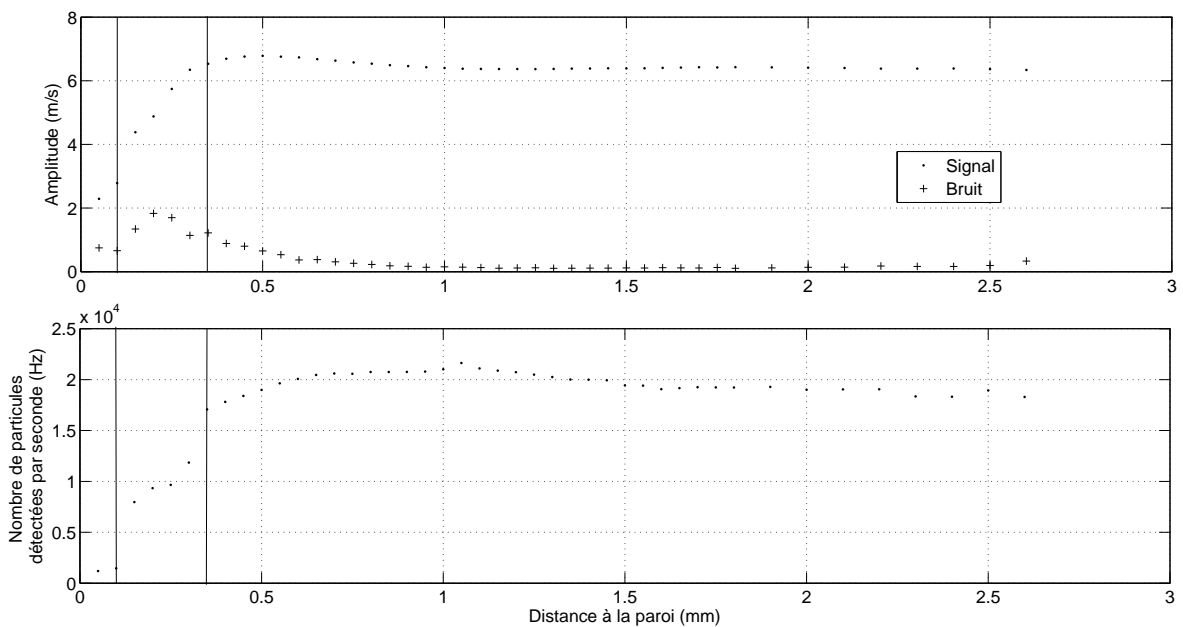


Fig. 2.4: Détermination de l'épaisseur du volume sonde de la chaîne 2.



proche paroi du aux réflexions des rayons Laser sur la paroi et les méthodes classiques pour le traitement du signal (détection synchrone classique, méthode des moindres carrés, série de Fourier) ne sont pas satisfaisantes pour le calcul de l'amplitude de la vitesse comme le montre la Fig. 2.6. Un traitement du signal spécifique présenté ci-dessous est donc appliqué pour toutes nos mesures. Ce développement de traitement de données a fait l'objet d'un article soumis pour publication dans une revue à comité de lecture [65].

Les diagrammes des Fig. 2.7 et Fig. 2.8 présentent les différentes étapes de calcul pour l'estimation du signal acoustique sinusoïdal temporel dans un guide d'onde cylindrique

$$u_{ac}(x, r, t) = U_{ac}(x, r) \sin(2\pi f_{ac} t + \phi_{ac}(x, r)) \quad (2.3)$$

avec  $u_{ac}$  la vitesse acoustique axiale,  $f_{ac}$  la fréquence du signal,  $U_{ac}$  et  $\phi_{ac}$  l'amplitude et la phase de la vitesse acoustique. La fréquence du signal  $f_{ac}$  a d'abord été estimée par détection synchrone (étape 1 de la Fig. 2.7). Pour l'estimation de l'amplitude de la vitesse,  $U_{ac}$ , la vitesse des écoulements redressés,  $u_2$ , doit être calculée. En effet d'après l'Eq. (1.2), la vitesse acoustique,  $u_{ac}$ , est la différence entre la vitesse mesurée,  $u$ , et la vitesse des écoulements redressés,  $u_2$ . Pour obtenir une précision plus importante dans le calcul de  $u_2$ ,  $U_{ac}$  et  $\phi_{ac}$ , le signal doit être ramené sur une période et rééchantillonné uniformément. Les mesures brutes VLD de la vitesse axiale  $u_i$  (Fig. 2.8 (a)) ont donc été ramenées sur une période du signal  $T_{ac} = 1/f_{ac}$  (étape 2 de la Fig. 2.7, Fig. 2.8 (b) et (d)) et moyennées par intervalle de temps régulier (étape 3 de la Fig. 2.7, Fig. 2.8 (c) et (e)). Ainsi le signal est rééchantillonné uniformément. La vitesse de l'écoulement redressé  $u_2$  est ensuite déduite (étape 3 de la Fig. 2.7) et enfin la phase  $\phi_{ac}$  (étape 5 de la Fig. 2.7) et l'amplitude  $U_{ac}$  (étape 6 de la Fig. 2.7) du signal sinusoïdal sont définies. Le signal sinusoïdal de la vitesse acoustique axiale pour une position  $(x, r)$  donnée peut alors être recomposé. Ces différentes étapes de calcul sont détaillées par la suite.

Le phénomène de transition à la turbulence dépend de la dynamique de l'écoulement et donc l'évolution temporelle doit être analysée. La vitesse acoustique doit donc être aussi calculée pour différentes phases prédéfinies du cycle acoustique ainsi que l'intensité turbulente et l'énergie cinétique turbulente. Le calcul de ces différentes quantités est donc aussi détaillé.

### 2.2.1 Recherche de la fréquence, $f_{ac}$

Pour chaque position dans le guide  $(x, r)$ ,  $N$  particules sont détectées dans le volume de mesure VLD et donnent  $N$  couples de points temps/vitesse  $(t_i, u_i)$  qui représentent le signal à estimer (voir Fig. 2.8 (a)). Pour estimer la fréquence acoustique  $f_{ac}$  (étape 1 de la Fig. 2.7) une technique de détection synchrone peut être utilisée. Cette méthode de traitement du signal est adaptée à la recherche d'une composante harmonique dans du bruit et aux particularités d'échantillonnage aléatoire des applications de mesure de vitesse acoustique pure par VLD [16]. La technique de détection synchrone consiste à calculer deux vecteurs

$$X_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \cos(2\pi f_a t_i), \quad (2.4)$$

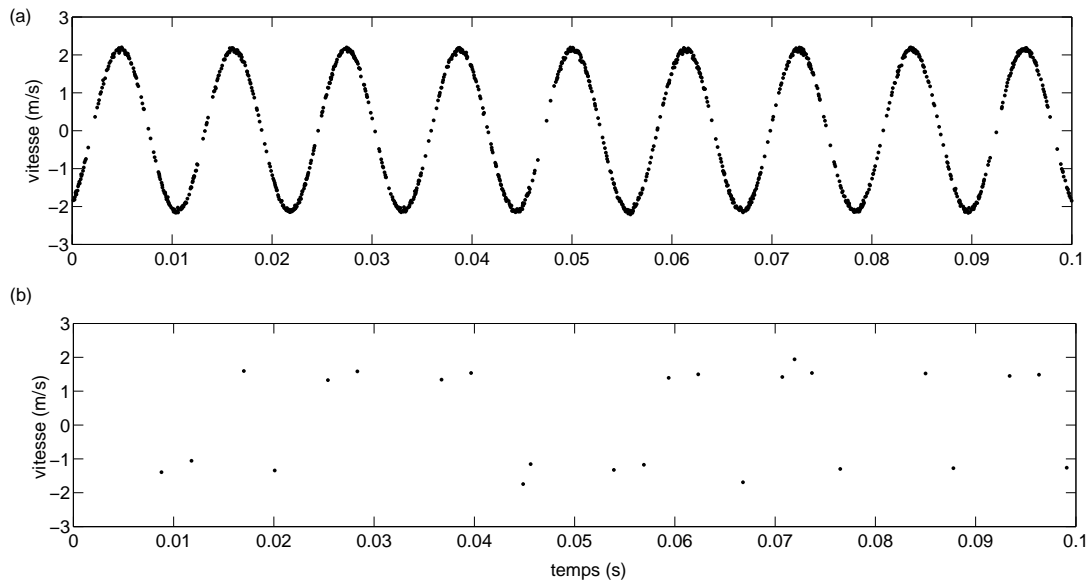
$$Y_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \sin(2\pi f_a t_i) \quad (2.5)$$

et par itération sur  $f_a$  et d'en extraire

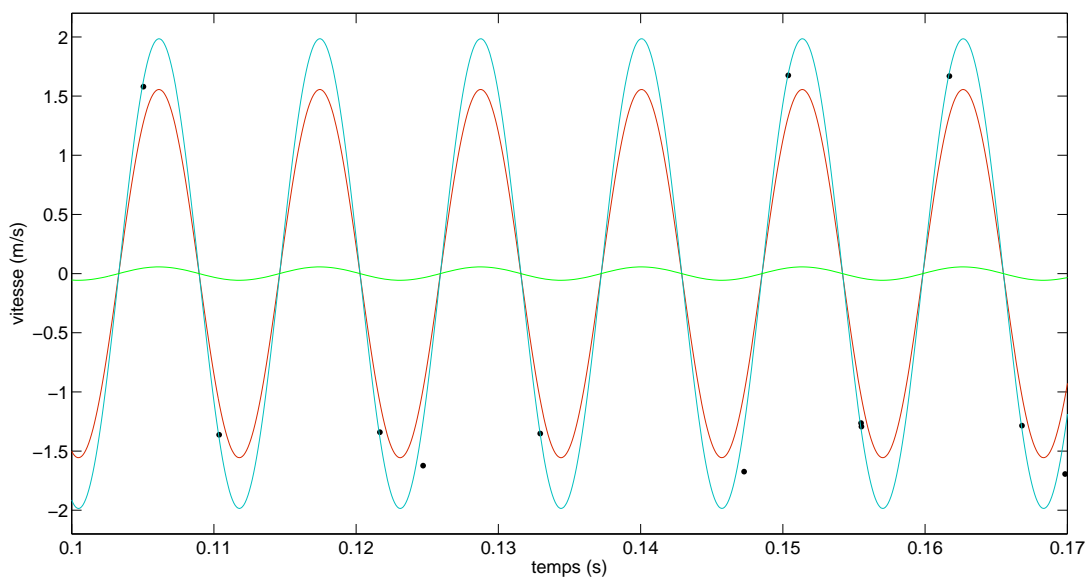
$$U_a = 2\sqrt{X_a^2 + Y_a^2} \quad (2.6)$$

## 2.2. MÉTHODE DE TRAITEMENT DU SIGNAL EMPLOYÉE POUR L'ESTIMATION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DE LA VITESSE ACOUSTIQUE

---



**Fig. 2.5:** Mesures brutes VLD loin des parois (a) et en proche paroi (b).



**Fig. 2.6:** Comparaison des différentes méthodes de traitement du signal : détection synchrone (rouge), série de Fourier (vert), méthode des moindres carrés (bleu) ; ● : mesures brutes VLD.

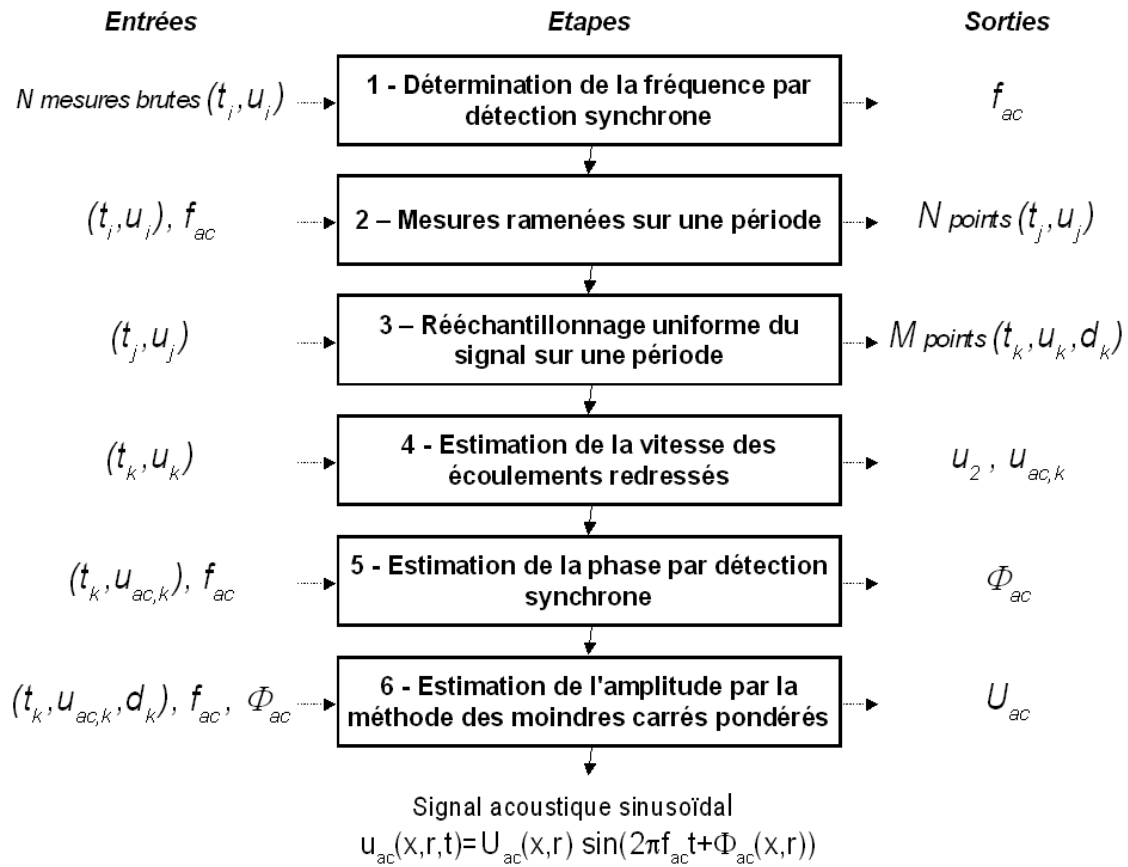


Fig. 2.7: Diagramme des étapes de la méthode de reconstitution de la phase et de l'amplitude de la vitesse sinusoïdale du signal VLD.

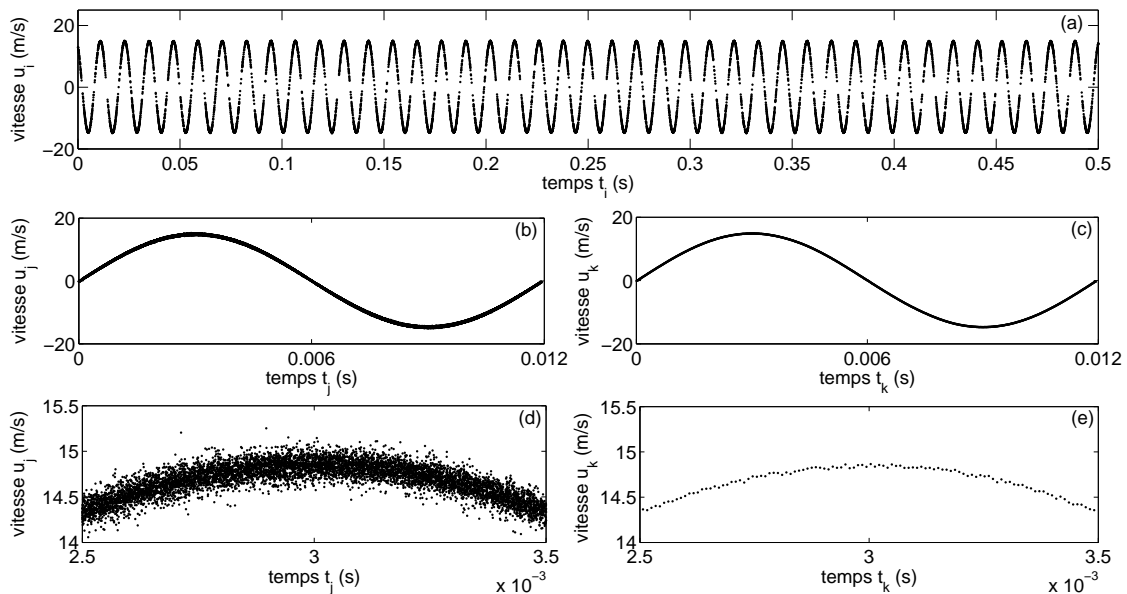


Fig. 2.8: Méthode de reconstitution du signal VLD; En (a), mesures brutes du signal VLD sont représentées; En (b), les mesures brutes du signal sont regroupées sur une période acoustique; En (c), le signal est rééchantillonné uniformément sur une période; (d) et (e) sont des zooms des figures (b) et (c).

## 2.2. MÉTHODE DE TRAITEMENT DU SIGNAL EMPLOYÉE POUR L'ESTIMATION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DE LA VITESSE ACOUSTIQUE

$$f_{ac} = \operatorname{argmax}_{f_a}(U_a) \quad (2.7)$$

avec  $\operatorname{argmax}_{f_a}()$  le maximum de la moyenne par rapport à la variable  $f_a$ . Cette méthode de détection synchrone reste robuste pour l'estimation de la fréquence acoustique  $f_{ac}$  mais pas pour la valeur de l'amplitude de la vitesse acoustique  $U_{ac}$  (voir Fig. 2.6) dans le cas de conditions adverses (peu de données).

### 2.2.2 Rééchantillonnage uniforme du signal sur une période

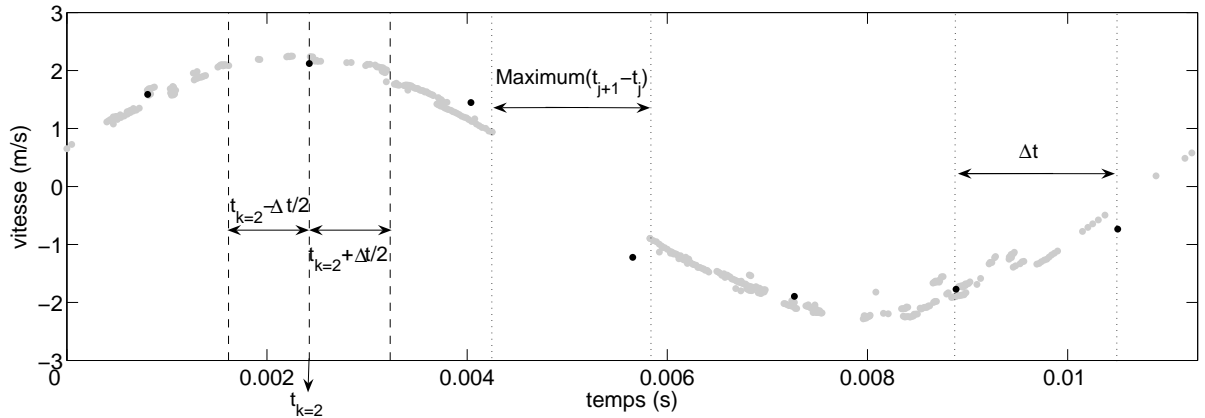
Les mesures brutes de la vitesse sont d'abord ramenées sur une période acoustique  $T_{ac}$  (Fig. 2.8 (b) et (d), étape 2 de la Fig 2.7)

$$u_j(x, r, t_j) = u_i(x, r, t_i + T_{ac}(i - 1)), \quad (2.8)$$

correspondant au temps

$$t_j = t_i + T_{ac}(i - 1), \quad (2.9)$$

et réindexées par temps croissant pour obtenir N couples  $(t_j, u_j)$ .



**Fig. 2.9:** Choix du temps de rééchantillonnage uniforme du signal; • gris : mesures VLD ramenées sur une période et triées par temps croissant  $(t_j, u_j)$ ; • noir : rééchantillonnage uniforme du signal  $(t_k, u_k)$ .

La Fig 2.9 présente les mesures ramenées sur une période et triées par temps croissant  $(t_j, u_j)$  ainsi que le rééchantillonnage uniforme du signal  $(t_k, u_k)$ . Le nombre de points  $M$  choisi pour le rééchantillonnage uniforme du signal le plus fin correspond à

$$M = \operatorname{floor} \left( \frac{T_{ac}}{\max_j(t_{j+1} - t_j)} \right), \quad (2.10)$$

avec  $\operatorname{floor}()$  l'entier inférieur le plus proche. Pour avoir au moins un point  $(t_j, u_j)$  sur chaque intervalle rééchantillonné uniformément, le maximum entre deux temps  $t_{j+1} - t_j$  est choisi, comme le montre la Fig 2.9. L'intervalle de temps choisi  $\Delta t$  pour le rééchantillonnage uniforme du signal (voir Fig 2.9) est donc

$$\Delta t = \frac{T_{ac}}{M}. \quad (2.11)$$

Ensuite la moyenne de la vitesse est effectuée sur chaque intervalle (Fig. 2.8 (c) et (e), étape 3 de la Fig 2.7)

$$u_k(x, r, t_k) = \frac{1}{N_k} \sum_{\substack{t_j < t_k + \frac{\Delta t}{2} \\ t_j \geq t_k - \frac{\Delta t}{2}}} u_j(x, r, t_j), \quad (2.12)$$

correspondant au temps

$$t_k = \frac{2k-1}{2} \Delta t, \quad (2.13)$$

$N_k$  étant le nombre de couple de points  $(t_j, u_j)$  tel que  $t_k - \frac{\Delta t}{2} \leq t_j < t_k + \frac{\Delta t}{2}$ . Pour chaque valeur de  $u_k$ , une densité est attribuée en fonction du nombre de mesures par pas  $k$

$$d_k = \frac{N_k}{N}. \quad (2.14)$$

La vitesse des écoulements redressés est la moyenne du signal rééchantillonné sur une période acoustique (étape 4 de la Fig 2.7)

$$u_2(x, r) = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M u_k(x, r, t_k). \quad (2.15)$$

La vitesse axiale acoustique est supposée être la différence entre la vitesse axiale mesurée et la vitesse des écoulements redressés  $u_2$

$$u_{ac,k}(x, r, t_k) = u_k(x, r, t_k) - u_2(x, r). \quad (2.16)$$

Ainsi pour chaque position dans le guide,  $M$  triplets  $(t_k, u_{ac,k}, d_k)$  représentent le signal acoustique à estimer. La Fig. 2.10 représente la vitesse acoustique et la densité en fonction du temps d'un signal VLD. Selon les instants du cycle acoustique, la densité des points varie selon un sinus redressé : la densité est plus importante pour les grandes vitesses et pratiquement nulle pour les vitesses nulles. Pour une fréquence donnée, lorsque la vitesse particulière est importante, une particule a plus de chance de passer dans le volume de mesure et être détectée par le système VLD. En revanche lorsque la vitesse est presque nulle le système VLD détecte peu de particules. Pour une détermination précise de l'amplitude de la vitesse acoustique, la vitesse acoustique  $u_{ac,k}$  doit être pondérée par la densité  $d_k$  associée.

### 2.2.3 Estimation de la phase, $\phi_{ac}$

Pour déterminer la phase  $\phi_{ac}$  (étape 5 de la Fig 2.7), la détection synchrone est utilisée non plus sur le signal brut  $(t_i, u_i)$  mais sur le signal rééchantillonné uniformément sur une période  $(t_k, u_{ac,k})$ . La phase  $\phi_{ac}$  est déterminée en faisant varier une phase  $\phi_b$  de 0 à  $2\pi$  en recherchant le minimum de la différence  $\phi_{ac} - \phi_b$

$$\phi_{ac} = \operatorname{argmax}_{\phi_b} (\overline{A_b}) \quad (2.17)$$

avec

$$\overline{A_b} = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M u_{ac,k} \sin(\omega t_k + \phi_b) \quad (2.18)$$

$$= \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \frac{U_{ac}}{2} (\cos(\phi_{ac} - \phi_b) - \cos(2\omega t_k + \phi_{ac} + \phi_b)) \quad (2.19)$$

$$= \frac{U_{ac}}{2M} \cos(\phi_{ac} - \phi_b). \quad (2.20)$$

## 2.2. MÉTHODE DE TRAITEMENT DU SIGNAL EMPLOYÉE POUR L'ESTIMATION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DE LA VITESSE ACOUSTIQUE

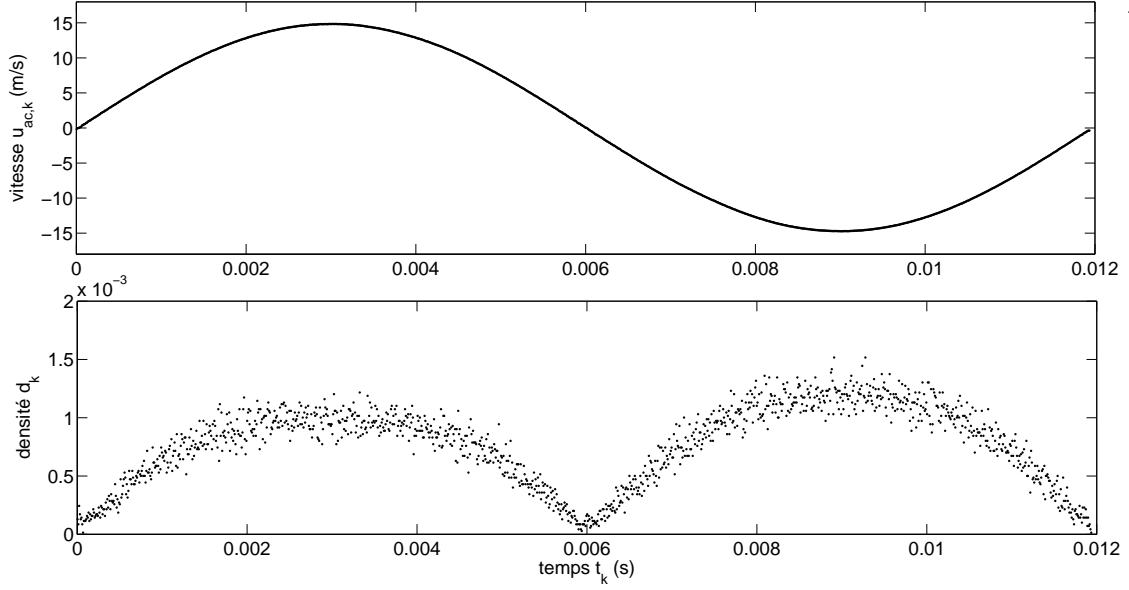


Fig. 2.10: Vitesse acoustique et densité du signal mesurées.

### 2.2.4 Estimation de l'amplitude, $U_{ac}$

La méthode des moindres carrés, indépendamment élaborée par Gauss et Legendre [34] permet de comparer des données expérimentales à un modèle mathématique censé décrire ces données et permet alors de minimiser l'impact des erreurs expérimentales. Cette méthode consiste à déterminer l'amplitude de la vitesse acoustique axiale  $U_{ac}$  (étape 6 de la Fig 2.7) en minimisant le critère quadratique

$$J = \sum_{k=1}^M (U_{ac} d_k \sin(\omega t_k + \phi_{ac}) - u_{ac,k} d_k)^2 \quad (2.21)$$

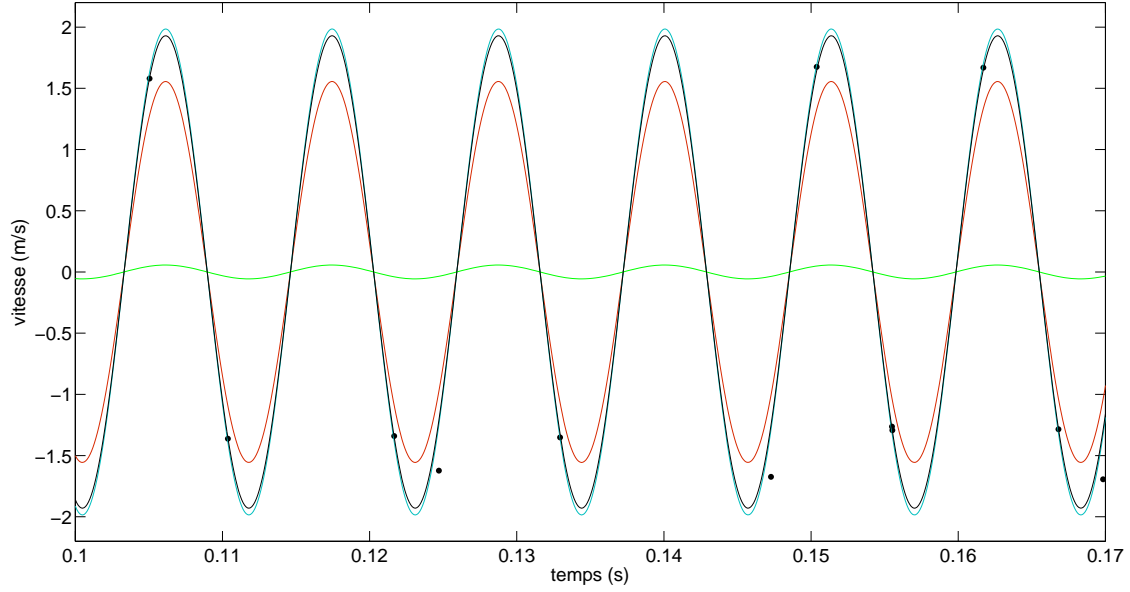
correspondant à la somme des carrés des écarts entre la variable  $u_{ac,k}$  et la valeur correspondante de la fonction modèle optimisée  $U_{ac} \sin(\omega t_k + \phi_{ac})$ . La recherche du minimum de  $J$  défini par l'annulation de sa dérivée partielle par rapport à  $U_{ac}$

$$\frac{\partial J}{\partial U_{ac}} = 2 \sum_{k=1}^M (d_k \sin(\omega t_k + \phi_{ac})) (U_{ac} d_k \sin(\omega t_k + \phi_{ac}) - u_{ac,k} d_k) = 0 \quad (2.22)$$

conduit à l'expression analytique

$$U_{ac} = \frac{\sum_{k=1}^M u_{ac,k} d_k^2 \sin(\omega t_k + \phi_{ac})}{\sum_{k=1}^M d_k^2 \sin^2(\omega t_k + \phi_{ac})}. \quad (2.23)$$

Pour estimer l'amplitude  $U_{ac}$ , cette méthode des moindres carrés pondérés a été choisie plutôt que la détection synchrone car elle permet de prendre en compte la densité  $d_k$  de chaque couple de point  $(t_k, u_{ac,k})$ . La Fig. 2.11 permet de valider le traitement du signal développé et de confirmer le choix de cette méthode de moindres carrés pondérés par rapport aux méthodes classiques.



**Fig. 2.11:** Comparaison des différentes méthodes de traitement du signal : détection synchrone (rouge), série de Fourier (vert), méthode des moindres carrés (bleu), méthode des moindres carrés pondérées (noir) ; ● : mesures brutes VLD.

### 2.2.5 Estimation des fluctuations par phases prédéfinies du cycle acoustique de la vitesse acoustique, de l'intensité turbulente et de l'énergie cinétique turbulente acoustique

Plusieurs formes de la vitesse acoustique ont été et seront utilisées :

- $u_{ac}(x, r, t)$  : la vitesse acoustique pour une position  $(x, r)$  et un temps  $t$
- $U_{ac}(x, r)$  : l'amplitude de la vitesse acoustique sinusoïdale pour une position  $(x, r)$
- $U_c(x)$  : l'amplitude de la vitesse acoustique sinusoïdale au centre du guide pour une position  $x$  ( $U_c(x) = U_{ac}(x, r = 0)$ )
- $A$  : l'amplitude de la vitesse acoustique au centre du guide d'onde.

Une autre estimation de la vitesse acoustique est nécessaire pour l'étude de la transition à la turbulence qui dépend de la dynamique de l'écoulement : la vitesse acoustique par phases prédéfinies du cycle acoustique.

#### 2.2.5.1 Les phases prédéfinies du cycle acoustique

Pour l'étude de l'évolution temporelle du signal, la vitesse acoustique est plus particulièrement examinée pour certaines phases prédéfinies du cycle acoustique. Comme schématisées sur la Fig. 2.12, ces phases,  $ph$ , sont notées de 1 à 21, équidistantes dans le temps de  $\frac{T_{ac}}{20}$  avec  $U_c$  correspondant à l'amplitude de l'onde acoustique au centre du guide pour une position  $x$ . La phase  $ph = 6$  correspond au maximum de la vitesse acoustique axiale au centre du guide

$$\phi_{ac,c}(x) = \phi_{ac}(x, r \approx 0), \quad (2.24)$$

et  $t_r = \frac{T_{ac}}{4} \left( \frac{\phi_{ac,c}}{2\pi} - 1 \right)$  est considérée par la suite comme le temps relatif du signal.

Les phases 1 à 10 étant symétriques aux phases 11 à 20 (signal monofréquentiel), seuls les résultats des phases 1 à 10 sont présentés dans la suite de ce document.

## 2.2. MÉTHODE DE TRAITEMENT DU SIGNAL EMPLOYÉE POUR L'ESTIMATION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DE LA VITESSE ACOUSTIQUE

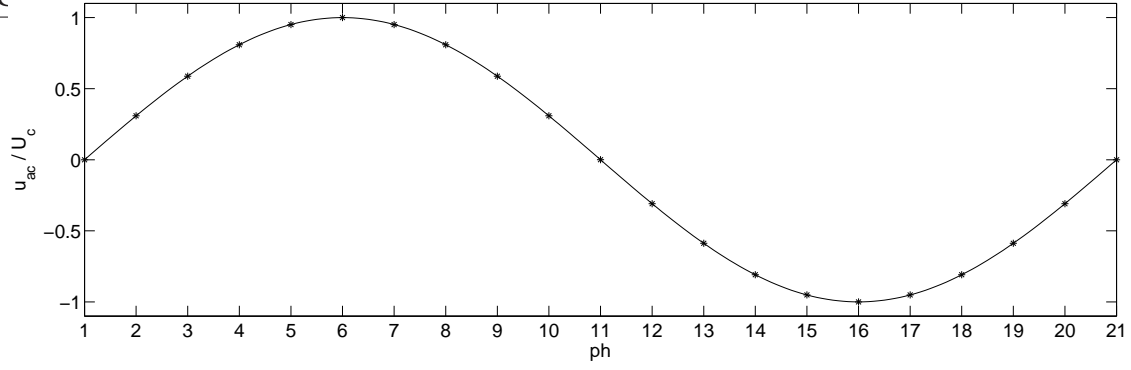


Fig. 2.12: Phases étudiées du cycle du signal acoustique.

Pour aider à la compréhension des différents indices employés, le Tab. 2.1 résume ces derniers.

indice	définition	nombre de points
$i$	données brutes VLD	$N$
$j$	données brutes ramenées sur une période	$N$
$k$	rééchantillonnage uniforme du signal sur une période	$M$
$ph$	rééchantillonnage uniforme du signal par phases prédéfinies sur une période	20

Tab. 2.1: Récapitulatif des différents indices utilisés.

### 2.2.5.2 La vitesse acoustique par phases prédéfinies du cycle acoustique

Pour l'estimation de la vitesse acoustique par phases prédéfinies du cycle, les 5 premières étapes du diagramme de la Fig. 2.7 sont nécessaires pour l'estimation de la vitesse des écoulements redressés  $u_2$  et de la phase  $\Phi_{ac,c}$ . La vitesse acoustique  $u_{ac,j}$  est obtenue en retranchant à la vitesse  $u_j$ , la vitesse de l'écoulement redressé  $u_2$

$$u_{ac,j}(x, r, t_j) = u_j(x, r, t_j) - u_2(x, r). \quad (2.25)$$

La vitesse acoustique  $u_{ac,ph}$  par phase prédéfinies du cycle est la moyenne de la vitesse acoustique  $u_{ac,j}$  par phase, pour  $2 \leq ph \leq 20$

$$u_{ac,ph}(x, r, t_{ph}) = \frac{1}{N_{ph}} \sum_{\substack{t_j - t_r < t_{ph} + \frac{T_{ac}}{40} \\ t_j - t_r \geq t_{ph} - \frac{T_{ac}}{40}}} u_j(x, r, t_j), \quad (2.26)$$

pour  $ph = 1$

$$u_{ac,ph=1}(x, r, t_r) = \frac{1}{N_{ph=1}} \sum_{t_j - t_r < \frac{T_{ac}}{40}} u_j(x, r, t_j) + \frac{1}{N_{ph=21}} \sum_{t_j - t_r \geq \frac{39T_{ac}}{40}} u_j(x, r, t_j), \quad (2.27)$$

correspondant au temps

$$t_{ph} = (ph - 1) \frac{T_{ac}}{20}, \quad (2.28)$$

$N_{ph}$  étant le nombre de couples de points  $(t_j, u_j)$  par phase  $ph$  tel que  $t_{ph} + \frac{T_{ac}}{40} \leq t_j - t_r < t_{ph} + \frac{T_{ac}}{40}$ .



### 2.2.5.3 L'intensité turbulente acoustique par phases prédéfinies du cycle acoustique

Pour cette thèse, l'intensité turbulente axiale  $\sigma_u$ <sup>1</sup> est définie pour chaque position  $r$  et chaque temps de phase  $t_k$  du signal comme la déviation standard de  $u$

$$\sigma_u(x, r, t_k) = \left( \frac{1}{N_k} \sum_{\substack{t_j < t_k + \frac{\Delta t}{2} \\ t_j \geq t_k - \frac{\Delta t}{2}}} [u_{ac,j}(x, r, t_j) - u_{ac,k}(x, r, t_k)]^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.29)$$

L'intensité turbulente axiale par phases prédéfinies  $\sigma_{u,ph}$  est la moyenne de  $\sigma_u$ , pour  $2 \leq ph \leq 20$

$$\sigma_{u,ph}(x, r, t_{ph}) = \frac{20}{M} \sum_{t_k - t_r \geq t_{ph} - \frac{T_{ac}}{40}}^{t_k - t_r < t_{ph} + \frac{T_{ac}}{40}} \sigma_u(x, r, t_k), \quad (2.30)$$

pour  $ph = 1$

$$\sigma_{u,ph=1}(x, r, t_r) = \frac{20}{M} \left[ \sum_{t_k - t_r < \frac{T_{ac}}{40}} \sigma_u(x, r, t_k) + \sum_{t_k - t_r \geq \frac{39T_{ac}}{40}} \sigma_u(x, r, t_k) \right]. \quad (2.31)$$

La Fig. 2.13 présente les différentes vitesses définies précédemment et les intensités turbulentes.

### 2.2.5.4 L'énergie cinétique turbulente acoustique

L'évolution de la turbulence sur un cycle acoustique est visible aussi grâce à la représentation de l'énergie cinétique turbulente axiale  $E$ . L'énergie cinétique turbulente axiale prend en compte la turbulence sur toute la section du guide d'onde. Pour cette thèse,  $E$  correspond à l'intensité turbulente axiale  $\sigma_{u'}$  intégrée sur la section du guide d'onde et normalisée par rapport à l'amplitude axiale de la vitesse acoustique au centre du guide

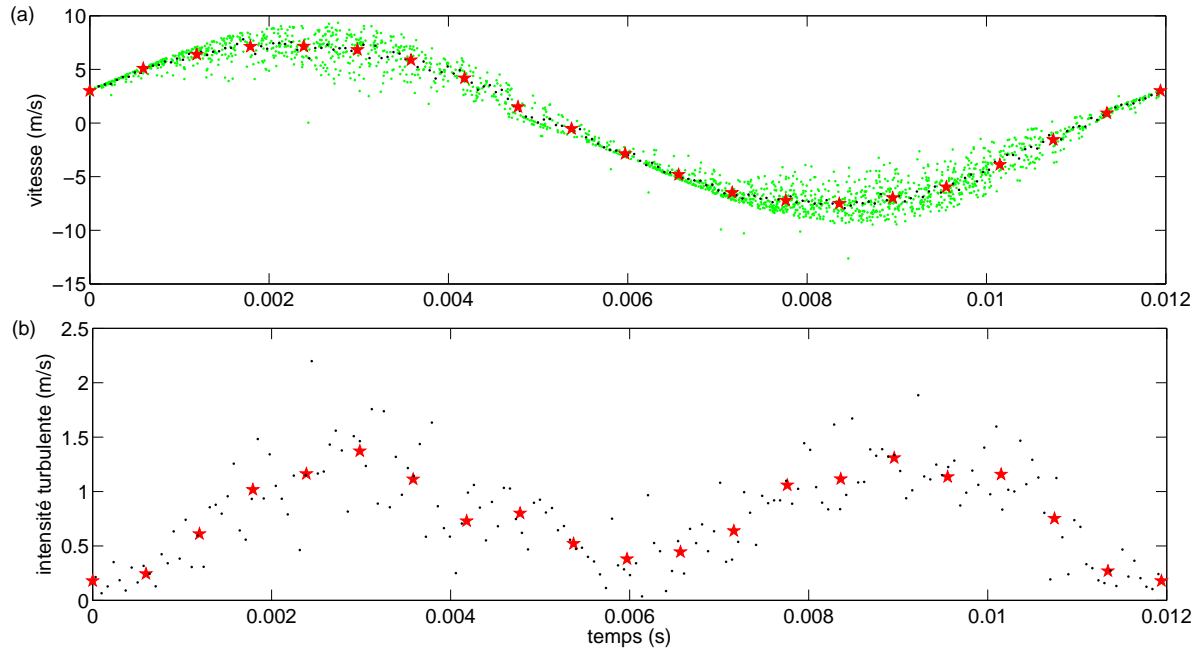
$$E(x, t) = \frac{1}{\pi R^2 U_{ac,c}^2} \int_0^R \sigma_u(x, r, t)^2 2\pi r dr. \quad (2.32)$$

Ceci correspond à deux moyennes successives de l'intensité turbulente : une moyenne temporelle par phase du cycle, puis une moyenne spatiale suivant l'axe  $r$  du guide. Le temps  $t$  correspond au temps rééchantillonné par phases prédéfinies du cycle acoustique  $t_{ph}$ , et la distance par rapport au centre du guide d'onde  $r$  correspond à la distance de mesure par rapport au centre du guide, d'onde,  $r_l$ .  $r_l$  varie entre  $r_0$  (le point de mesure le plus proche du centre du guide) et  $r_{Nd}$  (le point de mesure le plus proche du rayon  $R$  du guide) avec  $N_d$  le nombre de points de mesure sur une demi-section du guide. La Fig. 2.14 représente les surfaces d'intégration de l'énergie cinétique turbulente acoustique. L'énergie cinétique turbulente axiale par phases prédéfinies du cycle peut être estimée par l'équation

$$E(x, t_{ph}) = \frac{1}{R^2 U_{ac,c}^2} \sum_{l=2}^{N_d-1} \sigma_u^2(x, r_l, t_{ph}) \left( \left( \frac{r_l + r_{l+1}}{2} \right)^2 - \left( \frac{r_l + r_{l-1}}{2} \right)^2 \right) + E_0(x, t_{ph}) + E_R(x, t_{ph}), \quad (2.33)$$

<sup>1</sup>Dans la littérature sur la transition à la turbulence, différents auteurs utilisent  $\sigma_{u'}$  pour la notation de l'intensité turbulente axiale mais la définition entre leur  $\sigma_{u'}$  et notre  $\sigma_u$  est la même.

## 2.2. MÉTHODE DE TRAITEMENT DU SIGNAL EMPLOYÉE POUR L'ESTIMATION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DE LA VITESSE



**Fig. 2.13:** Vitesses et intensités turbulentes. En (a), les données brutes VLD ramenées sur une période  $(t_j, u_j)$  (●, vert), le rééchantillonnage uniforme du signal sur une période  $(t_k, u_k)$  (●, noir) et le rééchantillonnage uniforme du signal par phases prédéfinies sur une période  $(t_{ph}, u_{ph})$  (\*, rouge) sont représentés. En (b), l'intensité turbulente axiale  $\sigma_u$  (●, noir) et l'intensité turbulente axiale par phases prédéfinies  $\sigma_{u,ph}$  (\*, rouge) sont représentées.

avec l'énergie cinétique turbulente acoustique au centre du guide

$$E_0(x, t_{ph}) = \frac{1}{R^2 U_{ac,c}^2} \sigma_u^2(x, r_1, t_{ph}) \left( \frac{r_1 + r_2}{2} \right)^2 \quad (2.34)$$

et l'énergie cinétique turbulente acoustique près de la paroi du guide

$$E_R(x, t_{ph}) = \frac{1}{R^2 U_{ac,c}^2} \sigma_u^2(x, r_{N_d}, t_{ph}) \left( R^2 - \left( \frac{r_{N_d-1} + r_{N_d}}{2} \right)^2 \right). \quad (2.35)$$

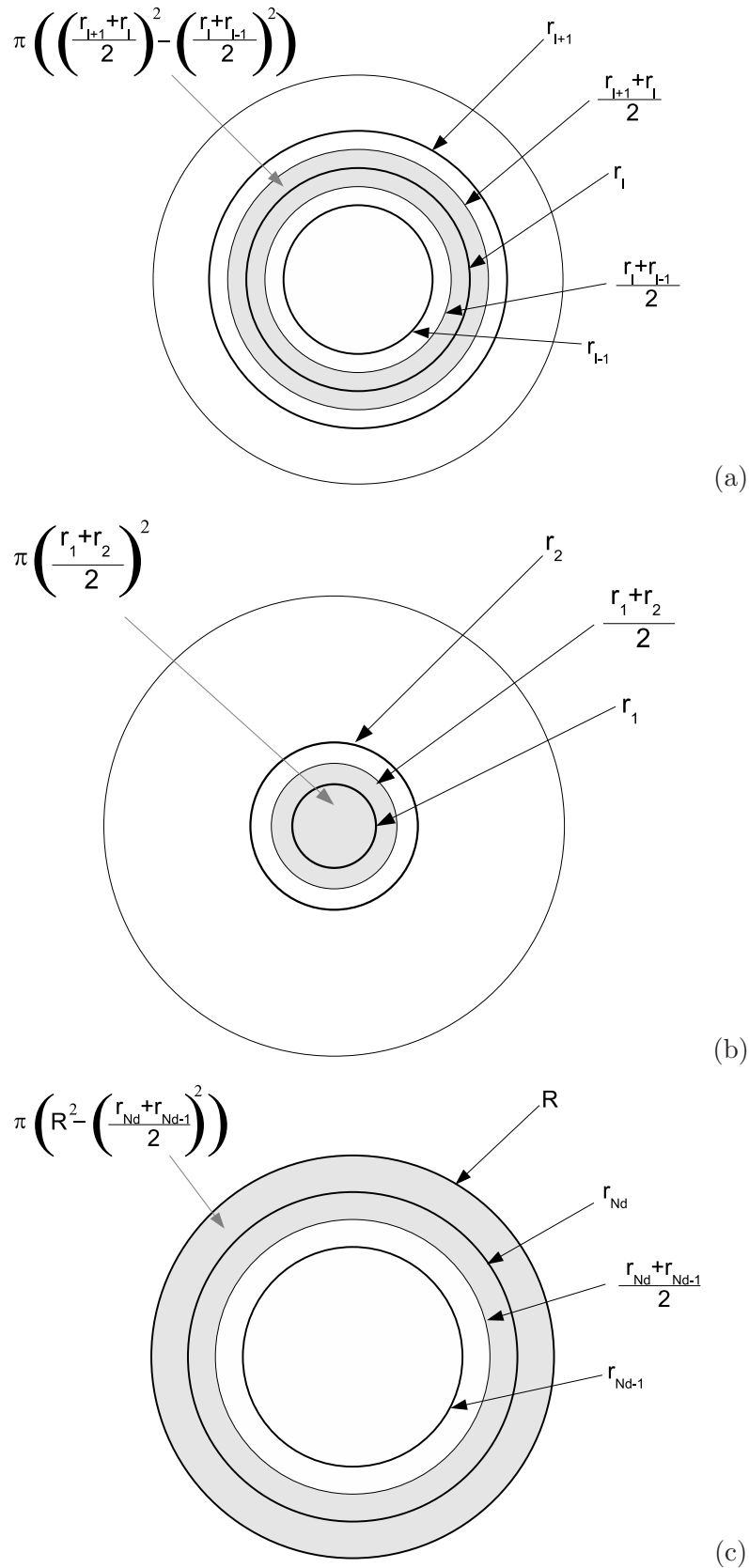
La moyenne temporelle de l'énergie cinétique turbulente acoustique

$$\bar{E}(x) = \frac{1}{20} \sum_{ph=1}^{20} E(x, t_{ph}) \quad (2.36)$$

traduit donc la turbulence sur un cycle acoustique et sur une section du guide.

La turbulence a donc été calculée

- en un point  $(x, r)$  et en un temps  $t_{ph}$  donnés avec le calcul de l'intensité turbulente axiale  $\sigma_u(x, r, t_{ph})$
- sur une surface et en un temps  $t_{ph}$  donnés avec le calcul de l'énergie cinétique turbulente acoustique  $E(x, t_{ph})$
- sur une surface donnée avec le calcul de la moyenne temporelle de l'énergie cinétique turbulente acoustique  $\bar{E}(x)$ .



**Fig. 2.14:** Les surfaces d'intégration de l'énergie cinétique turbulente acoustique. En (a), la surface d'intégration de l'énergie cinétique turbulente acoustique entre deux points de mesure est représentée. En (b), la surface d'intégration de l'énergie cinétique turbulente acoustique au centre du guide est représentée. En (c), la surface d'intégration de l'énergie cinétique turbulente acoustique près de la paroi du guide est représentée.

### 2.3 Conclusion

La technique de mesure Laser VLD a été choisie pour faire des mesures de vitesse sur toute la section du guide d'onde et particulièrement en très proche paroi, là où les phénomènes de transition à la turbulence et des écoulements redressés apparaissent. Deux dispositifs VLD ont été utilisés lors de cette thèse : le premier dispositif a permis de valider l'utilisation de la VLD pour des mesures de profils acoustique en proche paroi (chapitre 3) et le second, de technologie plus récente, a permis d'étudier les phénomènes de transition à la turbulence (chapitre 5) et des écoulements redressés (chapitre 6). La résolution spatiale a été déterminée pour chacun de ces deux dispositifs en mesurant l'épaisseur du volume de mesure du système VLD (1mm pour le premier dispositif et 0.35mm pour le second). Cependant, avec un bon ensemencement, des mesures VLD dont la distance par rapport à la paroi est inférieure à l'épaisseur du volume de mesure sont possibles même si le rapport signal/bruit augmente fortement.

Pour des mesures acoustiques en proche paroi, les signaux temporels des mesures de vitesse par VLD nécessitent un traitement du signal particulier. Ce traitement décrit dans ce chapitre permet d'extraire la fréquence, la vitesse des écoulements redressés, l'amplitude et la phase de la vitesse acoustique ainsi que sa valeur par phases prédéfinies du cycle, l'intensité turbulente et l'énergie cinétique turbulente. Ces données sont nécessaires pour l'étude spatiale et temporelle du phénomène de transition à la turbulence et des écoulements redressés.



## Chapitre 3

# Mesures en couches limites acoustiques

Dans ce document, le phénomène de transition à la turbulence et les écoulements redressés sont étudiés en guide d'onde acoustique. Pour l'étude de la transition à la turbulence, une bonne résolution temporelle et spatiale des mesures en proche paroi est nécessaire pour faire correspondre les profils expérimentaux et théoriques en régime laminaire, puis pour observer des écarts par rapport à ce régime laminaire qui ont lieu dans la couche limite acoustique lorsque le niveau augmente. Pour l'étude des écoulements redressés, une bonne résolution temporelle est nécessaire pour le calcul de leurs vitesses et une bonne résolution spatiale est aussi très importante surtout en proche paroi pour pouvoir observer des tourbillons internes. Actuellement, peu d'équipes ont eu des résultats satisfaisants de mesure de vitesse en proche paroi.

Les mesures VLD en couches limites acoustiques doivent donc être validées en utilisant le traitement du signal développé dans le chapitre 2. Pour valider l'utilisation de la VLD en proche paroi, des mesures VLD et PIV en régime laminaire peuvent être comparées entre elles et à la théorie. Ces mesures ont lieu dans un guide d'onde de section carrée, ouvert à ses extrémités. Cependant avant de faire ces mesures comparatives, l'influence des terminaisons du guide d'onde doit être déterminée pour pouvoir ensuite faire des mesures loin de toutes perturbations. L'influence de ces discontinuités est estimée à travers la détermination de la distance de stabilisation. La technique la plus appropriée pour obtenir des mesures cohérentes dans l'espace étant la PIV, cette technique Laser a été choisie pour ces expériences préliminaires.

Dans une première partie de ce chapitre, l'influence des discontinuités d'un guide d'onde de section carrée et ouvert à ses extrémités est étudiée. Le principe de la PIV et son application en acoustique sont d'abord exposés. Ensuite, les mesures préliminaires par PIV dans le guide d'onde sont menées pour déterminer la distance de stabilisation de différentes discontinuités. Dans une seconde partie, les profils des mesures Laser dans le guide d'onde en régime laminaire (réalisées loin de toutes perturbations) sont comparés à ceux de la théorie. En se basant sur des écoulements oscillants laminaires, l'expression analytique du profil de vitesse acoustique dans les couches limites est d'abord déterminée. Deux géométries de la section du guide d'onde (section carrée et section circulaire) sont étudiées car les mesures présentées lors de ce rapport sont réalisées pour ces deux géométries. Et enfin, des mesures PIV et VLD dans les couches limites acoustiques sont présentées et comparées à la théorie laminaire.

---

## 3.1 Mesures de la distance de stabilisation par PIV

### 3.1.1 Véllocimétrie par Image de Particules (PIV)

La vélocimétrie par images de particules, communément appelée PIV (Particle Image Velocimetry), est une méthode optique non invasive permettant d'obtenir des cartes de vitesses particulières instantanées. Les études consacrées à la mesure par PIV en acoustique (e. g. [5]) sont très peu nombreuses en comparaison de l'abondante littérature consacrée à l'application de cette méthode en mécanique des fluides (e. g. [51]) ou par rapport aux études faites avec la VLD en acoustique (e. g. [1]). Les critères assurant la faisabilité et/ou l'optimisation des mesures par PIV en mécanique des fluides ne sont pas adaptés aux caractéristiques acoustiques. En effet, l'ordre de grandeur des vitesses en mécanique des fluides est très supérieur à celui des vitesses acoustiques couramment rencontrées et la fréquence acoustique doit être prise en compte.

#### 3.1.1.1 Principe de la PIV

Comme le montre la Fig. 3.1, une source Laser pulsée génère deux impulsions lumineuses décalées d'un interval  $\Delta t = t_2 - t_1$  ajustable. Ces impulsions traversent un dispositif optique et forment deux plans de lumière successifs qui illuminent les particules. Une caméra synchronisée aux déclenchements des lasers permet d'enregistrer la lumière diffusée par les particules pour chaque impulsion lumineuse. La vitesse de chaque particule est alors donnée suivant la relation

$$V = \frac{D}{\Delta t}, \quad (3.1)$$

avec  $D = N * d_{pix}$  le déplacement local d'une particule estimé par corrélation entre deux images prises à un interval de temps  $\Delta t$ , où  $d_{pix}$  est la largeur d'un pixel vu par la caméra et  $N$  le nombre de pixels.

Le principe d'analyse des clichés de PIV est représenté schématiquement sur la Fig. 3.2. Il consiste à diviser le cliché en sous-domaines appelés fenêtres d'analyse. Lorsque les deux images de particules sont enregistrées sur des clichés différents, l'analyse est effectuée par corrélation croisée. Dans ce cas, la fonction de corrélation croisée ne présente qu'un seul pic intense dont la position donne accès à la direction, au sens et à la longueur du déplacement des particules dans la fenêtre d'analyse.

La Fig. 3.3 donne un exemple de champ de vitesse obtenu par PIV. Cette mesure a été réalisée en proche paroi dans un guide d'onde de section carrée ouvert à ses extrémités. La zone de mesure est de 12mmx12mm et la zone de zoom de 5mmx5mm. Sur cette image, la valeur de la vitesse est représentée par la longueur des vecteurs ainsi que par la couleur.

#### 3.1.1.2 La PIV en acoustique

La PIV permet la capture des champs instantanés avec une bonne cohérence spatiale. En revanche, le suivi temporel et la dynamique des amplitudes demeurent les points faibles. Cependant par des moyennes de phase, il est possible de réaliser le suivi des phénomènes périodiques. En effet, plusieurs couples d'images peuvent être acquis par la système PIV pour chaque phase. Le traitement d'image permet alors d'obtenir des champs de vecteurs vitesse pour la même phase, qui peuvent être moyennés puisque les champs sont parfaitement synchrones.

Une étude préliminaire [65] a été réalisée au LEA pour déterminer les limites des capacités de la PIV dans le but de mesurer des champs de vitesse acoustique. Cette étude fait apparaître

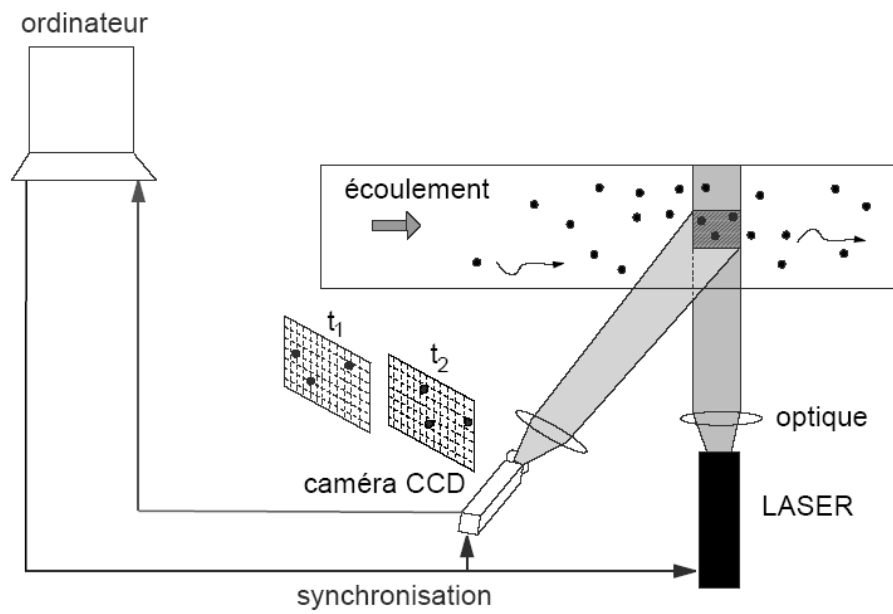


Fig. 3.1: Principe de la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) (d'après [5]).

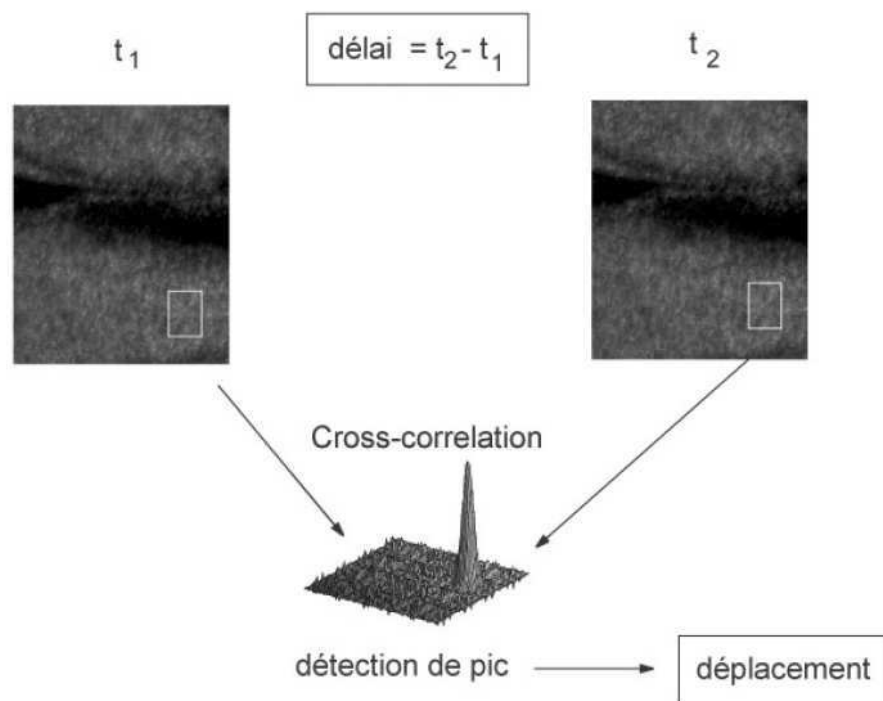
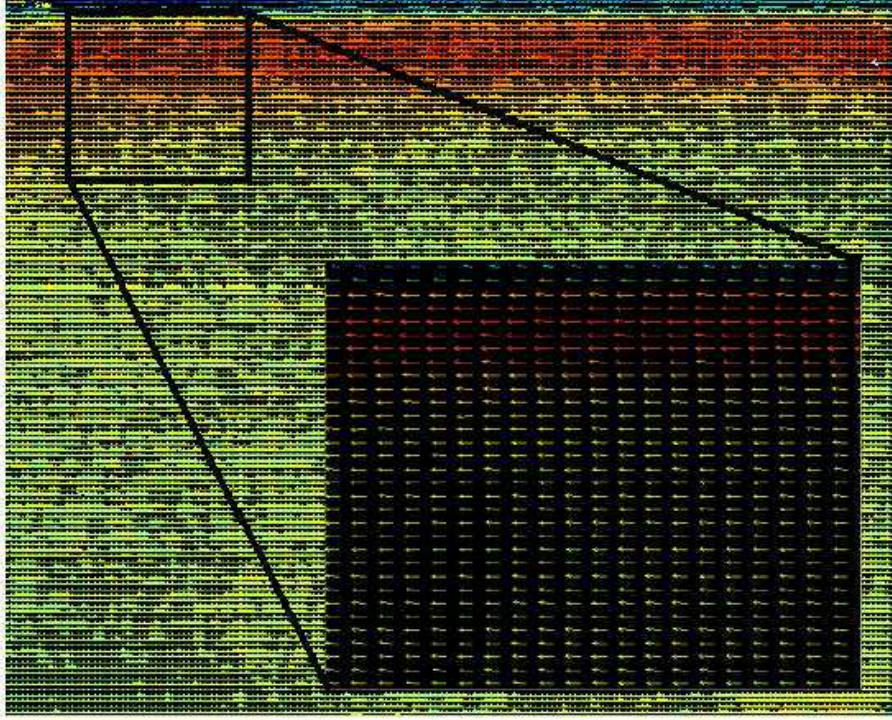


Fig. 3.2: Principe de la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) (d'après [5]).





**Fig. 3.3:** Exemple de champ de vitesse obtenu par PIV (d'après [5]).

que la largeur du pixel,  $d_{pix}$ , et le délai de déclenchement entre deux images PIV,  $\Delta t$ , sont les paramètres limitant les mesures pour des fréquences élevées ou des niveaux faibles. Elle permet d'adapter le  $\Delta t$  en fonction de la fréquence et du niveau du signal acoustique. Les limites de  $\Delta t$  sont fixées expérimentalement, à partir d'une mesure de champs de vitesse acoustique uniforme à l'intérieur d'un guide d'onde. Comme la zone de mesure est considérée compacte, les moyennes selon l'axe longitudinal du guide sont effectuées. Une étude systématique montre que le pas  $\Delta t$  ne doit pas excéder 12% de la période du signal acoustique  $T_{ac}$ . De plus, le déplacement de la particule doit être au moins égal à la sensibilité de l'ensemble de la chaîne optique, d'où

$$d_{pix} < 2V\Delta t. \quad (3.2)$$

Cette valeur de  $\Delta t$  beaucoup plus faible que celle généralement préconisée en mécanique des fluides tient au fait qu'une intégration spatiale supplémentaire est réalisée quand les champs acoustiques sont spatialement homogènes. Ainsi pour

$$\frac{1}{2} \frac{d_{pix}}{V} < \Delta t < 0.12T_{ac}, \quad (3.3)$$

les mesures PIV estiment correctement la valeur du déplacement particulaire acoustique.

La PIV fournit une très bonne cohérence spatiale qui permet d'effectuer des moyennes de vitesses sur des zones très compactes, diminuant ainsi le nombre d'images nécessaires à la convergence des profils. La PIV se présente donc comme un bon candidat aux mesures de vitesses acoustiques et spécialement dans les couches limites.

### 3.1.1.3 Dispositif de mesure PIV utilisé

Deux types de mesure par PIV ont été réalisées lors des travaux de cette thèse. Une première expérience consistant à visualiser l'influence des discontinuités (terminaisons) d'un guide d'onde

a été mise au point pour pouvoir déterminer la distance sur laquelle les phénomènes de discontinuités apparaissent. Ensuite, des profils de vitesse acoustique par PIV loin de toutes perturbations ont été réalisés en régime laminaire pour être comparés à ceux mesurés par VLD et ceux de la théorie.

Un dispositif PIV commercial classique (système Lavision) a été utilisé pour ces études. Une nappe Laser d'épaisseur d'environ 1mm est générée par un Laser pulsé (Quantel Mini-Yag) de longueur d'onde 532nm, délivrant une énergie de 30mJ par pulse et synchronisé à une fréquence maximale de 20Hz. Les champs moyens sont calculés à partir de 50 images enregistrées par une caméra (Kodak, 30 images/seconde maximum, 1024x1024, 8bits).

Les mesures de vitesse particulaire sont effectuées en utilisant une synchronisation du système global de la PIV par un signal TTL à la fréquence  $f_{ac}$ . L'ensemencement est réalisé par des particules de glycérine (voir partie 2.1.2.2).

#### 3.1.2 Mesures de la distance de stabilisation

Pour réaliser des mesures en couche limite loin de toute perturbation, l'influence des terminaisons du guide d'onde de section carrée ouvert à ses extrémités doit être étudiée. Ce guide d'onde est relié à une enceinte acoustique et est nommé événement. La distance de stabilisation a donc été étudiée pour les deux terminaisons différentes de l'événement. Cette section a fait l'objet d'une communication lors d'une conférence à un congrès international avec actes [41].

En mécanique des fluides, la distance de stabilisation de la vitesse ou la longueur de rattachement est classiquement définie comme la distance par rapport au début du guide où l'écoulement atteint sa forme entièrement développée. La compréhension du comportement de l'écoulement dans la région d'admission d'un canal est l'un des problèmes classiques en mécanique des fluides. Malgré un grand nombre d'investigations, il mérite toujours beaucoup d'attention, même dans le cas des flux stationnaires (e. g. [55]). Beaucoup de recherches expérimentales et théoriques concernent l'étude de la séparation et du rattachement d'un flux stationnaire autour d'une plaque épaisse semi-infinie (e. g. [68]), de plaque épointée (e. g. [48]), ou de divers conduits (par exemple [55]).

Comparé aux écoulements réguliers, la quantité des analyses des écoulements oscillants dans les conduits est faible. Cependant, les conditions d'entrée pour les écoulements pulsés sont importantes pour beaucoup de domaines comme la biomécanique [22]. Les effets non linéaires ont été étudiés en terminaison de guide [27], mais peu d'études portent sur des mesures à l'intérieur du guide d'onde [43]. Néanmoins, le comportement physique du fluide à l'intérieur du guide est un problème crucial pour des applications pratiques telles que les micro-canaux ou les événements des haut-parleurs où le niveau acoustique est important. La distance de stabilisation est une estimation de la longueur de la région perturbée par une discontinuité comme une terminaison de guide d'onde dans notre cas. Des mesures dans un guide d'onde acoustique ont été réalisées pour les deux terminaisons différentes de l'événement : bafflée et non bafflée. La vitesse instantanée durant le cycle acoustique a été mesurée par PIV pour déterminer la distance de stabilisation pour chaque terminaison.

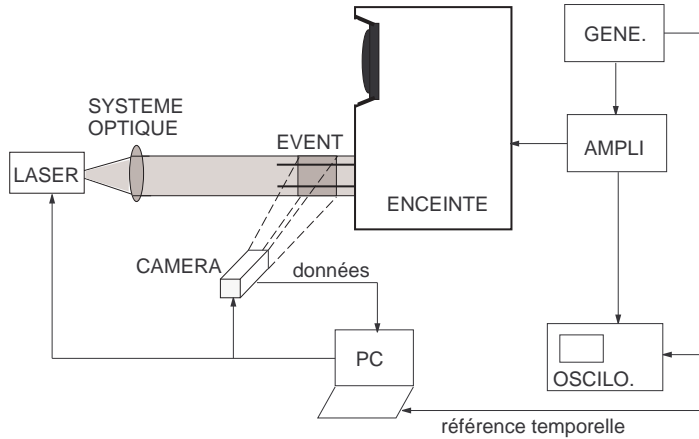
La distance de stabilisation est d'abord définie, puis sa valeur maximale est comparée avec les résultats trouvés dans la littérature. Enfin le caractère oscillant de la distance de stabilisation est analysé.

### 3.1.2.1 Dispositif expérimental

Un dispositif acoustique typique où des effets de terminaison sont connus pour être importants est l'unité basse reflex [43, 28]. Pendant la dernière décennie, les fabricants ont travaillé sur la conception de guide afin de réaliser de meilleures performances. Bien que la plupart des études précédentes concernent le champ acoustique dans la région extérieure du guide, quelques mesures ont été effectuées à l'intérieur du guide [29] afin de mieux comprendre les pertes non-linéaires associées à cette région. Ces travaux ainsi que celui-ci ont pour but d'étudier les effets de non linéarités des guides d'onde acoustiques. Les résultats précédents [28, 29] ont montré que la turbulence est produite à l'intérieur du guide, dans la région de terminaison du guide, pour un écoulement entrant et lorsque le nombre de Strouhal

$$Str = \frac{fh}{A} \quad (3.4)$$

est plus petit que l'unité où  $A$  est l'amplitude de la vitesse acoustique au centre du guide,  $f$  la fréquence et  $h$  l'épaisseur de la paroi. Dans la présente étude, des mesures ont été effectuées pour des nombres de Strouhal allant de 0.01 à 0.04, de sorte que l'on s'attende à ce que la turbulence et les effets associés dus à la terminaison se produisent. Pour obtenir des mesures de la distance de stabilisation, la vitesse du fluide doit être mesurée près des terminaisons. La PIV est la technique la plus appropriée pour obtenir des mesures cohérentes dans l'espace, de ce fait cette technique a été choisie pour ces expériences.



**Fig. 3.4:** Schématisation du montage PIV.

L'onde acoustique a été créée par une enceinte acoustique comprenant un haut-parleur et conduite dans un événement de section carrée, de longueur  $L = 15\text{cm}$ , d'épaisseur de paroi  $h = 0.5\text{cm}$  et de largeur interne  $D = 5.2\text{cm}$  ( $\frac{L}{D} \approx 3$ ). Comme le montre la Fig. 3.4, un générateur fournit le signal d'entrée aux haut-parleurs. La fréquence acoustique  $f_{ac}$  et l'amplitude du signal  $A$  sont commandés ainsi que le signal de référence de déclenchement employé pour synchroniser le système entier (Laser, ordinateur et caméra). Ce système de synchronisation a permis de faire des moyennes de phase du signal. Les paramètres du système de PIV ont été ajustés aux mesures acoustiques (voir section 3.1.1.2).

Deux types de terminaison de guide d'onde ont pu être étudiés : bafflée et non bafflée. Comme le montre la Fig. 3.5, ces deux terminaisons ont des bords biseautés et la zone mesurée par la PIV ne contient pas toute la longueur de l'événement car l'extrémité de l'événement fixé à l'enceinte (terminaison bafflée) n'est pas visible. Le champ de vitesse a été mesuré pour ces deux terminaisons de guide

### 3.1. MESURES DE LA DISTANCE DE STABILISATION PAR PIV

d'onde, pour différentes fréquences (donc pour différents nombres de Womersley,  $W_0 = \frac{D}{\sqrt{2\delta_\nu}}$ ) et pour différentes amplitudes du signal acoustique  $A$  (donc pour différents nombres de Reynolds,  $Re = \frac{AD}{\nu}$ ).

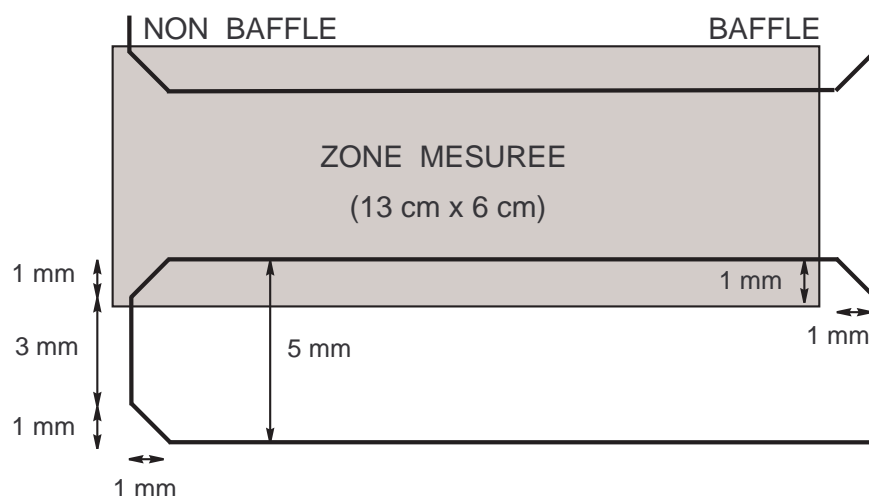


Fig. 3.5: Représentation schématique des terminaisons bafflée et non bafflée du guide d'onde.

Afin d'étudier le caractère oscillant du phénomène étudié, les mesures ont été effectuées à différentes phases prédéfinies dans la période acoustique (voir Fig. 2.12). Le temps correspondant au maximum de la vitesse axiale a d'abord été recherché (phase 6) pour ensuite faire les mesures aux phases définies.

#### 3.1.2.2 Définition de la distance de stabilisation.

La Fig. 3.6 montre un exemple de champ de vitesse obtenu dans la zone mesurée représentée par la Fig. 3.5. Les effets de terminaison de guide sont présents et induisent des perturbations de la vitesse du fluide dans la région de terminaison du guide (valeur saturée blanche du côté gauche) comparé à la valeur de la vitesse du fluide loin de toute discontinuité. Le concept de la distance de stabilisation peut être employé afin de mesurer ces effets de terminaison de guide.

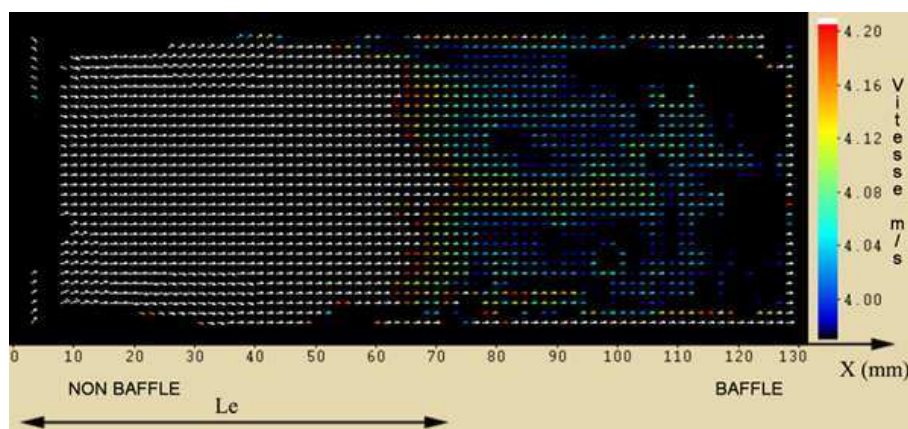


Fig. 3.6: Exemple d'image PIV du champ de vitesse.



---

En mécanique des fluides, la longueur de rattachement pour une plaque semi-infinie s'est avérée dépendre de l'épaisseur de la plaque [10, 32]. La longueur de rattachement pour une plaque de longueur finie s'est avérée dépendre également de l'angle d'incidence [18], tandis qu'elle est moins affectée par le nombre de Reynolds par rapport au cas d'une plaque semi-infinie [68]. Des études en flux stationnaire dans un canal droit ont également été menées, et entre autres, Sadri et Floryan [55] ont proposé une corrélation pour la distance de stabilisation

$$L_{e1} = -1892.249/Re + 0.151 * Re + 11.726 \pm 0.5\% \quad (3.5)$$

pour  $1000 < Re < 2200$ .

Pour les écoulements oscillants, le profil uniforme de vitesse ne devient pas entièrement développé. Cependant les effets d'entrée sont visibles comme le montre la Fig. 3.6. Zhao et Cheng [70] ont étudié numériquement un écoulement pulsé incompressible laminaire dans un tube de longueur finie. Ils ont montré qu'un tube de longueur finie peut être divisé en trois régions : une région d'entrée où la vitesse axiale au centre du tube change avec la direction axiale, une région stable où elle demeure inchangée et une région de sortie où elle change avec la direction axiale. Ils ont constaté que, en raison de la viscosité et de l'inertie, le profil de vitesse en aval change d'une forme rectangulaire à une forme parabolique avec un annulus effect. Puis, plus en aval, le profil de la vitesse reste identique ; dans ce cas l'écoulement est dit 'entièrement développé'. Dans la présente étude, le profil de la vitesse n'est pas rectangulaire mais il y a toujours une région où il évolue pour atteindre une forme parabolique avec un annulus effect typique (le maximum de vitesse axiale est atteint près de la paroi et non au centre du guide). La distance de stabilisation peut être définie comme la distance par rapport au début du tube où la vitesse acoustique au centre du tube est sensiblement modifiée. Pour cette étude, la limite de perturbation est fixée à 3%, donc la distance de stabilisation est définie comme la distance par rapport au début du tube où les effets de terminaison induisent un changement de la vitesse acoustique centrale de plus de 3 %.

Pour chaque jeu de paramètres, 20 figures comme la Fig. 3.6 ont été obtenues par cycle acoustique pour décrire le caractère oscillant du phénomène et obtenir ainsi 20 valeurs de distance de stabilisation par cycle acoustique. Cette approche instantanée a rarement été utilisée dans la littérature et afin de comparer nos résultats aux précédents, nous limiterons d'abord la discussion à la valeur maximum de la distance de stabilisation par cycle acoustique. Cette valeur maximum  $L_e$  correspond à la longueur de la région perturbée par les effets de discontinuité au cours d'un cycle.

### 3.1.2.3 Valeur maximale de la distance de stabilisation par cycle

#### a) Résultats

Le Tab. 3.1 récapitule les différentes conditions expérimentales choisies pour cette étude, il donne les résultats de notre évaluation pour la longueur maximum  $L_e$  (ligne 8 et 9) ainsi que des valeurs de résultats d'équations utiles pour la comparaison avec la littérature. Pour les deux géométries différentes de discontinuité (bafflée et non bafflée), les mesures ont été faites pour différentes fréquences (12Hz et 37Hz, voir ligne 1) correspondant à des nombres de Womersley différents (ligne 2) et à des épaisseurs de couche limite différentes (ligne 3). Ces expériences ont été également exécutées pour différents niveaux correspondant à des amplitudes de vitesse différentes (ligne 4), à des nombres de Reynolds différents (ligne 5) ou des déplacements de fluide adimensionnés différents (ligne 7). Dans le Tab. 3.1,  $\omega$  est la fréquence d'oscillation et  $x_{max}$  le déplacement maximum du fluide.

### 3.1. MESURES DE LA DISTANCE DE STABILISATION PAR PIV

1	<b>Fréquence</b> $f_{ac}$ (Hz)	<b>12</b>		<b>37</b>	
2	Nombre de Womersley $W_0 = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$	57		100	
3	Épaisseur de couche limite $\delta_\nu = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$ (mm)	0,64		0,37	
4	<b>Amplitude de la vitesse</b> $A$ (m/s)	<b>1,9</b>	<b>5</b>	<b>4,4</b>	<b>13</b>
5	Nombre de Reynolds $Re = \frac{A*D}{\nu}$	6333	16667	14667	43333
6	Déplacement $x_{max} = \frac{2A}{\omega}$ (m)	0,025	0,066	0,019	0,056
7	Déplacement adimensionné $\frac{x_{max}}{D}$	0,48	1,28	0,36	1,08
8	<b>distance de stabilisation</b> $L_{eb}$ (m) <b>bafflée</b>	<b>0,075</b>	<b>0,073</b>	<b>0,060</b>	<b>0,059</b>
9	<b>distance de stabilisation</b> $L_{eu}$ (m) <b>non bafflée</b>	<b>0,088</b>	<b>0,091</b>	<b>0,066</b>	<b>0,068</b>
10	$L_{e1}$ (m) Eq. (3.5)	0,968	2,528	2,226	6,555
11	$L_{eu}/\sqrt{\delta_\nu}$ ( $m^{0.5}$ )	3,5	3,6	3,4	3,6
12	$L_{eu2}$ (m) Eq. (3.6)	0,721	1,898	1,670	4,935
13	$L_{eu3}$ (m) Eq. (5.3)	0,014	0,017	0,013	0,016

**Tab. 3.1:** Conditions expérimentales et résultats.

Le résultat le plus visible donné par le Tab. 3.1 est que la distance de stabilisation dépend fortement de la géométrie (bafflée, ligne 8, ou non, ligne 9). Ce résultat est conforme aux études précédentes [18] qui ont montrés que la distance de stabilisation dépend de l'angle d'incidence dans le cas d'un écoulement stationnaire autour d'une plaque de longueur finie. En effet, l'écoulement se comporte différemment avec la terminaison bafflée qu'avec celle non bafflée et l'angle d'incidence peut être considéré différent pour ces deux cas. Dans la littérature, il apparaît aussi que la distance de stabilisation dépend de l'épaisseur de la plaque que rencontre l'écoulement [10, 32] : dans notre étude on peut considérer que cette propriété est vérifiée car l'extrémité bafflée peut être vue comme ayant une épaisseur infinie.

Le Tab. 3.1 montre aussi que pour ces deux discontinuités, la distance de stabilisation semble être indépendante de l'amplitude de la vitesse pour la gamme de niveau étudiée mais dépendante de la fréquence.

#### b) Comparaison avec les études en écoulement stationnaire

Les valeurs mesurées de la distance de stabilisation peuvent être comparées à celles correspondant au cas d'un écoulement stationnaire. La ligne 10 du Tab. 3.1 donne les résultats pour le calcul de la distance de stabilisation donné par la corrélation proposée par Sadri et Floryan [55] (voir l'Eq. (3.5)). Pour les configurations expérimentales étudiées, la distance de stabilisation mesurée pour un écoulement oscillant (lignes 8 et 9 de Tab. 3.1) est beaucoup plus petite que celle prévue pour un écoulement stationnaire (ligne 10 de Tab. 3.1). Ceci en accord avec les résultats de Peacock et Stairmand [49], qui ont montré que la distance de stabilisation pour un écoulement oscillant serait plus courte que pour un écoulement stationnaire.

#### c) Comparaison avec les études en écoulement oscillant

Les valeurs mesurée de la distance de stabilisation peuvent être comparées à celles indiquées par d'autres auteurs dans le cas d'écoulement oscillant. Le Tab. 3.2 récapitule les études utilisées pour la comparaison avec nos résultats. Il est important de souligner que toutes les études trouvées dans la littérature sont pour des écoulements incompressibles entrant dans des tubes cylindriques et donc que nos conditions expérimentales sont très différentes de celles considérées. En effet, les études numériques utilisent habituellement un écoulement entrant dans un tube

fermé et les études expérimentales cherchent habituellement la distance de stabilisation d'un piston, tandis que nous sommes concernés par un guide d'extrémités ouvertes. La discussion et les comparaisons avec la littérature concerne la terminaison non bafflée, car à notre connaissance, aucune des études précédentes ne traite du cas bafflé.

Auteurs	Type d'étude
Peacock et Stairmand [49]	mesure de la vitesse par fils chauds
He et Ku [22]	étude numérique
Yamanaka <i>and al.</i> [15]	mesure par UPV
Kassianides et Gerrard [31]	étude numérique
Zhao et Cheng [70]	étude numérique
Gerrard et Hughes [17]	visualisations

**Tab. 3.2:** Travaux trouvés dans la littérature pour la distance de stabilisation dans un tube non bafflé en écoulement oscillant.

En dépit des différences et restrictions, l'évolution de la distance de stabilisation en fonction de la fréquence et du niveau d'entrée peut être comparée aux résultats disponibles dans la littérature. La ligne 9 du Tab. 3.1 montre que la distance de stabilisation diminue lorsque la fréquence augmente. Ceci est conforme aux résultats de He et Ku à [22] qui ont montré que la distance de stabilisation diminue quand le nombre de Womersley (ligne 2) augmente. Ceci est aussi en accord avec les résultats de Yamanaka *et al.* [15], car la distance de stabilisation augmente quand l'épaisseur de la couche limite visqueuse (ligne 3) augmente. De plus, cette distance est proportionnelle à la racine carrée de l'épaisseur de la couche limite visqueuse (ligne 11) conformément aux résultats de Kassianides et Gerrard [31]. Mais nos résultats sont en désaccord avec ceux de Zhao et Cheng [70], puisque selon ces auteurs la distance de stabilisation ne dépend pas du nombre de Reynolds mais dépend du déplacement du fluide (ligne 6). Nos résultats sont aussi en désaccord avec les résultats de Gerrard et Hughes [17] car  $L_{eu}$  ne dépend pas du nombre de Reynolds (ligne 5). Aucune des corrélations données par les auteurs précédents, qui sont

$$L_{eu2} = 2.19 * 10^{-3} * Re * D \quad (3.6)$$

proposée par Gerrard et Hughes (ligne 12) [17] et

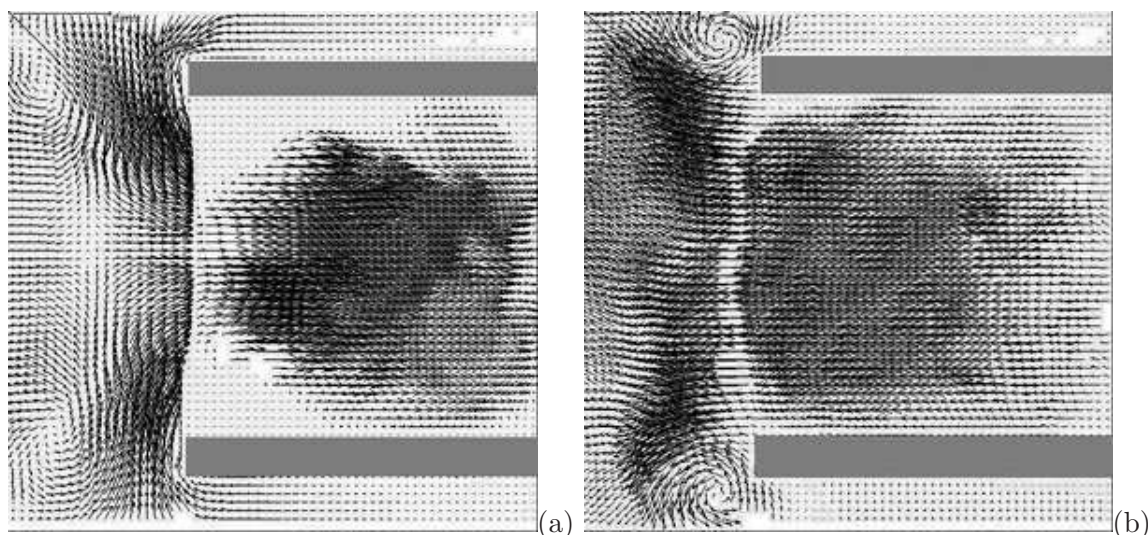
$$\frac{L_{eu3}}{D} = 0.081 * \frac{x_{max}}{D} + 0.23 \quad (3.7)$$

proposée par Zhao et Cheng (ligne 13) [70] ne sont donc vérifiées. Ceci peut être attribué aux différences de configuration mentionnées précédemment.

### 3.1.2.4 Le caractère oscillant de la distance de stabilisation dans un guide d'onde acoustique

Comme évoqué précédemment, pour cette étude, le champ de vitesse a été mesuré pour différentes phases durant le cycle acoustique (voir Fig. 2.12) et donc la distance de stabilisation instantanée de la vitesse a été estimée pour 20 phases de la période acoustique. Rappelons que le fluide entre dans le guide pour les phases de 2 à 10 et sort du guide pour les phases de 12 à 20. La Fig. 3.7 montre un exemple de champ de vitesse lorsque le fluide entre dans le guide d'onde par la terminaison non bafflée (Fig. 3.7(a)) et sort par cette même terminaison (Fig. 3.7(b)).

La Fig. 3.8 montre les résultats obtenus pour l'estimation de la distance de stabilisation pour une fréquence de 12Hz et deux amplitudes de la vitesses, 1.9m/s (a) et 5m/s (b), pour la



**Fig. 3.7:** Champ de vitesse lorsque le fluide entre dans le guide (a) et sort du guide (b) par la terminaison non bafflée (communication privée).

discontinuité bafflée et non bafflée. Le déplacement instantané calculé théoriquement à partir de l'amplitude de vitesse est également représenté pour rendre visible les phases correspondantes à l'entrée ou à la sortie du fluide. La Fig. 3.9 a été obtenue pour une fréquence de 37Hz et pour des amplitudes de vitesse de 4.4m/s (a) et de 13m/s (b).

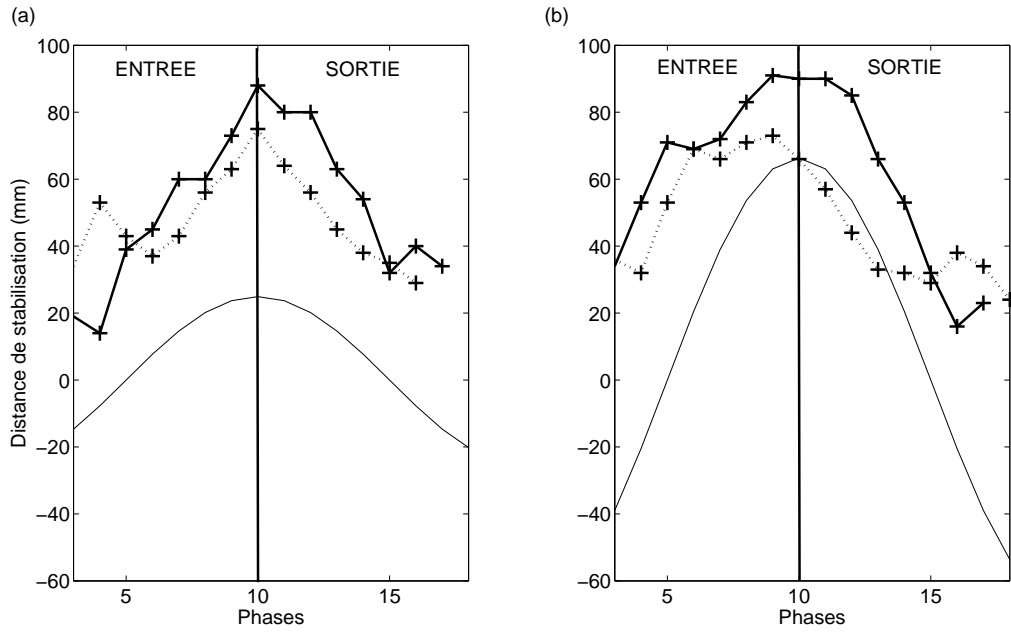
Les mesures de la distance de stabilisation de la vitesse lors des phases 1, 2, 19 et 20 ne sont pas reportées car la vitesse acoustique est trop faible à ces phases pour pouvoir calculer de façon significative la distance de stabilisation. Une remarque commune à ces figures est que la distance de stabilisation de la vitesse augmente lorsque l'écoulement entre dans le guide (phases 1 à 10) et diminue lorsque l'écoulement sort du guide (phases 10 à 20). Mais une dissymétrie apparaît entre les phases d'entrée (1 à 10) et celles de sortie (11 à 20). On peut émettre l'hypothèse qu'au début de l'entrée du fluide, la distance de stabilisation augmente rapidement due à la turbulence créée par les bords du guide puis reste à un niveau élevé pendant les phases d'entrée du fluide.

#### 3.1.2.5 Conclusion

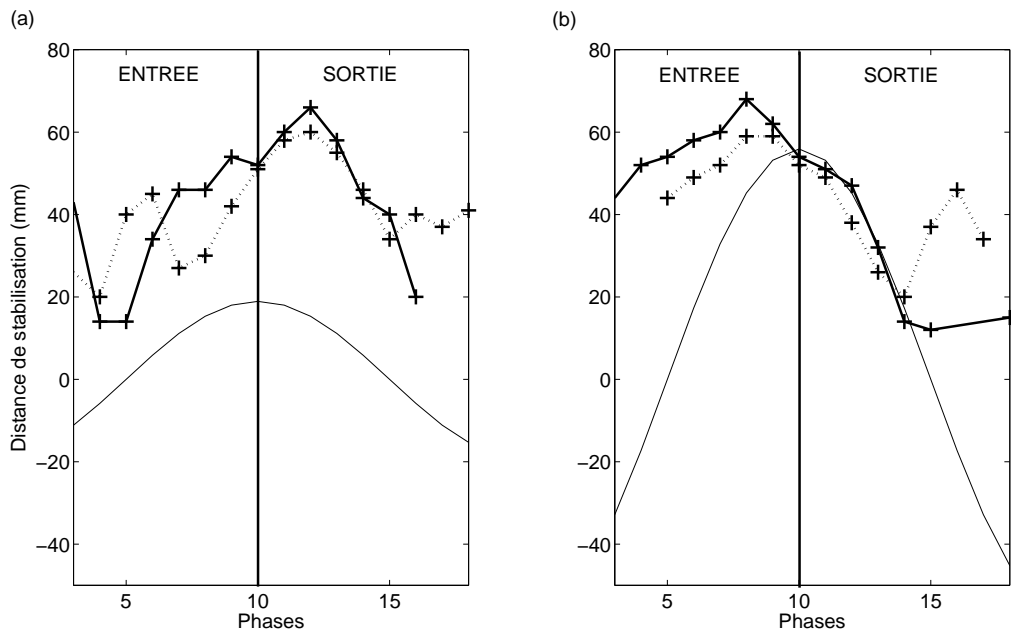
La distance de stabilisation est définie ici comme la distance par rapport au début du tube pour laquelle la vitesse acoustique au centre du tube est sensiblement modifiée. Le comportement de la distance de stabilisation s'avère profondément dépendant de la géométrie de la terminaison du guide (bafflée ou non). Pour ces deux types de terminaison, la distance de stabilisation ne dépend pas de l'amplitude de la vitesse pour la gamme de niveau étudiée mais de la fréquence et diminue quand la fréquence augmente. La distance de stabilisation instantanée augmente lorsque le fluide commence à entrer dans le tube, demeure à un niveau élevé, puis diminue lorsque le fluide sort du guide.

La distance de stabilisation est plus importante pour la terminaison non bafflée que celle bafflée. Pour la terminaison non bafflée, le rapport  $\frac{L_e}{\sqrt{\delta_\nu}}$  est constant ( $= 3.5$ ). Les mesures de profil de vitesse dans l'évent sont réalisées pour une fréquence  $f_{ac} = 17Hz$  ( $\delta_\nu = 0.5mm$ ) et doivent donc être effectuées à plus de 8cm ( $> 3.5 * \sqrt{\delta_\nu}$ ) de chaque extrémité pour que les effets des terminaisons de l'évent soient nuls.





**Fig. 3.8:** Mesure instantanée de la distance de stabilisation de la vitesse pour une fréquence de 12Hz, une amplitude de 1.9m/s (a) et une amplitude de 5m/s (b);  $-+-$  : cas non bafflé,  $\cdots + \cdots$  : cas bafflé,  $-$  : déplacement théorique.



**Fig. 3.9:** Mesure instantanée de la distance de stabilisation de la vitesse pour une fréquence de 37Hz, une amplitude de 4.4m/s (a) et une amplitude de 13m/s (b);  $-+-$  : cas non bafflé,  $\cdots + \cdots$  : cas bafflé,  $-$  : déplacement théorique.

### 3.2 Mesures en couches limites acoustiques

Maintenant que la distance de stabilisation des extrémités du guide d'onde de section carrée a été déterminée, des mesures peuvent être effectuées loin de toute perturbation. Avant de pouvoir observer des déformations de profils dans la couche limite acoustique (Partie II), les profils de vitesse acoustique par phases prédéfinies du cycle doivent être validés pour le régime laminaire. Ces profils sont donc comparés à ceux établis par la théorie valables pour un régime laminaire. Deux géométries de section de guide d'onde apparaissent dans ce document, ainsi l'expression théorique de la vitesse particulière dans les couches limites acoustiques est établie pour un guide d'onde de section carrée et un guide d'onde de section circulaire.

#### 3.2.1 Expression théorique de la vitesse particulière dans les couches limites acoustiques

Pour introduire la notion de couche limite acoustique, considérons une onde sinusoïdale de fréquence  $f_{ac}$  se propageant selon l'axe longitudinal  $x$  dans un guide d'onde rigide.

##### 3.2.1.1 Guide acoustique de section carrée

La formulation retenue dans ce paragraphe est celle de Swift [58]. Le guide d'onde est supposé de longueur infinie suivant  $x$  et de largeur suivant  $z$  suffisamment grande pour que les effets de bord soient négligeables. Comme le montre la figure 3.10, le problème est donc ramené à celui de la propagation acoustique suivant  $x$  entre deux plans parallèles d'équation  $y = y_0$  et  $y = -y_0$ .

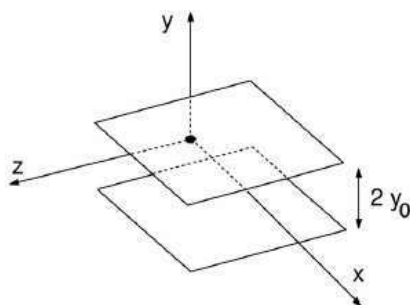


Fig. 3.10: Schématisation de 2 plans parallèles rigides infinis.

Les hypothèses simplificatrices retenues sont les suivantes :

- La théorie est linéaire.
- Une onde sinusoïdale de fréquence  $f_{ac}$  à caractère plan est entretenue dans le guide d'onde. Les effets des sources extérieures de débit, de force et de chaleur sont négligés.
- La vitesse d'entraînement des particules est nulle,  $\vec{u}_0 = \vec{0}$ .
- Les parois sont supposées rigides et fixes.
- La température moyenne dans le fluide est égale à celle du solide.
- La composante de la vitesse particulière selon  $r$  est supposée négligeable par rapport à la vitesse particulière selon  $x$  ( $u_{ac}(x, y) \gg v_{ac}(x, y)$ ).
- La variation de la vitesse particulière suivant  $r$ ,  $\frac{\partial}{\partial r}$ , est très supérieure à sa variation suivant  $x$ ,  $\frac{\partial}{\partial x}$ .

La présence d'une paroi perturbe la forme de la vitesse qui est fonction non seulement de  $x$  et de  $t$  mais aussi de  $y$ . En l'absence de vitesse d'entraînement et de source extérieure, le champ

de vitesse acoustique s'écrit

$$\vec{u}_{ac}(x, y, t) = u_{ac}(x, y)e^{i\omega t}\vec{x} + v_{ac}(x, y)e^{i\omega t}\vec{y}, \quad (3.8)$$

avec  $u_{ac}(x, y) \gg v_{ac}(x, y)$  et la pression

$$P_{ac}(x, t) = P_0 + p_{ac}(x)e^{i\omega t}. \quad (3.9)$$

Pour un mouvement laminaire et dans le cadre de l'acoustique linéaire, une expression de  $u_{ac}(x, y)$  au premier ordre peut être obtenue à partir de l'équation de Navier-Stokes. La longueur d'onde acoustique  $\lambda$  étant grande devant l'épaisseur de la couche limite visqueuse  $\delta_\nu$ , les variations suivant  $x$  de la vitesse particulaire peuvent être négligées devant celles suivant  $y$ . La composante selon  $x$  de cette équation donne alors l'équation de diffusion

$$\frac{\partial^2 u_{ac}}{\partial y^2} + k_\nu^2 u_{ac} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p_{ac}}{\partial x} \quad (3.10)$$

où  $k_\nu^2 = -\frac{i\omega\rho_0}{\mu}$  avec  $\rho_0$  la masse volumique du fluide et  $\mu$  sa viscosité dynamique.

A l'interface le solide impose une vitesse particulaire nulle

$$\vec{u}_{ac}(\pm y_0) = 0. \quad (3.11)$$

Ces conditions perturbent les oscillations instantanées de la vitesse au niveau des parois et par diffusion pour toute une bande du fluide à proximité.

Pour un gaz parfait, la solution de l'équation (3.10) qui satisfait aux conditions aux limites données par l'équation (3.11) s'écrit suivant l'axe  $\vec{x}$

$$u_{ac}(x, y) = \Re \left[ \frac{u_{ac,m}}{(1-f_\nu)} \underbrace{\left( 1 - \frac{\cos(k_\nu y)}{\cos(k_\nu y_0)} \right)}_{(a)} \right] = \Re \left[ U_c \frac{\cos(k_\nu y_0) - \cos(k_\nu y)}{\cos(k_\nu y_0) - 1} \right], \quad (3.12)$$

avec

$$f_\nu = \frac{\tanh\left(\frac{(1+i)}{\delta_\nu}y_0\right)}{\left(\frac{(1+i)}{\delta_\nu}y_0\right)}, \quad (3.13)$$

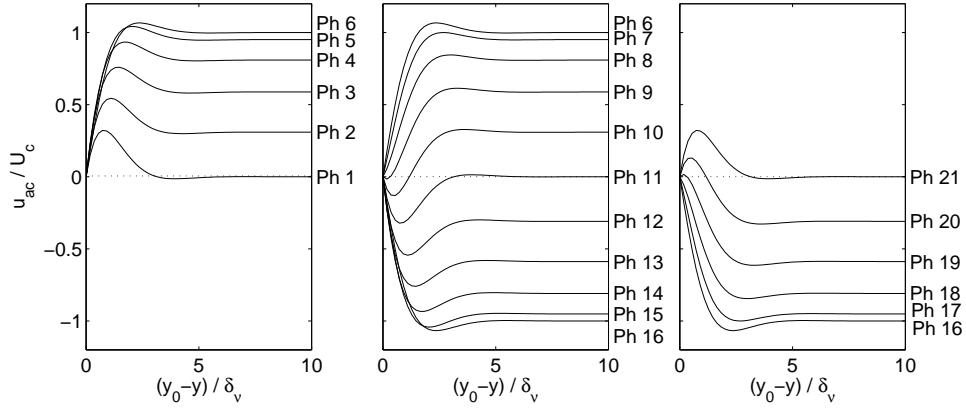
$$k_\nu = \frac{(1-i)}{\delta_\nu}, \quad (3.14)$$

où

$$u_{ac,m} = \frac{1}{y_0} \int_0^{y_0} u_{ac}(x, y) dy = \frac{i}{\omega\rho_0} (1-f_\nu) \frac{\partial p_{ac}}{\partial x} = \frac{U_c(1-f_\nu)}{1 - \frac{1}{\cos(k_\nu y_0)}} \quad (3.15)$$

est la valeur moyenne de  $u_{ac}(x, y)$  sur l'épaisseur de la lame de fluide,  $U_c$  est l'amplitude de  $u_x$  au centre du guide ( $y = 0$ ) et  $\Re()$  représente la partie réelle.

Les profils théoriques de la vitesse axiale acoustique (Eq. (3.8)) sont tracés sur la Fig. 3.11 aux phases du cycle acoustique prédéfinies (voir Fig. 2.12) pour l'évolution temporelle et spatiale



**Fig. 3.11:** Profils théoriques de la vitesse acoustique dans les couches limites de Stokes en fluide laminaire oscillant dans un guide d'onde de section carrée.

du signal. L'abscisse est adimensionnée par rapport à l'épaisseur de la couche limite visqueuse,  $\delta_\nu$ , et l'ordonnée par rapport à l'amplitude de la vitesse acoustique au centre du guide,  $U_c$ . La paroi est fixée à l'abscisse 0. Comme le montre cette figure, il existe des phases (1, 9, 10, 11, 19, 20, 21) du cycle acoustique pour lesquelles les vitesses en proche paroi sont inversées par rapport aux vitesses du corps du guide acoustique.

La parenthèse (*a*) de l'équation (3.12) traduit les effets de couche limite visqueuse introduisant un déphasage entre les vitesses loin de toute paroi et à proximité de la paroi. Ceci implique en particulier que le maximum de vitesse axiale est atteint près de la paroi (pour  $\frac{y}{\delta_\nu} \approx 2$ ) et non au centre du guide, phénomène connu sous le nom d'"annulus effect" visible sur la Fig. 3.11. Comme illustré sur la Fig. 3.11, une épaisseur de fluide d'environ  $4\delta_\nu$  est perturbée par la présence de la paroi. Le corps ( $4\delta_\nu < y < R$ ) correspond, ici et dans la suite de ce document, à la portion du fluide où la vitesse varie en phase avec l'écoulement sinusoïdal imposé, ce terme sera utilisé par la suite.

#### 3.2.1.2 Guide acoustique de section circulaire

La formulation retenue dans ce paragraphe est celle de Arnott *et al.* [2]. Le guide d'onde est supposé de longueur infinie suivant  $x$  et de rayon  $R$ . Les équations doivent être écrites en coordonnées cylindriques. La vitesse est donc fonction de  $x$ , de  $r$  et de  $t$  avec  $r$  la distance par rapport au centre du guide. Le champ de vitesse acoustique s'écrit ainsi

$$\vec{u}_{ac}(x, r, t) = u_{ac}(x, r)e^{i\omega t}\vec{x} + v_{ac}(x, r)e^{i\omega t}\vec{r}, \quad (3.16)$$

avec  $u_{ac}(x, r) \gg v_{ac}(x, r)$ .

Pour les mêmes conditions que pour le guide d'onde acoustique de section carrée, la solution de l'équation de diffusion qui satisfait aux conditions aux limites

$$\vec{u}_{ac}(\pm R) = 0 \quad (3.17)$$

s'écrit suivant l'axe  $\vec{x}$

$$u_{ac}(x, r) = \Re \left[ \frac{u_{ac,m}}{(1-f_\nu)} \left( 1 - \frac{J_0(k_\nu r)}{J_0(k_\nu R)} \right) \right] = \Re \left[ U_c \left( \frac{J_0(k_\nu R) - J_0(k_\nu r)}{J_0(k_\nu R) - 1} \right) \right], \quad (3.18)$$

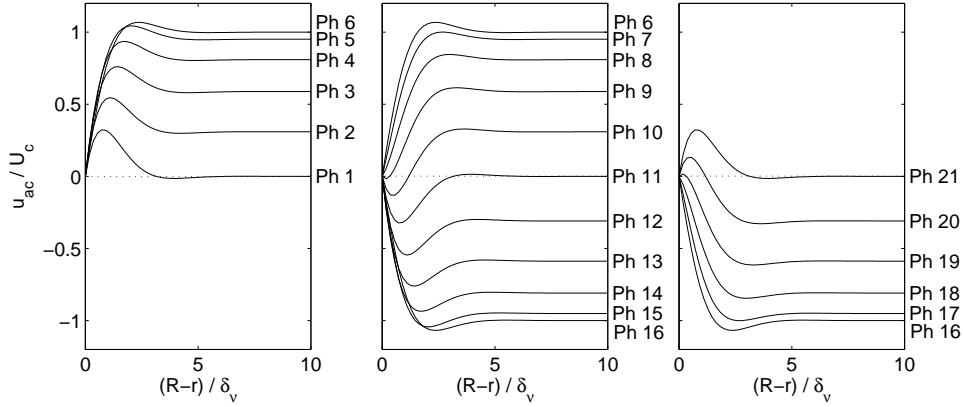
avec

$$f_\nu = \frac{2J_1(k_\nu R)}{k_\nu R J_0(k_\nu R)}, \quad (3.19)$$

$$u_{ac,m} = \frac{1}{R} \int_0^R u_{ac}(x,r) dr = \frac{i}{\omega \rho_m} (1 - f_\nu) \frac{\partial p_{ac}}{\partial x} = \frac{U_c(1 - f_\nu)}{1 - \frac{1}{J_0(k_\nu R)}} \quad (3.20)$$

où  $J_0$  la fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéro et  $J_1$  la fonction de Bessel de première espèce d'ordre un.

Les profils théoriques sont tracés sur la Fig. 3.12 pour les phases du cycle acoustique étudiées. Ces profils sont très similaires à ceux dans un guide d'onde de section carrée.



**Fig. 3.12:** Profils théoriques de la vitesse acoustique dans les couches limites de Stokes en fluide laminaire oscillant dans un guide d'onde de section circulaire.

Les profils théoriques laminaires seront comparés par la suite à ceux issus des mesures qui ont été réalisées en guide d'onde acoustique ayant deux géométries différentes : carrée et circulaire.

### 3.2.2 Mesures VLD et PIV dans les couches limites acoustiques

L'influence des terminaisons de l'évent a été étudiée à la section 3.1.2 et a montré que pour une fréquence d'étude  $f_{ac} = 17\text{Hz}$  les perturbations liées aux terminaisons sont présentes sur 3cm. Loin des perturbations des terminaisons de l'évent, les mesures VLD et PIV doivent donc être maintenant validées en proche paroi car le phénomène de transition à la turbulence et les tourbillons internes des écoulements redressés apparaissent dans la couche limite acoustique. Ce type de mesure représente toujours un déficit métrologique aux fréquences acoustiques.

Des mesures VLD et PIV sont donc réalisées dans les couches limites acoustiques en régime laminaire pour être confrontées et être comparées aux équations de la théorie. En adaptant les paramètres de mesure des deux méthodes PIV et VLD, les variations temporelles obtenues par VLD sont présentées et comparées aux reconstitutions obtenues par PIV. Cette étude a fait l'objet d'une communication lors d'une conférence à un congrès francophone avec actes [42].

### 3.2.2.1 Dispositif expérimental

L'étude s'effectue dans un guide d'onde acoustique de section carré 15mm\*15mm et de 20cm de long soumis à une fluctuation de pression acoustique générée par un haut-parleur à la fréquence  $f_{ac} = 17Hz$ . Dans le cadre de cette étude de 'validation', la fréquence d'étude des expériences et la tension appliquée au haut-parleur sont choisies pour obtenir un régime laminaire en dehors des discontinuités géométriques. Les mesures de vitesse particulaire sont effectuées en utilisant un système de synchronisation pour chacune des techniques (VLD et PIV). L'ensemencement est réalisé par des particules de glycérine insérées dans le guide d'onde. La détermination de la composante axiale de la vitesse acoustique instantanée par PIV, selon le montage de la Fig. 3.4 a été effectuée pour différentes phases du cycle du signal acoustique. Pour l'acquisition des mesures PIV, la région étudiée étant compacte, des moyennes des champs obtenus selon l'axe du tube peuvent être effectuées. Pour la mesure locale par VLD (chaîne 1, voir chapitre 2), selon le montage de la Fig. 3.13, la composante axiale de la vitesse en différents points de la section a été mesurée : tout les 0.2mm en proche paroi et tout les mm à distance de celle-ci.

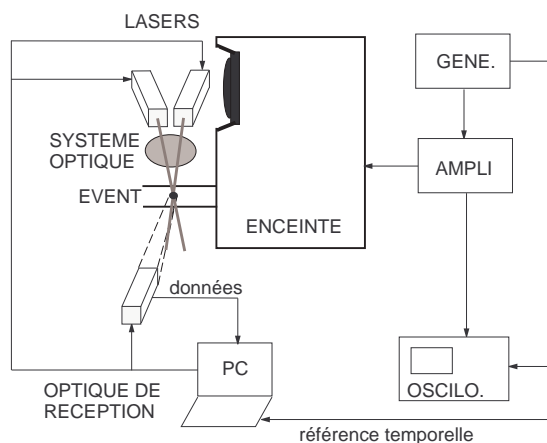
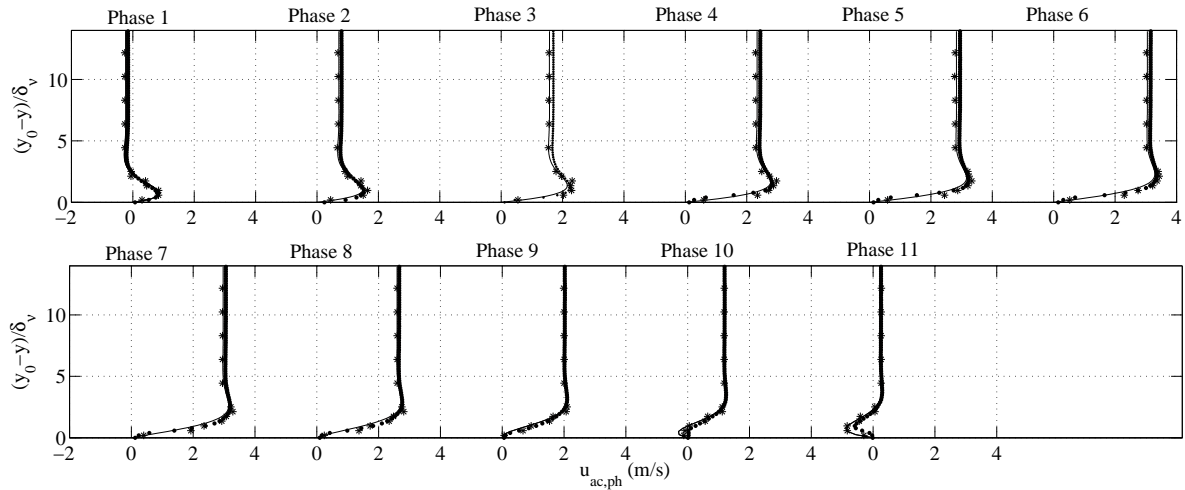


Fig. 3.13: Schématisation du montage VLD.

### 3.2.2.2 Résultats

La Fig. 3.14 montre les différents résultats VLD et PIV et les profils de vitesse théorique pour chaque phase.

Les résultats obtenus avec les mesures PIV et VLD sont proches de la théorie. Ils permettent une bonne description du profil instantané de vitesse, notamment près de la paroi et ce même lorsque le signe de la vitesse s'inverse pour les phases 1, 9, 10 et 11. Les mesures VLD en proche paroi sont correctes malgré l'épaisseur de 1mm du volume de mesure pour le banc utilisé. Les différences entre les mesures sont dues au fait que les mesures VLD se font à position constante, alors que les profils PIV sont réalisés à phase constante. Un léger décalage de phase est observable entre ces deux méthodes certainement dû à la détermination de la référence de phase (maximum de vitesse correspondant à la phase 6) qui reste imprécise en PIV. Cette figure illustre donc le fait que la PIV fournit une bonne représentation spatiale au détriment de la résolution temporelle et inversement pour la VLD.



**Fig. 3.14:** Profil de la vitesse acoustique dans le guide d'onde pour chaque phase à une fréquence  $f_{ac} = 17Hz$ ;  $-$  : théorie laminaire;  $*$  : VLD;  $\bullet$  : PIV.

### 3.3 Conclusion

L'objet de ce chapitre est de comparer des profils de vitesse acoustique dans la couche limite acoustique mesurés par VLD et PIV à la théorie laminaire. Ces mesures sont réalisées dans un guide d'onde de section carrée ouvert à ses extrémités et doivent donc être faites loin des perturbations créées par les terminaisons du guide. Les terminaisons de ce guide d'onde sont de deux sortes : bafflée et non bafflée. Donc, dans la première partie de ce chapitre, la distance de stabilisation des perturbations des terminaisons sont mesurées. La distance de stabilisation est définie ici comme la distance par rapport au début du tube pour laquelle la vitesse acoustique au centre du tube est sensiblement modifiée. La distance de stabilisation est très dépendante de la géométrie de la terminaison du guide (bafflée ou non). Pour ces deux types de terminaison, la distance de stabilisation ne dépend pas de l'amplitude de la vitesse pour la gamme de niveau étudiée mais de la fréquence et diminue quand la fréquence augmente. Ce type d'étude sur l'influence des discontinuités devrait être fait pour de nombreuses géométries différentes. Cependant, le cas d'une terminaison non bafflée paraît critique et donc la distance de stabilisation d'une terminaison de géométrie quelconque peut être considérée comme inférieure à  $3.5\delta_v$  (résultat trouvé pour la distance de stabilisation d'une terminaison non bafflée).

La distance de stabilisation estimée, les profils de vitesse dans les couches limites acoustiques peuvent ensuite être mesurés loin des perturbations générées par les discontinuités et comparés aux profils laminaires théoriques. Dans un premier temps, l'expression théorique des profils de la vitesse est donnée. Ensuite, les profils de vitesse par PIV et VLD sont mesurés. La comparaison satisfaisante entre les profils mesurés et théoriques montre l'intérêt de l'utilisation des systèmes VLD et PIV pour ce type de mesures. Ces deux techniques peuvent donc être perçues comme complémentaires car le couplage VLD-PIV permettrait de bénéficier des avantages spatiaux de la PIV et temporels de la VLD. Ces deux méthodes de mesure Laser ont donc été utilisées pour les mesures sur l'étude du phénomène de transition à la turbulence. Mais, le guide d'onde étant cylindrique pour cette étude, une distortion en proche paroi liée au rayon de courbure du guide apparaît sur les champs de vitesse particulière mesurés par PIV et les mesures sont actuellement en cours d'étude. Seuls les résultats VLD seront présentés lors de ce rapport.

## Chapitre 4

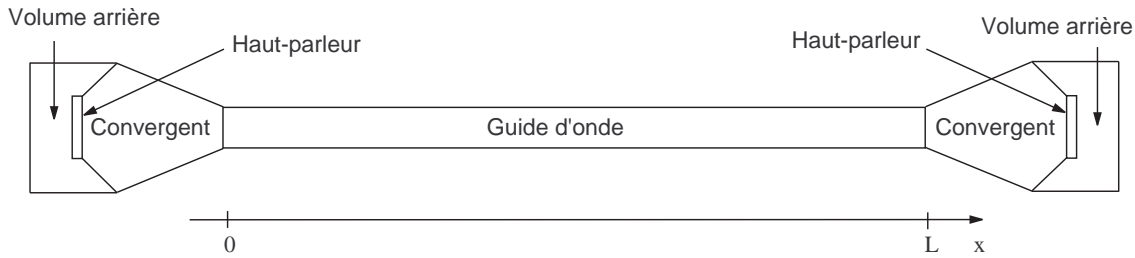
# Conception d'un montage expérimental pour des études en guide d'onde acoustique à fort niveau

Des expériences préliminaires ont permis d'adapter la VLD aux mesures acoustiques en proche paroi (chapitre 2) et de valider son utilisation par des mesures dans les couches limites acoustiques en régime laminaire (chapitre 3). Cependant le montage utilisé (évent) lors de ces expériences préliminaires ne permet pas d'atteindre les niveaux acoustiques souhaités pour pouvoir étudier des phénomènes de l'acoustique non-linéaire à fort niveau. De plus, la section de l'évent est carrée, or pour éviter les effets de bords, un guide d'onde de section cylindrique est plus approprié pour l'étude des écoulements redressés et du phénomène de transition à la turbulence. L'objet du présent chapitre est de présenter la réalisation et la caractérisation d'un banc de mesure permettant d'atteindre des niveaux acoustiques élevés ( $U_c = 45\text{m/s}$ ) à des fréquences de l'ordre de 100Hz et dont les phénomènes non linéaires autres que ceux étudiés (propagation des harmoniques supérieurs, influence des discontinuités) sont connus pour pouvoir les isoler des phénomènes étudiés que sont la transition à la turbulence et les écoulements redressés.

La fréquence d'étude doit appartenir à la gamme des fréquences acoustiques (20Hz-20kHz) et doit être suffisamment basse pour avoir une épaisseur de couche limite et une longueur d'onde pas trop petites pour faciliter les mesures : les fréquences d'étude choisies sont donc autour de 100Hz. La longueur du guide d'onde est choisie légèrement supérieure à  $\lambda/2$  de sorte d'avoir au moins une périodicité spatiale des écoulements redressés. La source acoustique choisie est un haut-parleur électrodynamique car ce type de transducteur est le plus approprié pour obtenir des déplacements importants aux fréquences escomptées et a de plus un comportement relativement linéaire. Le diamètre de la membrane des haut-parleurs doit être suffisamment grand pour fournir un débit important et le diamètre du guide doit être suffisamment petit pour atteindre des vitesses importantes (environ 45m/s). Cependant pour pouvoir faire des mesures Laser correctes, le diamètre du guide d'onde ne doit pas être trop petit. Un bon compromis pour la dimension du diamètre du guide d'onde est  $D \approx 4\text{cm}$ . Pour une jonction plus facile entre le diamètre du guide d'onde et le diamètre du haut-parleur, ces diamètres doivent être du même ordre de grandeur. Pour respecter cette dernière condition et les vitesses requises, deux haut-parleurs doivent être placés : un sur chaque extrémité du guide d'onde. Pour des raisons de facilité de mise en oeuvre, le montage est choisi symétrique par rapport au milieu de la longueur du guide d'onde ( $x = \frac{L}{2}$ ) avec un noeud de vitesse et un ventre de pression à  $x = \frac{L}{2}$ .

La cavité considérée est donc un guide d'onde fermé aux deux extrémités par une source





**Fig. 4.1:** Schématisation du montage.

acoustique à l'aide de convergents comme le montre la Fig. 4.1. Les convergents permettent d'adapter le diamètre de la source à celui du guide d'onde en minimisant les effets de discontinuité. Les volumes arrière ajoutent une raideur équivalente et donc limitent l'excursion de la membrane des haut-parleurs qui ne doit pas dépasser une valeur maximum au-dessus de laquelle il y a apparition de distortions. Le système peut être séparé en plusieurs parties :

- les volumes arrière
- les haut-parleurs
- les convergents
- le guide d'onde cylindrique de rayon  $R$  et de longueur  $L$ .

L'objet de ce chapitre est de développer un modèle électroacoustique du système donnant la vitesse et la pression en tout point du guide d'onde et aidant au choix des paramètres de ce système. Dans un premier temps les équations de propagation dans le guide d'onde sont écrites. Ensuite, la source acoustique et les paramètres du montage (volume arrière, rayon et longueur du guide d'onde) sont choisis pour permettre d'atteindre des niveaux acoustiques élevés. Enfin la comparaison entre le modèle électroacoustique et des mesures expérimentales sont réalisées. Pour isoler les phénomènes étudiés (le phénomène de transition à la turbulence et les écoulements redressés), aux non linéarités produites par des harmoniques supérieures ou par les discontinuités du montage, la propagation des harmoniques supérieures le long du guide d'onde et l'influence des convergents sont étudiés dans ce guide d'onde acoustique fort niveau.

## 4.1 Champ de vitesse et de pression dans le guide d'onde

La détermination du champ de pression et de vitesse en tout point du guide d'onde permet d'avoir une vision globale de l'ensemble couplé (volumes arrière / hauts-parleurs / convergents / guide d'onde) et donc d'adapter les paramètres de chaque partie de cet ensemble. Plusieurs étapes de calcul permettent de déterminer le champ de pression et de vitesse en tout point du guide d'onde en fonction des tensions d'alimentation des sources :

- Les équations de propagation de la pression et de la vitesse acoustique dans le guide d'onde sont écrites à partir des hypothèses simplificatrices.
- La pression à chaque extrémité du guide d'onde est définie en fonction du débit volumique des sources.
- Grâce à une équivalence électroacoustique du couplage haut-parleur/guide d'onde, le débit volumique des sources est exprimé en fonction de la tension d'alimentation des haut-parleurs. L'expression du débit volumique des sources est directement déduite du couplage et contient donc des termes acoustiques, électriques, mécaniques qui permettent de décider des paramètres les plus appropriés pour l'ensemble couplé.

### 4.1.1 Les grandeurs en usage et les hypothèses simplificatrices

Les variables acoustiques en usage pour la description du mouvement du fluide sont la pression  $p$ , la vitesse particulière  $\vec{u}$ , la masse volumique  $\rho$ , la température  $T$  et l'entropie massique  $S$ . Une onde sinusoïdale de fréquence  $f$  à caractère plan est entretenue dans le guide d'onde de section cylindrique et donc bidimensionnel. Les effets des sources extérieures de débit, de force et de chaleur sont négligés. Les équations de base sont linéarisées (les termes d'ordre supérieur à 2 sont négligés) et donc chaque variable peut être séparée en un terme d'ordre 0 (valeur moyenne réelle) et un terme complexe d'ordre 1 oscillant à la pulsation  $\omega$  tels que

$$p(r, x, t) = P_0 + p(r, x)e^{i\omega t}, \quad (4.1)$$

$$\vec{u}(r, x, t) = \vec{u}_0 + v(r, x)e^{i\omega t}\vec{e}_r + u(r, x)e^{i\omega t}\vec{e}_x, \quad (4.2)$$

$$\rho(r, x, t) = \rho_0 + \rho'(r, x)e^{i\omega t}, \quad (4.3)$$

$$T(r, x, t) = T_0 + \tau(r, x)e^{i\omega t}, \quad (4.4)$$

$$S(r, x, t) = S_0 + s(r, x)e^{i\omega t}, \quad (4.5)$$

où la coordonnée  $x$  indique la direction de propagation de l'onde acoustique comme le montre la Fig. 4.1.

Les quantités  $P_0$ ,  $\vec{u}_0$ ,  $\rho_0$ ,  $T_0$  et  $S_0$  sont considérées indépendantes du temps à l'échelle d'une période d'oscillation acoustique.

Les hypothèses simplificatrices retenues sont les suivantes :

- La vitesse d'entraînement des particules est nulle,  $\vec{u}_0 = \vec{0}$ .
- Les parois sont supposées rigides et fixes.
- La température moyenne dans le fluide est égale à celle du solide.
- L'onde acoustique est plane (fréquence de coupure  $f_c \approx 4300Hz$ )
- La longueur d'onde est très grande devant le diamètre du guide (la composante de la vitesse particulière selon  $r$  est supposée négligeable par rapport à la vitesse particulière selon  $x$ ).
- La variation de la vitesse particulière suivant  $r$ ,  $\frac{\partial}{\partial r}$ , est très supérieure à sa variation suivant  $x$ ,  $\frac{\partial}{\partial x}$ .

En considérant ces hypothèses, la pression et la vitesse particulière s'écrivent

$$p(x, t) = P_0 + p(x)e^{i\omega t}, \quad (4.6)$$

$$\vec{u}(r, x, t) = u(r, x)e^{i\omega t}\vec{e}_x. \quad (4.7)$$

Les conditions aux frontières retenues sont les conditions usuelles : vitesse tangentielle et normale, et écart de température nuls sur les parois du guide d'onde ( $\vec{u}(\pm R) = \vec{0}$ ,  $\tau(\pm R) = 0$ ). La fermeture du problème est assurée par les conditions usuelles aux interfaces : continuité des débits et des pressions.

### 4.1.2 Propagation dans le guide d'onde

Compte-tenu des hypothèses simplificatrices et des conditions aux frontières considérées, les équations fondamentales du mouvement, à savoir l'équation de Navier-Stokes, l'équation de conservation de la masse et l'équation de conduction de la chaleur dans le fluide sont réduites à un ensemble de deux équations qui relient la pression acoustique  $p$  au débit acoustique  $U = u\pi R^2$  (les détails des calculs sont donnés en Annexe A)

$$\frac{\partial p}{\partial x} + Z_v U = 0, \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + Y_h p = 0, \quad (4.9)$$

où  $Z_v$  et  $Y_h$  sont respectivement l'impédance et l'admittance linéique équivalente aux effets visqueux et thermiques

$$Z_v = \frac{i\omega\rho_0}{\pi R^2(1 - f_\nu)}, \quad (4.10)$$

$$Y_h = \frac{i\omega\pi R^2}{\rho_0 c_0^2} (1 + (\gamma - 1) f_h) \quad (4.11)$$

avec  $f_\nu$  et  $f_h$  des fonctions en rapport avec les propriétés respectivement visqueuses et thermiques du fluide

$$f_{\nu,h} = \frac{2J_1\left(\frac{(1+i)R}{\delta_{\nu,h}}\right)}{\frac{(1+i)R}{\delta_{\nu,h}} J_0\left(\frac{(1+i)R}{\delta_{\nu,h}}\right)}, \quad (4.12)$$

$$\delta_\nu = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \quad (4.13)$$

étant l'épaisseur de la couche limite visqueuse

$$\delta_h = \sqrt{\frac{2K}{C_p\rho_0\omega}} \quad (4.14)$$

étant l'épaisseur de la couche limite thermique,  $J_0$  et  $J_1$  les fonctions de Bessel de première espèce respectivement d'ordre zéro et un,  $\nu$  la diffusivité visqueuse pour un gaz donné à une température donnée,  $K$  le coefficient de conduction thermique du fluide,  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$  le rapport des capacités calorifiques à pression constante,  $C_p$ , et à volume constant,  $C_v$ . La combinaison de ces équations donnent l'équation de propagation pour la pression acoustique

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + k^2 p = 0 \quad (4.15)$$

avec le nombre d'onde

$$k^2 = k_0^2 \frac{1 + (\gamma - 1) f_h}{1 - f_\nu}, \quad (4.16)$$

et

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0}. \quad (4.17)$$

Comme le rayon du guide d'onde  $R$  est beaucoup plus grand que l'épaisseur des couches limites, les fonctions  $f_{\nu,h}$  peuvent être remplacées par leurs expressions asymptotiques

$$f_{\nu,h} = \frac{(1-i)\delta_{\nu,h}}{R}. \quad (4.18)$$

La solution de cette équation de propagation qui satisfait aux conditions aux limites, donne l'expression de la pression en fonction de la position sur l'axe du guide d'onde

$$p(x) = A_p(e^{ikx} + R_p e^{-ikx}), \quad (4.19)$$

avec  $A_p$  l'amplitude et  $R_p$  le coefficient de réflexion de la pression ( $x = 0$  correspond au début du guide d'onde, voir Fig. 4.1). L'équation (4.8) permet d'en déduire le débit volumique

$$U(x) = -\frac{A_p ik}{Z_v} (e^{ikx} - R_p e^{-ikx}) \quad (4.20)$$

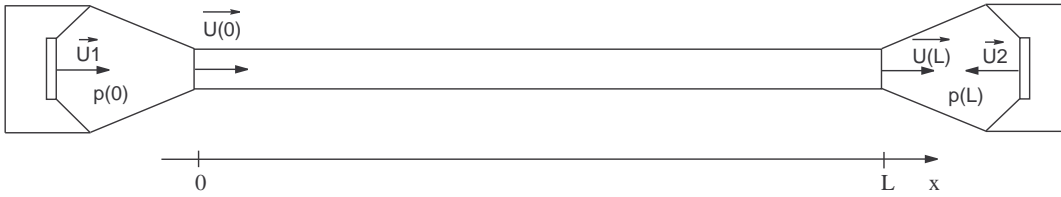
et donc la vitesse axiale

$$u(x) = -A(e^{ikx} - R_p e^{-ikx}) \quad (4.21)$$

avec l'amplitude de la vitesse axiale  $A = \frac{A_p ik}{Z_v \pi R^2}$ .

La pression et la vitesse sont définies en tout point du guide d'onde en fonction de  $A_p$  et  $R_p$ . Pour déterminer  $A_p$  et  $R_p$ , la continuité du guide d'onde avec les convergents doit être effectuée. Ces convergents sont définis comme un volume avant chaque haut-parleur.

#### 4.1.3 Volume de la charge avant des haut-parleurs



**Fig. 4.2:** Schématisation des vitesses.

Un convergent permet de faire le lien entre la section du guide d'onde et la section du haut-parleur. Le volume du convergent peut être considéré comme un volume chargeant le haut-parleur,  $V$ , compris entre la membrane des haut-parleurs et l'extrémité du guide d'onde. Ce volume est considéré comme identique pour les deux convergents et comme une "petite cavité" ( $\sqrt[3]{V} \ll \lambda = c/f$ ) à l'intérieur de laquelle la pression est uniforme. Cette pression peut alors être exprimée en fonction des débits entrant et sortant dans le volume schématisés sur la Fig. 4.2 (les dissipations thermique et visqueuse étant négligées dans  $V$ )

$$p(0) = \frac{\rho_0 c^2}{i\omega V} (U_1 - U(0)), \quad (4.22)$$

$$p(L) = \frac{\rho_0 c^2}{i\omega V} (U_2 + U(L)), \quad (4.23)$$

avec  $U_1$  et  $U_2$  les débits volumiques acoustiques des membranes des haut-parleurs. Les champs de vitesse et de pression sont supposés symétriques par rapport à l'axe  $x = \frac{L}{2}$  ce qui implique que  $U_1 = U_2 = U_{hp}$  avec  $U_{hp}$  le débit volumique acoustique de chaque membrane des haut-parleurs. Les deux haut-parleurs sont supposés identiques et alimentés de la même façon.

---

#### 4.1.4 Expression des champs acoustiques en fonction des débits des sources

La résolution du système d'équations formé par les équations Eq. (4.19), (4.20), (4.22) et (4.23) donne

$$A_p = \frac{U_{hp} \left[ e^{-ikL} \left( \frac{ik}{Z_v} - \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \right) + \frac{ik}{Z_v} + \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \right]}{\left( \frac{ik}{Z_v} + \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \right)^2 e^{ikL} - \left( \frac{ik}{Z_v} - \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \right)^2 e^{-ikL}} \quad (4.24)$$

$$R_p = \frac{e^{ikL} \left( \frac{ik}{Z_v} + \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \right) + \frac{ik}{Z_v} - \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2}}{e^{-ikL} \left( \frac{ik}{Z_v} - \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \right) + \frac{ik}{Z_v} + \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2}}. \quad (4.25)$$

L'expression de la pression acoustique le long du guide d'onde en fonction des débits des sources peut alors être déduite

$$p(x) = \frac{2U_{hp} \cos \left( k \left( x - \frac{L}{2} \right) \right) \left[ \frac{ik}{Z_v} \cos \left( \frac{kL}{2} \right) + i \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \sin \left( \frac{kL}{2} \right) \right]}{2 \frac{ik}{Z_v} \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \cos(kL) + i \left( \left( \frac{ik}{Z_v} \right)^2 + \left( \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \right)^2 \right) \sin(kL)}, \quad (4.26)$$

ainsi que celle du débit volumique

$$U(x) = \frac{ik}{Z_v} \frac{2U_{hp} \sin \left( k \left( x - \frac{L}{2} \right) \right) \left[ \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \sin \left( \frac{kL}{2} \right) - i \frac{ik}{Z_v} \cos \left( \frac{kL}{2} \right) \right]}{2 \frac{ik}{Z_v} \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \cos(kL) + i \left( \left( \frac{ik}{Z_v} \right)^2 + \left( \frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} \right)^2 \right) \sin(kL)}. \quad (4.27)$$

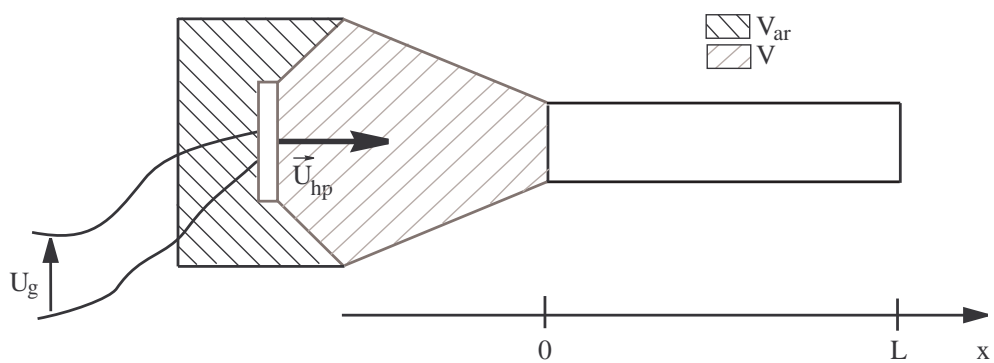
Au centre du guide ( $x = \frac{L}{2}$ ), le débit acoustique et donc la vitesse sont bien nuls.

#### 4.1.5 Couplage haut-parleur/guide d'onde

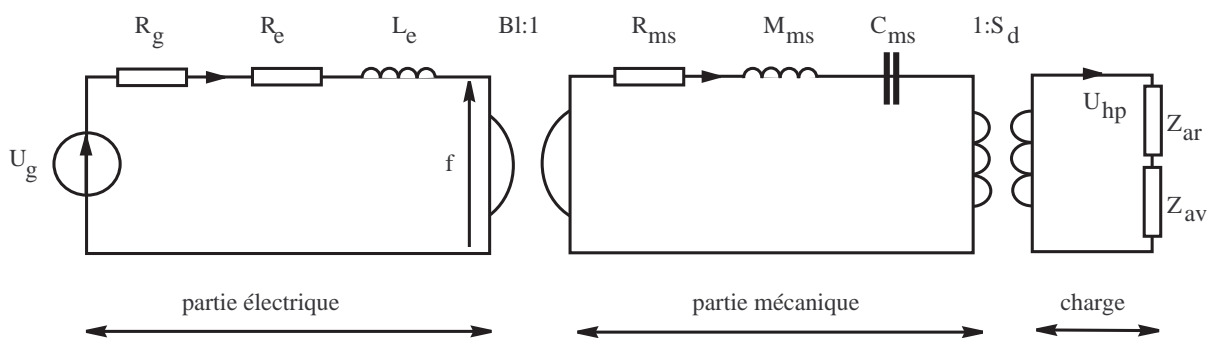
La pression acoustique  $p$  et le débit volumique  $U$  sont exprimés en tout point du guide d'onde en fonction des débits volumiques des sources  $U_{hp}$ . L'objet de ce paragraphe est d'estimer les débits des sources en fonction des tensions électriques d'alimentation des sources acoustiques  $U_g$ . Pour cela une approche électroacoustique est choisie en modélisant le système sous forme de schémas électriques équivalents pour exprimer  $U_{hp}$  en fonction de  $U_g$ .

Chaque haut-parleur peut être schématisé comme le montre la Fig. 4.3 et être représenté par le modèle de Thiele-Small dans les basses fréquences du haut-parleur tel que le montre la Fig. 4.4 [53]. Ce modèle consiste à assimiler l'équipage mobile à un système masse-ressort-amortisseur à un degré de liberté. Les faces avant et arrière du haut-parleur étant supposées rayonner dans des espaces disjoints,  $Z_{av}$  et  $Z_{ar}$  sont les impédances représentant le rayonnement par les deux faces. Le modèle de Thiele et Small met en jeu plusieurs paramètres :

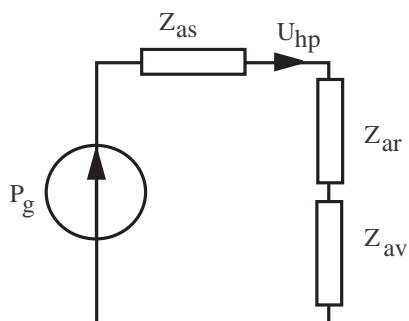
- $R_g$  la résistance du générateur
- $R_e$  la résistance de la bobine
- $L_e$  l'inductance de la bobine
- $Bl$  le facteur de force du moteur
- $R_{ms}$  les pertes mécaniques
- $M_{ms}$  la masse mobile
- $C_{ms}$  la compliance des suspensions
- $S_d$  la surface émissive du diaphragme.



**Fig. 4.3:** Schéma équivalent aux basses fréquences du haut-parleur électrodynamique à bobine mobile ;  $U_g$  la tension électrique appliquée au haut-parleur,  $V_{ar}$  et  $V$  sont respectivement les volumes de la charge arrière et de la charge avant et  $U_{hp}$  le débit de la source.



**Fig. 4.4:** Schéma électro-mécano-acoustique équivalent au montage de la Fig. 4.3.



**Fig. 4.5:** Schéma équivalent acoustique simplifié aux basses fréquences.

Le schéma équivalent dans le domaine acoustique, en basse fréquence prend la forme de la Fig. 4.5 avec

– le générateur de pression équivalent à  $U_g$

$$P_g = \frac{U_g Bl}{S_d(R_g + R_e + i\omega L_e)} \quad (4.28)$$

– l'impédance acoustique du haut-parleur

$$Z_{as} = Z_{ae} + Z_{am} \quad (4.29)$$

– l'impédance acoustique équivalente de l'impédance électrique

$$Z_{ae} = \frac{R_{ae}}{1 + i\omega C_{ae} R_{ae}} \quad (4.30)$$

– la résistance acoustique équivalente à  $R_g + R_e$

$$R_{ae} = \frac{1}{R_g + R_e} \left( \frac{Bl}{S_d} \right)^2 \quad (4.31)$$

– la compliance acoustique équivalente à  $L_e$

$$C_{ae} = L_e \left( \frac{S_d}{Bl} \right)^2 \quad (4.32)$$

– l'impédance acoustique équivalente de l'impédance mécanique du haut-parleur

$$Z_{am} = i\omega M_{as} + \frac{1}{i\omega C_{as}} + R_{as} \quad (4.33)$$

– la masse acoustique équivalente à  $M_{ms}$

$$M_{as} = \frac{M_{ms}}{S_d^2} \quad (4.34)$$

– la compliance acoustique équivalente à  $C_{ms}$

$$C_{as} = C_{ms} S_d^2 \quad (4.35)$$

– la résistance acoustique équivalente à  $R_{ms}$

$$R_{as} = \frac{R_{ms}}{S_d^2} \quad (4.36)$$

– l'impédance de rayonnement liée à la cavité arrière du haut-parleur

$$Z_{ar} = \frac{\rho_0 c^2}{i\omega V_{ar}} \quad (4.37)$$

–  $Z_{av}$  l'impédance de rayonnement liée à la cavité avant du haut-parleur.

A partir de l'Eq. (4.22), l'impédance de charge avant des haut-parleurs  $Z_{av}$  est calculée en fonction de l'impédance d'entrée du guide d'onde  $Z(0)$

$$Z_{av} = \frac{p(0)}{U_{hp}} = \frac{Z(0)}{\frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} Z(0) + 1}, \quad (4.38)$$

avec

$$Z(0) = \frac{p(0)}{U(0)} = -\frac{Z_v}{ik} \frac{i}{\tan\left(\frac{kL}{2}\right)}, \quad (4.39)$$

ainsi

$$Z_{av} = \frac{1}{\frac{i\omega V}{\rho_0 c^2} + i\frac{ik}{Z_v} \tan\left(\frac{kL}{2}\right)}. \quad (4.40)$$

Le débit volumique de chaque source

$$U_{hp} = \frac{P_g}{Z_{as} + Z_{ar} + Z_{av}}, \quad (4.41)$$

s'exprime en fonction de la tension d'alimentation des générateurs de pression acoustique  $P_g$  et donc, grâce à l'Eq. (4.28), en fonction de la tension d'alimentation  $U_g$

$$U_{hp} = \frac{U_g B l}{S_d (R_g + R_e + i\omega L_e)} \frac{1}{Z_{as} + Z_{ar} + Z_{av}}. \quad (4.42)$$

Ainsi, avec les Eq. (4.26) et (4.27) le champ de pression  $p$  et de débit volumique  $U$  peuvent être exprimés en tout point du guide en fonction des paramètres de Thiele et Small des haut-parleurs, des caractéristiques du montage (rayon et longueur) et de la tension d'alimentation des haut-parleurs  $U_g$ .

## 4.2 Montage expérimental et instrumentation

### 4.2.1 Choix des haut-parleurs

Les équations de propagation, Eq. (4.26) et (4.27), ont permis obtenir le champ de pression et de vitesse le long du tube, en fonction de la fréquence d'excitation du système. Différents modèles de haut-parleurs ont été testés. Chaque haut-parleur est limité en fonction de l'excursion admissible de sa membrane

$$d = \frac{U}{iS_d\omega}, \quad (4.43)$$

et de sa puissance électrique maximum

$$P_{et} = \frac{U_g^2}{\Re(Z_{et})}, \quad (4.44)$$

avec l'équivalent électrique de l'impédance du haut-parleur

$$Z_{et} = R_e + \frac{Bl^2}{Z_{ms} + S_d^2(Z_{av} + Z_{ar})} \quad (4.45)$$

où  $Z_{ms}$  est l'équivalent mécanique de l'impédance du haut-parleur

$$Z_{ms} = R_{ms} + i\omega M_{ms} + \frac{1}{i\omega C_{ms}}. \quad (4.46)$$

L'excursion admissible de la membrane  $d$  et la puissance électrique maximum  $P_{et}$  dirige déjà vers le choix du haut-parleur (les valeurs de  $d$  et  $P_{et}$  doivent être importantes), le calcul du couplage



permet ensuite d'affiner le choix.

Les deux haut-parleurs du montage sont choisis identiques et le plus adapté à l'expérience parmi ceux testés est celui de la marque PHL Audio, référence 1330 de 17cm de diamètre. Il offre une puissance maximale de 100W et une excursion maximale de 3.5mm. La valeur des différents paramètres de Thiele et Small du haut-parleur ont été mesurées et sont données Tab. 4.1.

Paramètres	Valeur
$R_g$ ( $\Omega$ )	0
$R_e$ ( $\Omega$ )	6.1( $\pm$ 0.6)
$L_e$ ( $10^{-3}H$ )	0.31
$Bl$ ( $N/A$ )	10.5
$R_{ms}$ ( $Kg/s$ )	1.11
$M_{ms}$ ( $Kg$ )	0.012
$C_{ms}$ ( $10^{-6}m/N$ )	750
$S_d$ ( $m^2$ )	0.0143

**Tab. 4.1:** Paramètres de Thiele et Small du haut-parleur PHL Audio référence 1330.

Lors des premières utilisations d'un haut-parleur neuf, ses paramètres évoluent car les suspensions s'assouplissent un peu et donc la fréquence de résonance diminue. Lorsque le montage est réalisé, il est donc nécessaire de roder le haut-parleur pendant environ 2 heures en lui appliquant la fréquence d'étude choisie avec la tension maximale qui lui sera appliquée.

#### 4.2.2 Détermination des caractéristiques du montage

Le rayon du tube  $R$  est fixé à 2cm pour avoir un bon compromis entre grandes vitesses dans le tube et une jonction facilement réalisable avec la section des haut-parleurs de diamètre plus important. Une fréquence d'étude ( $\approx 100Hz$ ) correspond à la fréquence de résonance du montage et impose donc une longueur  $L$  du tube de 2 mètres ( $L = \frac{\lambda}{2} = \frac{c_0}{2f} \approx 2m$ ) lorsque les hauts-parleurs sont en opposition de phase. Lorsque les hauts parleurs sont phase, la longueur du tube nécessite d'être deux fois plus grande pour obtenir les paramètres demandés et donc les hauts-parleurs seront mis par la suite en opposition de phase. Comme le montre le Tab. 4.2, la longueur du guide d'onde est modifiable (le guide d'onde est segmenté en tronçons combinables) ce qui fait varier la fréquence de résonance du système et donc la fréquence d'étude.

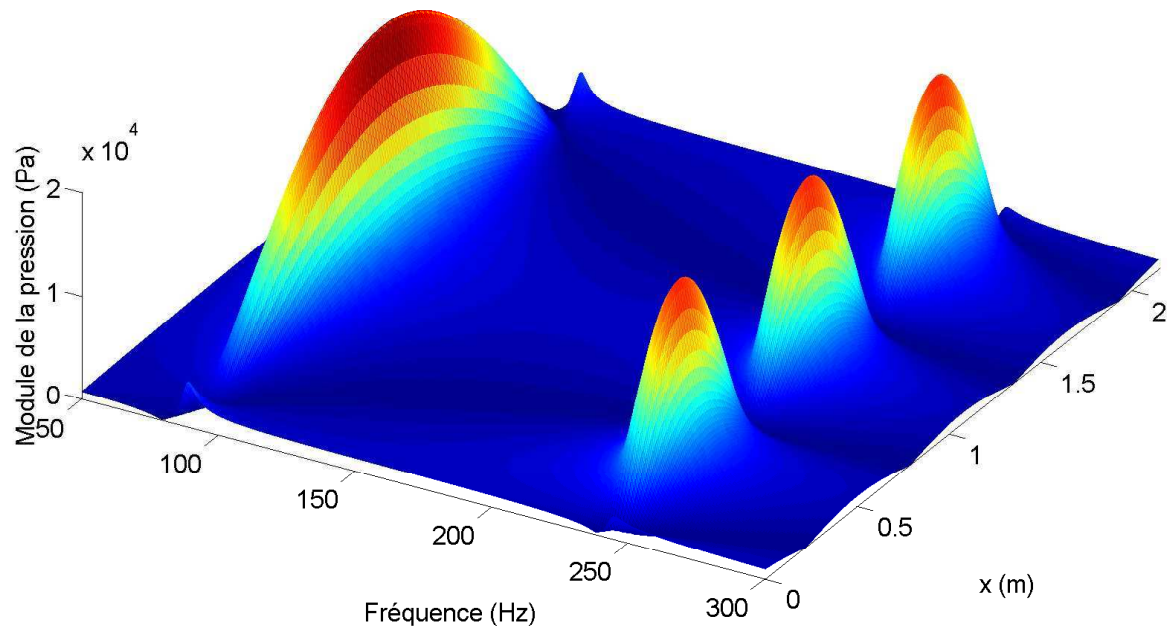
Longueur du guide d'onde $L$ (m)	Fréquence $f_{ac}$ (Hz)
1.60	114
2.10	88
2.21	84

**Tab. 4.2:** Les différentes longueurs du guide d'onde possibles et les fréquences de résonance associées prédites par la simulation.

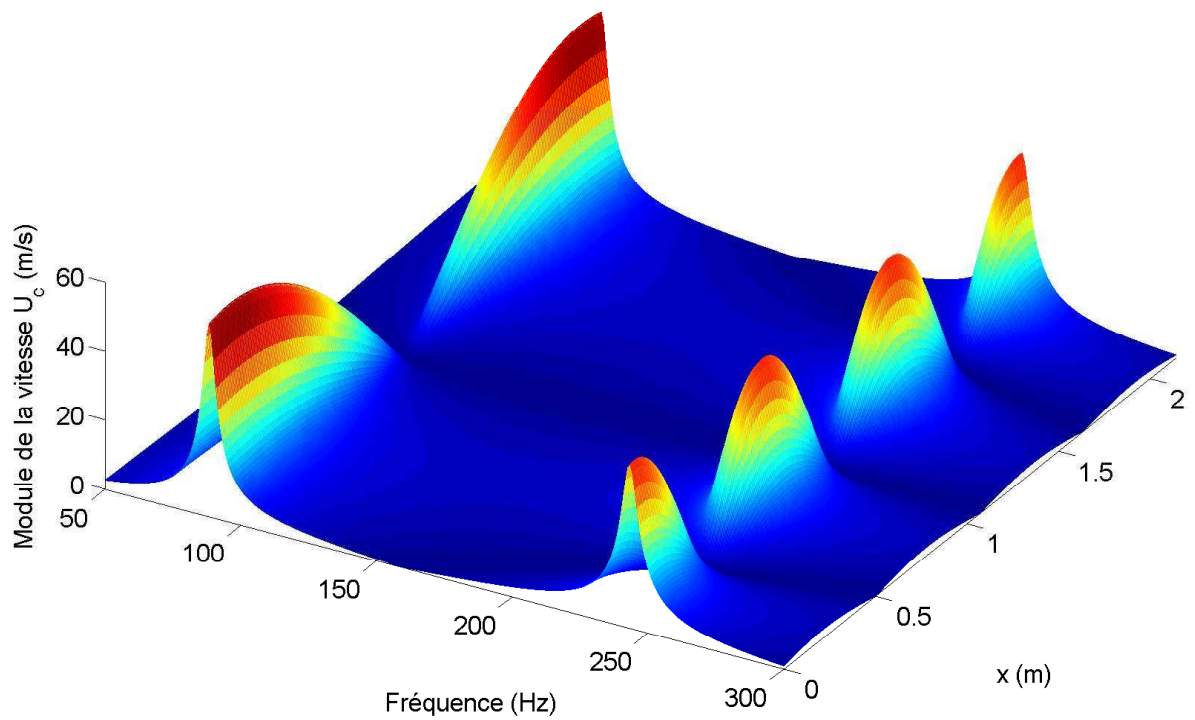
Les deux convergents en Plexiglas permettent de raccorder les haut-parleurs à la conduite de diamètre inférieur en évitant toute discontinuité. Ceux-ci correspondent à un volume de charge avant du haut-parleur de  $V_{av} = 3.1$ litres.

L'excursion de la membrane est réduite par la présence d'un volume arrière  $V_{ar}$ , derrière le

(a)



(b)



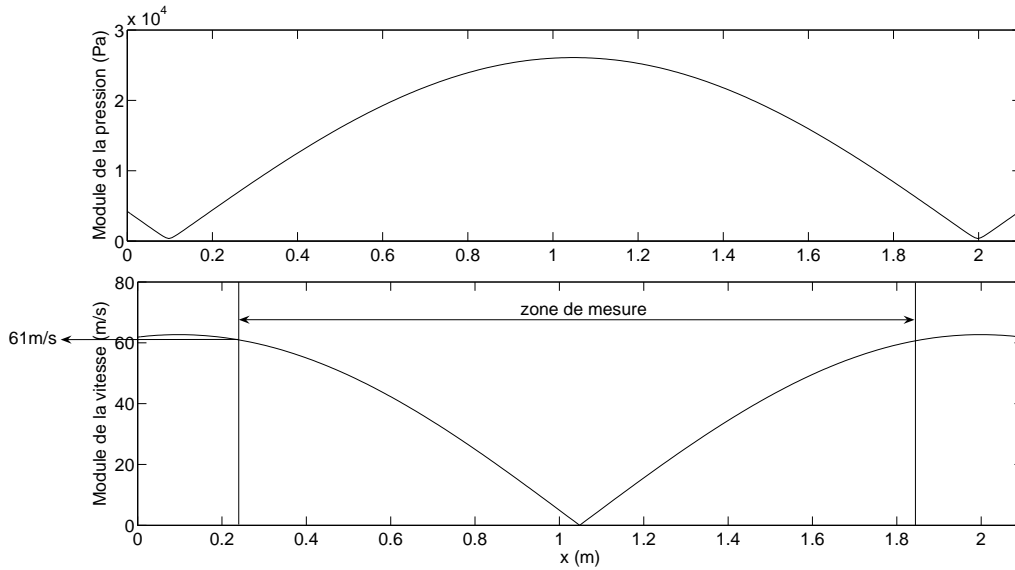
**Fig. 4.6:** Module de la pression (a) et de la vitesse particulière (b) en fonction de la fréquence d'excitation du système et de la distance  $x$  ( $U_g = 28V$ ).

haut-parleur, qui raidit celle-ci. Ce volume arrière est donc dimensionné par l'excursion maximum de la membrane du haut-parleur et est de  $V_{ar} = 1.5$  litres pour le haut-parleur choisi.

### 4.2.3 Résultats théoriques

Après avoir déterminé les caractéristiques des haut-parleurs (paramètres de Thiele & Small), du guide d'onde (rayon et longueur), de la charge arrière (volume de la cavité arrière) et de la charge avant (volume de la cavité avant), la pression et la vitesse acoustique peuvent être calculées à partir des expressions analytiques en tout point du tube et pour toute fréquence d'excitation du système en fonction de la tension appliquée aux bornes des haut-parleurs  $U_g$ . Pour  $U_g = 29V$ , les Fig. 4.6 (a) et (b) représentent respectivement le module de la pression et de la vitesse acoustique en fonction de la fréquence d'excitation du système et de la position dans le guide d'onde. Lors de nos mesures, la fréquence d'excitation du système est choisie égale à la fréquence de résonance du montage car l'amplitude de la vitesse est maximale à cette fréquence.

La Fig. 4.7 montre le module de la vitesse et de la pression à la première fréquence de résonance du montage,  $f = 88Hz$ , pour  $U_g = 29V$ . Cette tension correspond à la tension maximale telle que l'excursion admissible de la membrane des haut-parleurs et de leur puissance électrique optimale ne soit pas dépassés. En raison des sections opaques du montage, la zone de mesure Laser (représentée sur la Fig. 4.7) contient une vitesse maximum de 61m/s. Les objectifs du montage concernant l'amplitude de la vitesse (45m/s) et la fréquence de résonance du système ( $\approx 100Hz$ ) sont donc bien atteints selon le modèle. Sur cette base, le montage peut être réalisé.



**Fig. 4.7:** Module de la vitesse et de la pression acoustique à la fréquence de résonance du système,  $f = 88Hz$ , en fonction de la position dans le guide d'onde  $x$ , pour  $U_g = 29V$ .

### 4.2.4 Montage expérimental

A partir de ces informations, des plans du montage ont été créés à l'aide du logiciel Autocad (Annexe B) et le montage expérimental a pu être réalisé grâce aux ateliers du laboratoire. Comme le montre la Fig. 4.8, une partie du guide d'onde est en verre pour permettre des mesures Lasers et deux tronçons de 10cm, accolés aux convergents, sont en plastique pour l'implantation des

## 4.2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET INSTRUMENTATION

microphones et d'un thermocouple. Les mesures Laser ne peuvent donc s'effectuer qu'à une distance supérieure à 25cm par rapport aux extrémités du guide d'onde.

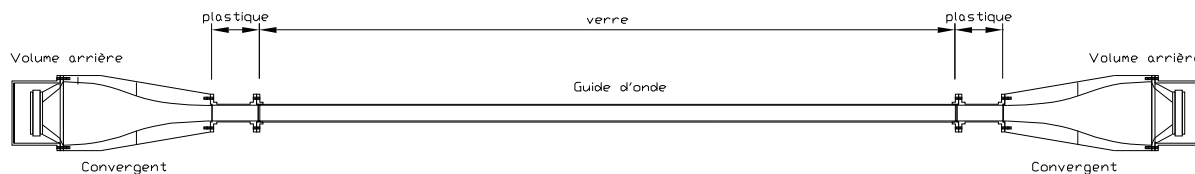


Fig. 4.8: Montage expérimental.

### 4.2.5 Instrumentation

Le schéma de principe de l'instrumentation du montage est représenté sur la Fig. 4.9.

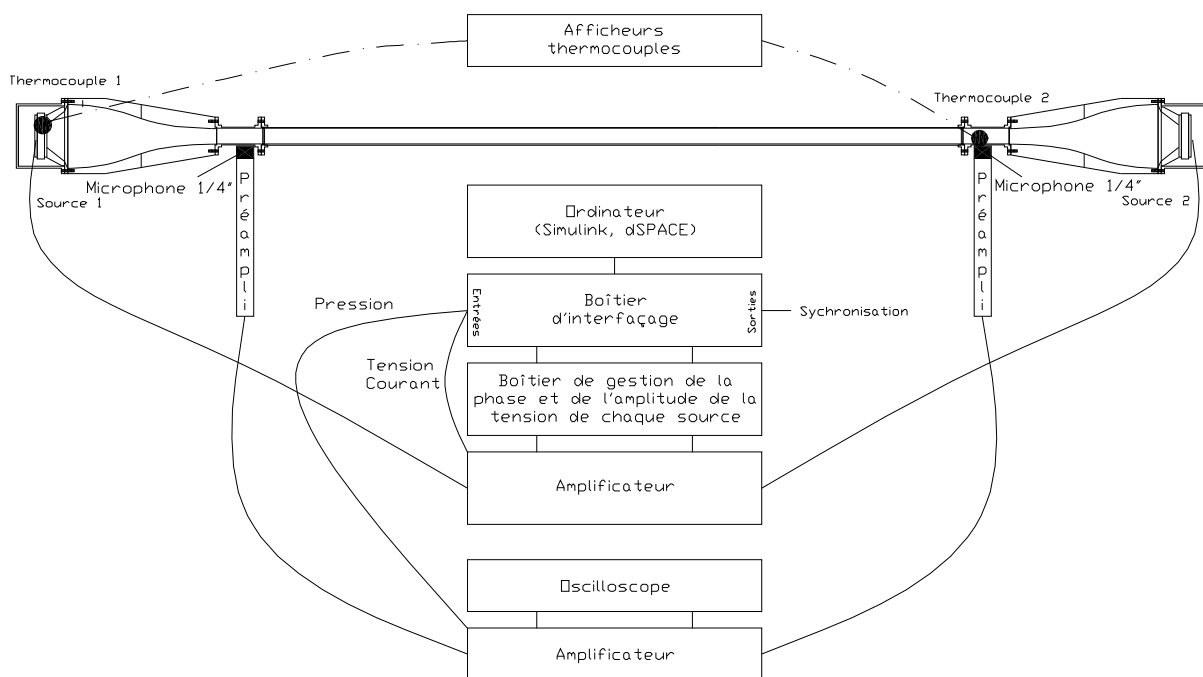


Fig. 4.9: Schéma de principe de l'instrumentation du montage.

Une fenêtre d'exploitation (dSPACE), un boîtier d'interface (DSP) comprenant 8 voies d'entrée et 8 voies de sortie et un programme (Simulink) ont été réalisés dans le but de créer et de visualiser les signaux du courant et de la tension délivrés aux haut-parleurs, de synchroniser les mesures Laser au signal de tension délivré aux haut-parleurs, de visualiser et d'enregistrer en temps réel la pression mesurée par les microphones.

Les signaux du courant et de la tension, via le boîtier d'interface, passent dans un boîtier de gestion de la phase et de l'amplitude de la tension avant d'être amplifiés pour alimenter les haut-parleurs.

Pour mettre en opposition de phase les deux haut-parleurs du montage, deux microphones (1/4 pouce, G.R.A.S., type 40BP) sont placés symétriquement par rapport à  $x = \frac{L}{2}$  et montés

---

sur des tronçons du guide d'onde en plastique (au plus près des haut-parleurs) de sorte que leurs membranes soient affleurantes aux parois internes du guide d'onde. Ces microphones sont connectés à un pré-amplificateur (G.R.A.S., type 26AC) puis à un amplificateur (Brüel & Kjær, modèle Nexus) et leurs signaux sont visualisés sur un oscilloscope. Un boîtier électrique permet de faire varier la phase et l'amplitude de la tension de chaque haut-parleur et donc de l'onde acoustique qu'émet chaque haut-parleur. En superposant les signaux fournis par les microphones (grâce au boîtier), la phase relative et l'amplitude des deux haut-parleurs sont réglées de sorte que ceux-ci soient en opposition de phase et délivrent une onde acoustique de même amplitude.

Deux thermocouples sont placés sur le montage. L'un des thermocouples est placé dans l'entrefer d'un haut-parleur, au plus près de la bobine, pour permettre de surveiller l'échauffement de la bobine du haut-parleur. Le second thermocouple permet de connaître la température de l'air dans le guide d'onde. Ce dernier thermocouple est monté sur un tronçon du guide d'onde en PVC de sorte que la sonde soit affleurante à la paroi interne du guide d'onde. Chaque thermocouple est relié à un afficheur qui indique la température mesurée.

### 4.3 Résultats expérimentaux

Grâce aux travaux précédents, des mesures de vitesse peuvent être effectuées par un banc Laser VLD et des mesures de pression par les deux microphones présents sur le montage. Dans une première partie, la comparaison entre le modèle électroacoustique et les mesures expérimentales sont réalisées. Ensuite, pour isoler les phénomènes étudiés (le phénomène de transition à la turbulence et les écoulements redressés), aux non linéarités produites par des harmoniques supérieurs ou par les discontinuités du montage, la propagation et l'influence des harmoniques supérieurs le long du guide d'onde ainsi que l'influence des convergents sont étudiées dans ce guide d'onde acoustique.

#### 4.3.1 Comparaison des résultats du modèle électroacoustique et expérimentaux

Pour la fréquence de résonance du système, les modules de la pression et de la vitesse calculés avec le modèle électroacoustique peuvent être comparés aux résultats expérimentaux. La vitesse particulière axiale est mesurée au centre du guide ( $r = 0$ ), le long de l'axe du guide  $x$  à l'aide d'un banc Laser VLD (chaîne 2). La pression est mesurée à l'aide de deux microphones placés en deux points symétriques par rapport à l'axe  $x = L/2$  dans des tronçons en plastique prévus à cet effet (voir Fig. 4.8). Cependant, avant d'effectuer des mesures de pression et de vitesse, des mesures préliminaires sont nécessaires pour estimer le temps au bout duquel les écoulements (écoulement acoustique et écoulements redressés) sont stables, temps de stabilisation, et le nombre de particules par point de mesure VLD nécessaires pour une convergence des résultats.

##### 4.3.1.1 Stabilisation et convergence des mesures expérimentales de vitesse

Dans un premier temps, les particules d'ensemencement sont insérées dans le guide d'onde. Les haut-parleurs sont ensuite rapidement mis sous tension. Un temps de stabilisation de l'ensemencement, de l'écoulement acoustique et des écoulements redressés doit ensuite être respecté. Puis des mesures VLD sont effectuées sur une section du guide d'onde. Ces points de mesures sur une section sont suffisamment rapprochés pour décrire les phénomènes dans la couche limite acoustique (une centaine par section du guide d'onde). Un nombre de particules minimal par point de mesure doit être fixé pour que les valeurs estimées par rapport aux mesures (amplitude et phase de la vitesse acoustique, vitesse des écoulements redressés) convergent.

### 4.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

#### a) Stabilisation

Seul le régime permanent est considéré lors des différentes études de ce rapport. Les Fig. 4.10 et Fig. 4.11 présentent le temps de stabilisation de l'amplitude de la vitesse acoustique (Eq. (2.23)) et de la vitesse des écoulements redressés (Eq. (2.15)) respectivement après que le champ acoustique soit créé (mise en marche des haut-parleurs). La Fig. 4.10 montre que le champ acoustique est stable après 5min et atteint 95% de sa valeur stabilisée après 1min30s. La valeur stabilisée de chaque vitesse est supposée égale à celle mesurée à 30min. La Fig. 4.11 montre que la vitesse des écoulements redressés est stable après 2min puis décroît légèrement jusqu'à 26min en raison des effets thermoacoustiques (stabilisation du gradient de température), puis reste stable après 26min. La vitesse des écoulements redressés atteint 95% de sa valeur stabilisée après 25min30s. Ces résultats sur la stabilisation des écoulements redressés sont en accord avec ceux trouvés par Thompson *et al.* [60] : pour les mêmes conditions thermiques expérimentales (tube en verre entouré d'air), la vitesse des écoulements redressés atteint 95% de sa valeur stabilisée après environ 14min et le gradient de température atteint 95% de sa valeur stabilisée après environ 23min.

Le temps de stabilisation de l'ensemencement est de 15min (voir section 2.1.2.2), celui de l'écoulement acoustique de 2min et celui des écoulements redressés de 26min. Les mesures ont donc été effectuées 26min après que le champ acoustique soit créé et sont considérées comme stables après ce délai.

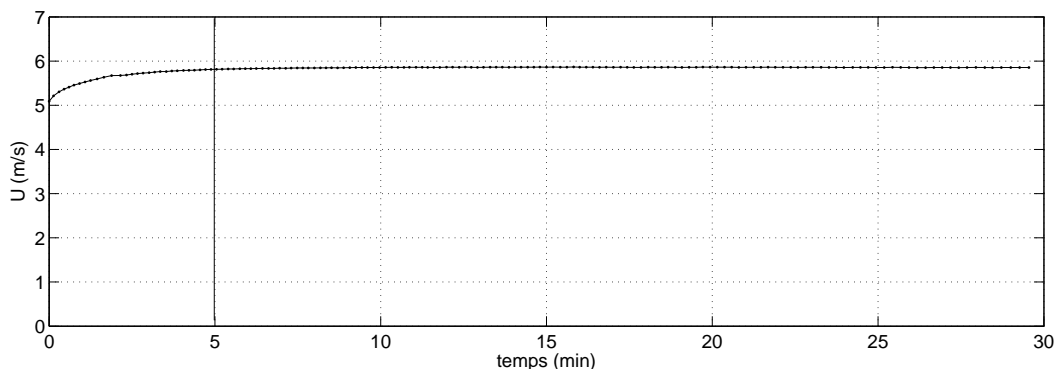


Fig. 4.10: Temps de stabilisation de l'amplitude de la vitesse acoustique.

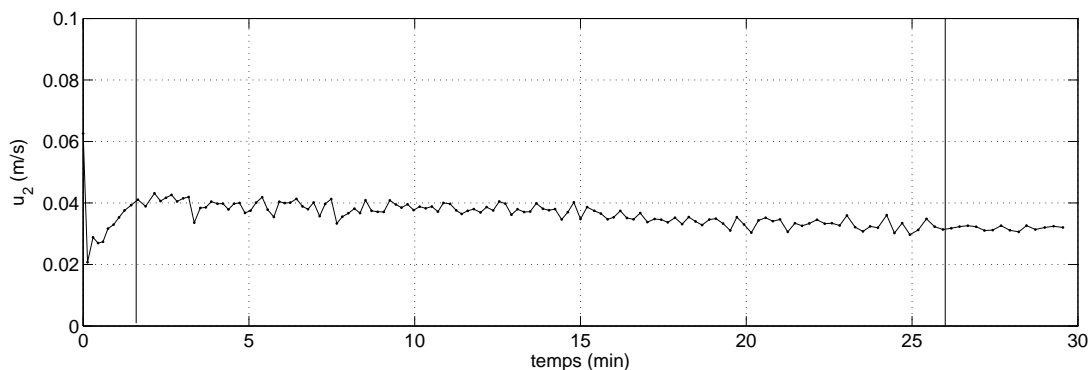


Fig. 4.11: Temps de stabilisation de la vitesse des écoulements redressés.

## b) Convergence

Pour un point de mesure donné  $(x, r)$ , lorsque le temps de stabilisation est respecté, un nombre minimal de couple temps/vitesse doit être acquis pour que les caractéristiques acoustiques et les caractéristiques des écoulements redressés convergent. Un couple temps/vitesse est donné par une particule détectée dans le volume de mesure VLD. La Fig. 4.12 montre que le calcul de l'amplitude et de la phase acoustique est performant avec au moins 200 particules. Pour les écoulements redressés, la Fig. 4.13 montre que 40000 particules sont nécessaires pour que la valeur de la vitesse des écoulements redressés atteigne au moins 95% de sa valeur convergée. La valeur convergée est calculée pour 90000 particules.

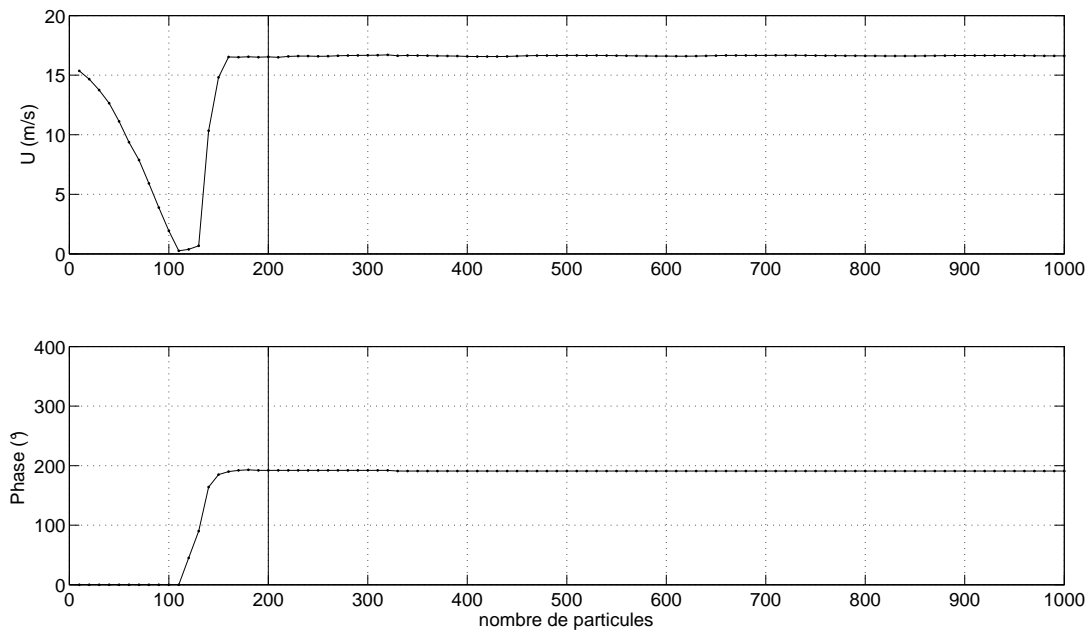


Fig. 4.12: Amplitude et phase de la vitesse acoustique en fonction du nombre de particules.

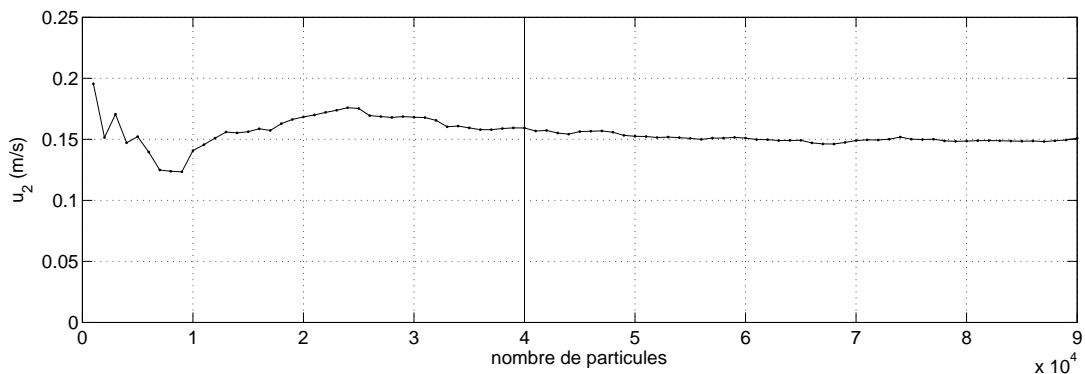


Fig. 4.13: Vitesse des écoulements redressés en fonction du nombre de particules.

200 particules par point de mesure sont donc nécessaires pour avoir une valeur convergée de l'amplitude et de la phase de la vitesse acoustique et 40000 particules pour celle de la vitesse des écoulements redressés. Pour pouvoir étudier la forme d'onde de la vitesse acoustique et faire

### 4.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

---

une étude fréquentielle, un maximum de particules par point de mesure doit être choisi et le nombre de période suffisant. Pour avoir un bon compromis entre un nombre suffisant de particules par point et un temps de mesure suffisamment court pour avoir assez d'ensemencement pour mesurer un nombre raisonnable de points, nous avons choisi comme paramètres de mesure 70000 particules ou 10 secondes. C'est à dire que la mesure pour un point s'arrête lorsque 70000 particules ont été comptabilisées ou si 10 secondes de temps de mesure se sont écoulées. Un tri des mesures est ensuite effectué lorsque le nombre de particules détectées est insuffisant pour estimer la vitesse des écoulements redressés.

#### 4.3.1.2 Comparaison de la fréquence, pression et vitesse acoustique entre la simulation et les mesures

En respectant les conditions de stabilisation et de convergence déterminées dans la section précédente, une mesure VLD de couples temps/vitesse en un point quelconque du guide d'onde donne accès à la fréquence d'excitation (section 2.2.1). Comme le montre le Tab. 4.3, les mesures de la fréquence de résonance du système suivant la longueur  $L$  du guide d'onde sont similaires à celles prédites par la simulation.

$L$ (m)	$f_{ac}$ issue de la simulation (Hz)	$f_{ac}$ mesurée (Hz)
1.60	114	114
2.10	88	88
2.21	84	84

**Tab. 4.3:** Comparaison entre les fréquences de résonance prédites par la simulation et mesurées.

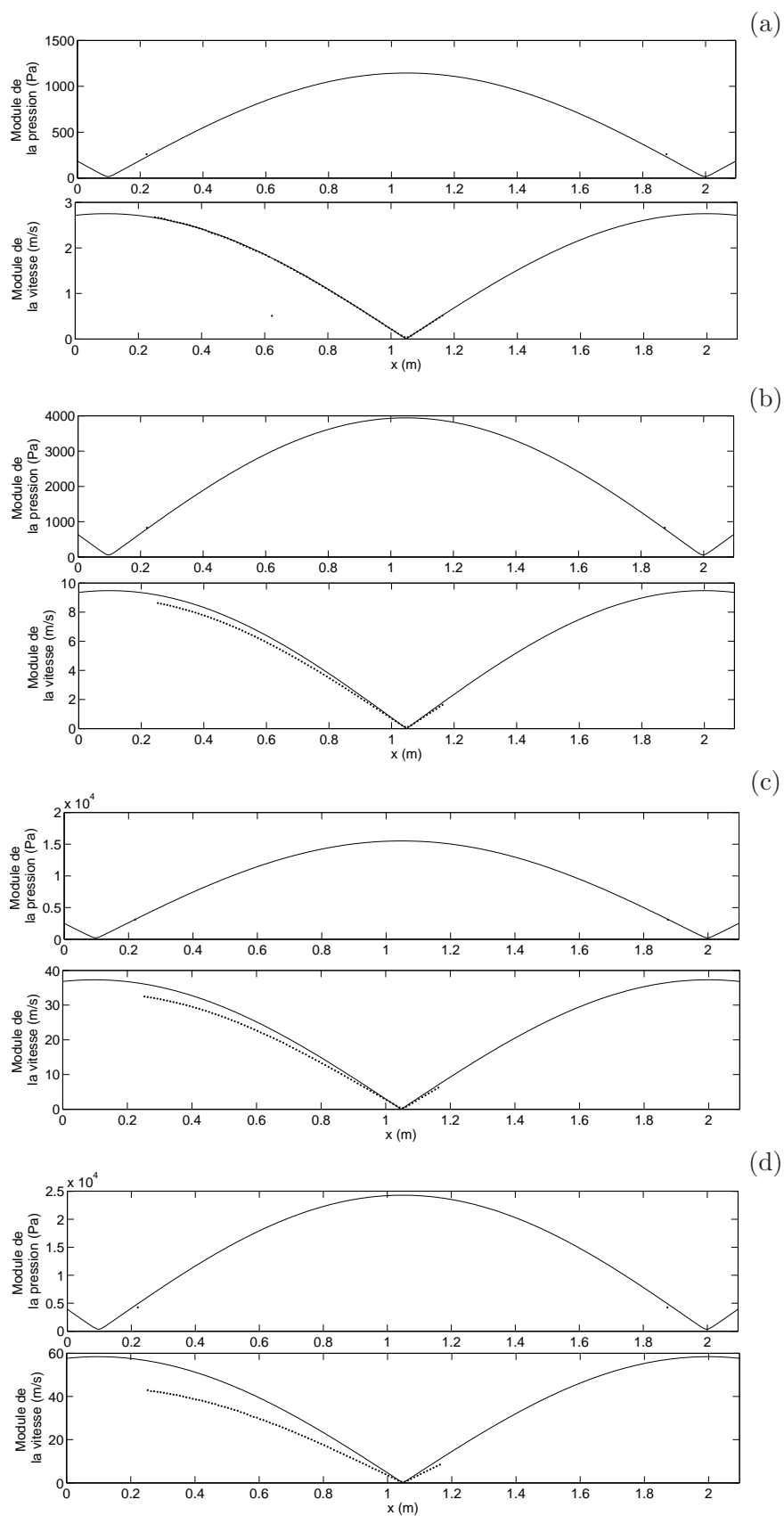
La Fig. 4.14 donne l'évolution expérimentale et théorique du module de pression et de vitesse pour la fréquence de résonance du système ( $f = 88\text{Hz}$ ) et pour différent niveau de  $U_g$ . Pour l'ensemble de ces mesures comparatives, le noeud de vitesse est bien identique à celui prédit par la théorie (au milieu de la longueur du guide d'onde) ce qui signifie que les deux haut-parleurs sont bien en opposition de phase et n'ont pas des caractéristiques trop différentes. La Fig. 4.14 (a) montre que pour  $U_g = 1\text{V}$  les résultats théoriques et expérimentaux sont quasiment similaires. Lorsque  $U_g$  augmente (Fig. 4.14 (b), (c) et (d)), la simulation donne des résultats supérieurs à ceux mesurés et l'écart entre la simulation et les résultats expérimentaux augmente. En effet, lorsque  $U_g$  augmente, le signal sinusoïdal mesuré de la vitesse et de la pression se déforme car des distorsions apparaissent. Ainsi une partie de la tension appliquée aux haut-parleurs est utilisée pour générer des effets non-linéaires et le niveau de la pression et de la vitesse à la fréquence fondamentale diminue. Ces effets non-linéaires peuvent se traduire par l'apparition d'harmoniques supérieurs et la section suivante présente donc l'étude de l'amplitude des harmoniques supérieurs de la pression et de la vitesse mesurées.

#### 4.3.2 Etude de l'amplitude des harmoniques supérieurs de la pression acoustique et de la vitesse particulaire mesurées

##### 4.3.2.1 Décomposition en séries de Fourier pour le calcul de l'amplitude et de la phase de chaque harmonique

Pour le calcul des harmoniques de la pression et de la vitesse, la fonction  $\mathbf{f}$  qui les représente ( $\mathbf{f} = p$  pour la pression et  $\mathbf{f} = u$  pour la vitesse) se décompose en série de Fourier pour obtenir l'amplitude de chaque harmonique de la fonction. Pour pouvoir réaliser une décomposition en série de Fourier, la fréquence doit être connue et le signal doit être discrétisé par pas de





**Fig. 4.14:** Comparaison entre la simulation (—) et les résultats expérimentaux (●) de l'évolution du module de pression et de vitesse pour la fréquence de résonance du système ( $f = 88\text{Hz}$ ) pour  $U_g = 1V$  (a),  $U_g = 3V$  (b),  $U_g = 12V$  (c) et  $U_g = 19V$  (d).

### 4.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

---

temps constant. Donc, pour les mesures VLD, les 3 premières étapes de la Fig. 2.7 de la section 2.2 (recherche de la fréquence par détection synchrone, mesures ramenées sur une période et rééchantillonnage uniforme sur une période) doivent être réalisées. Ainsi la fréquence  $f$  et donc la période  $T = 1/f$  sont déterminées et le signal est rééchantillonné uniformément en  $M$  couples de points  $(t_k, \mathbf{f}_k)$  sur la période  $T$ .

Une fonction périodique  $\mathbf{f}(t)$  de période  $T$  peut, sous certaines conditions mathématiques qui seront toujours réalisées dans la pratique en physique, se décomposer en une somme de fonctions sinusoïdales de la forme (décomposition en séries de Fourier)

$$\mathbf{f}(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} (a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t)) \quad (4.47)$$

avec  $n$  un entier et  $\omega = 2\pi/T$ . L'harmonique de rang 1 ( $n = 1$ ) est appelé le fondamental, l'harmonique de rang 2 ( $n = 2$ ) est appelé l'harmonique 2, l'harmonique de rang 3 ( $n = 3$ ) est appelé l'harmonique 3... Les coefficients  $a_0$ ,  $a_n$  et  $b_n$  sont indépendants du temps et sont donnés par les relations suivantes

$$a_0 = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \mathbf{f}_k, \quad (4.48)$$

$$a_n = \frac{1}{2M} \sum_{k=1}^M \mathbf{f}_k \cos(n\omega t_k) \quad (4.49)$$

et

$$b_n = \frac{1}{2M} \sum_{k=1}^M \mathbf{f}_k \sin(n\omega t_k). \quad (4.50)$$

$a_0$  est la valeur moyenne de la fonction  $\mathbf{f}_k$ , donc dans le cas de la décomposition en série de Fourier du signal de la vitesse,  $a_0$  représente la vitesse de l'écoulement redressé (voir Eq. 2.15).

La fonction périodique  $\mathbf{f}(t)$  peut s'écrire

$$\mathbf{f}(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} c_n \cos(n\omega t - \phi_n) \quad (4.51)$$

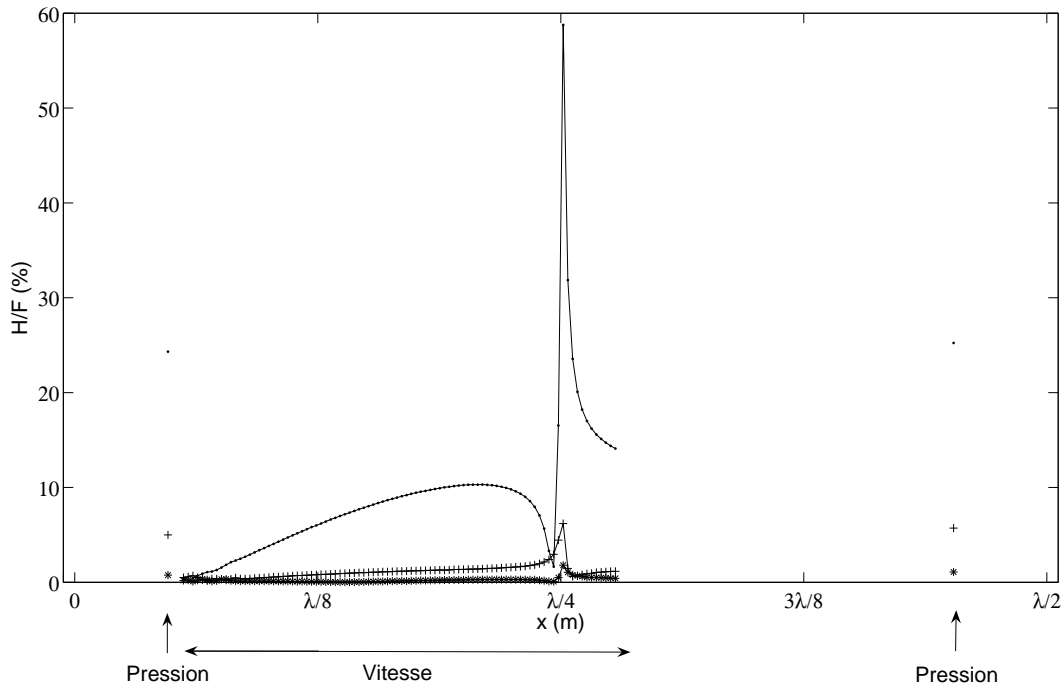
avec l'amplitude

$$c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (4.52)$$

et la phase

$$\phi_n = \text{Arccos} \left( \frac{a_n}{c_n} \right). \quad (4.53)$$

Dans la suite, l'amplitude du fondamental ( $c_1$ ) est notée  $F$ , l'amplitude de l'harmonique 2 ( $c_2$ ) est notée  $H_2$ , l'amplitude de l'harmonique 3 ( $c_3$ ) est notée  $H_3$ ...



**Fig. 4.15:** Profil de l'amplitude des harmoniques supérieures normalisée sur l'amplitude du fondamental le long du guide d'onde pour  $A = 33\text{m/s}$  :  $H_2/F$  (●),  $H_3/F$  (+) et  $H_4/F$  (\*).

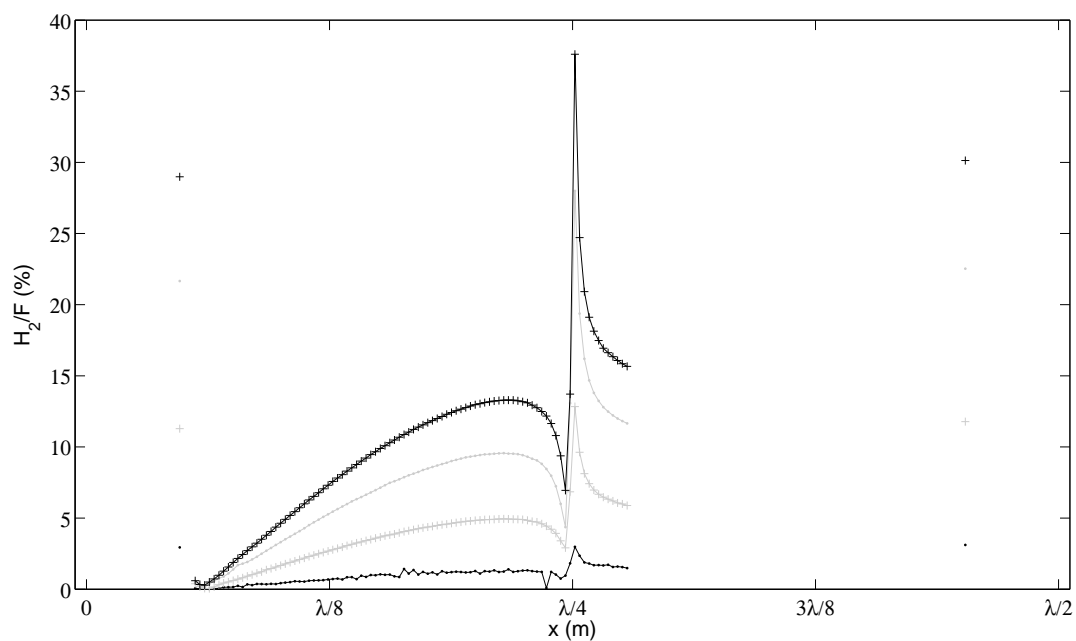
#### 4.3.2.2 Etude de l'amplitude des harmoniques supérieurs de la pression et de la vitesse

La Fig. 4.15 montre les profils mesurés des harmoniques supérieurs normalisés par l'amplitude du fondamental le long du guide d'onde pour la vitesse et la pression avec  $A = 33\text{m/s}$ . Le pourcentage d'harmonique diminue avec l'augmentation de son rang : le pourcentage du troisième harmonique est inférieur au second harmonique et est supérieur au quatrième harmonique. Le pourcentage d'harmonique est négligeable à partir du quatrième harmonique le long du guide d'onde. Le pourcentage des harmoniques reste faible aux extrémités du guide d'onde et augmente progressivement jusqu'au centre du guide.

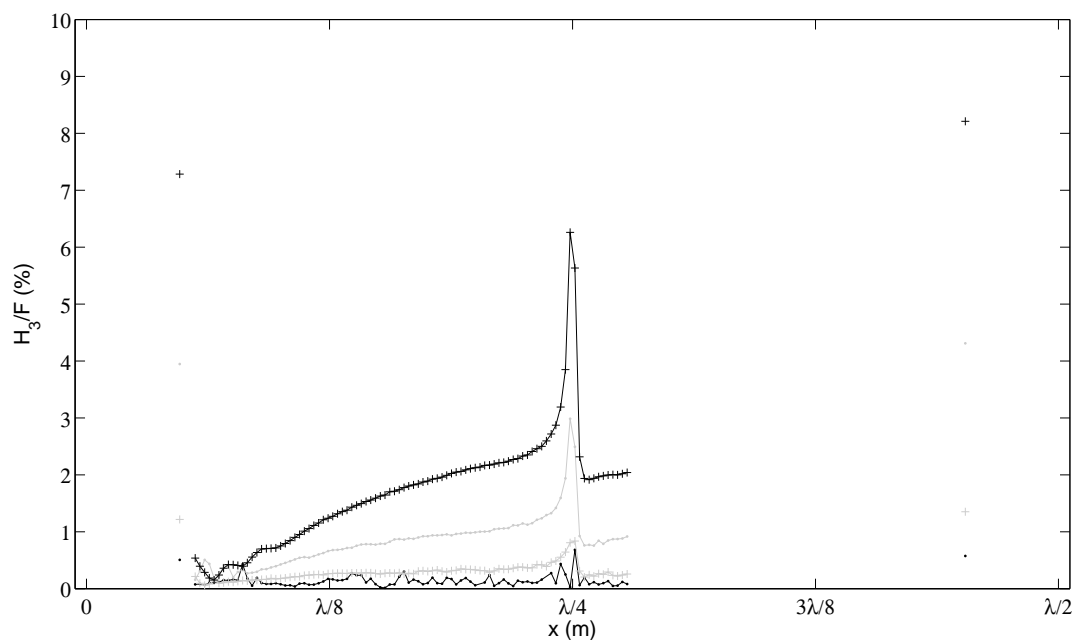
La Fig. 4.16 et la Fig. 4.17 représentent le profil de l'amplitude du second et du troisième harmonique normalisée sur l'amplitude du fondamental pour la pression et la vitesse mesurées à plusieurs amplitudes de la vitesse acoustique :  $A = 3\text{m/s}$ ,  $A = 15\text{m/s}$ ,  $A = 29\text{m/s}$  et  $A = 40\text{m/s}$ . Pour  $A = 3\text{m/s}$ , le pourcentage d'harmonique reste négligeable le long de l'axe du guide d'onde. Lorsque l'amplitude de la vitesse augmente, le pourcentage des harmoniques supérieurs augmente.

La pression acoustique est mesurée à l'aide de microphone, en deux points du guide symétriques par rapport à  $x = \lambda/4$  et proches des noeuds de pression du guide. Ces mesures de pression servent à mettre en opposition de phase les deux haut-parleurs en superposant les deux signaux de pression. Le pourcentage d'harmonique supérieur est similaire pour ces deux mesures. Le pourcentage des harmoniques supérieurs de la pression près d'un noeud de pression est du même ordre de grandeur que celui obtenu par la vitesse acoustique près d'un noeud de vitesse. On peut donc supposer que les effets non-linéaires qui introduisent des harmoniques supérieurs dans le guide d'onde déforment donc le signal de la pression et de la vitesse de manière identique (même pourcentage d'harmonique supérieur pour les noeuds).

### 4.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX



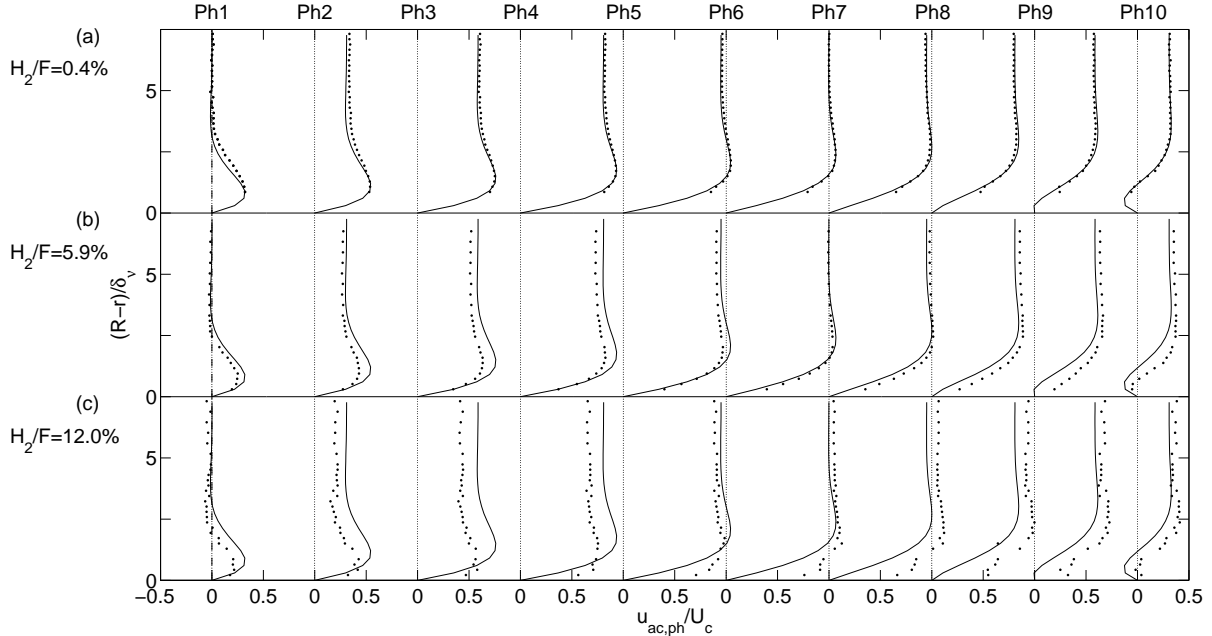
**Fig. 4.16:** Profil de l'amplitude du second harmonique normalisée sur l'amplitude du fondamental le long du guide d'onde pour  $A = 3$  m/s (●, noir),  $A = 15$  m/s (+, gris),  $A = 29$  m/s (●, gris),  $A = 40$  m/s (+, noir).



**Fig. 4.17:** Profil de l'amplitude du troisième harmonique normalisée sur l'amplitude du fondamental le long du guide d'onde pour  $A = 3$  m/s (●, noir),  $A = 15$  m/s (+, gris),  $A = 29$  m/s (●, gris),  $A = 40$  m/s (+, noir).

L'origine de ces effets non-linéaires n'a pas été déterminée mais peut être la propagation non-linéaire du signal acoustique, la distorsion des haut-parleurs, des effets hydrodynamiques locaux liés à d'éventuelles discontinuités du montage...

#### 4.3.2.3 Influence des harmoniques supérieurs sur les profils de vitesse acoustique et sur les écoulements redressés



**Fig. 4.18:** Profils de la vitesse acoustique pour les différentes phases prédéfinies du cycle, pour  $U_c \approx 21\text{m/s}$  et pour différents rapports  $\frac{H_2}{F}$ ;  $\bullet$  : mesures VLD;  $—$  : théorie laminaire.

L'influence du second harmonique est important au milieu de la longueur du guide d'onde ( $x = \lambda/4$ ) et est nul aux extrémités du guide ( $x = 0$  et  $x = \lambda/2$ ), il est donc possible d'étudier l'influence des harmoniques supérieurs sur des profils de vitesse acoustique. La Fig. 4.18 présente les profils de vitesse acoustique pour une amplitude acoustique au centre du guide  $U_c \approx 21\text{m/s}$  et pour des positions différentes dans le guide d'onde ( $x = \lambda/25$ ,  $x = \lambda/8$  et  $x = 3\lambda/16$ ) et donc pour différent rapport  $\frac{H_2}{F}$  ( $\frac{H_2}{F} = 0.4\%$ ,  $\frac{H_2}{F} = 5.9\%$  et  $\frac{H_2}{F} = 12\%$ ). Pour un rapport d'amplitude entre le second harmonique et le fondamental faible,  $\frac{H_2}{F} = 0.4\%$  (Fig. 4.18 (a)), les profils de la vitesse acoustique sont en accord avec ceux de la théorie laminaire. Pour  $\frac{H_2}{F} = 5.9\%$  (Fig. 4.18 (b)), un décalage de phase entre les profils de vitesse acoustique mesurée et la théorie laminaire apparaît sur l'ensemble des phases du cycle et sur toute la section. Pour  $\frac{H_2}{F} = 12\%$  (Fig. 4.18 (c)), le décalage de phase est plus accentué. Ainsi les harmoniques supérieurs du signal influent sur les résultats des mesures en créant un décalage de phase sur l'ensemble des profils de vitesse acoustique. La déformation des profils de vitesse lors du phénomène de transition à la turbulence (chapitre 5) est très différente de la déformation des profils de vitesse liée à la présence des harmoniques supérieurs et ne peuvent donc pas être confondues. Les mesures pour l'étude de la transition à la turbulence doivent donc être réalisées pour  $\frac{H_2}{F} < 1\%$  pour que les profils de vitesse ne soient pas perturbés par l'influence des harmoniques de la vitesse.

Pour l'étude des écoulements redressés, leur vitesse est proportionnelle à l'amplitude de la vitesse au carré et donc le rapport d'amplitude entre le second harmonique et le fondamental de

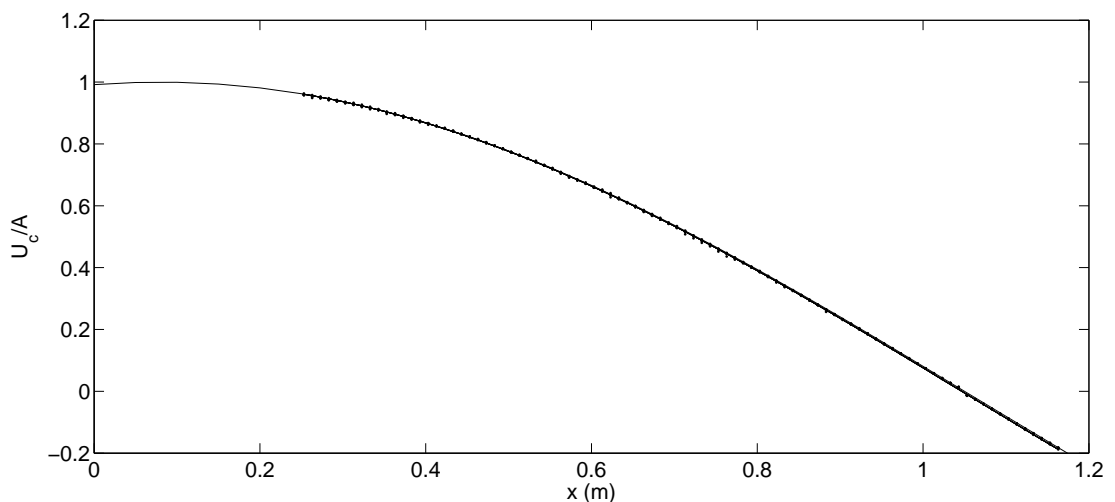
### 4.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

la vitesse des écoulements redressés est proportionnelle à  $(\frac{H_2}{F})^2$  si le principe de superposition s'applique. Des mesures préliminaires n'ont pas pu être réalisées pour observer l'influence des harmoniques supérieurs de la vitesse acoustique sur celle des écoulements redressés car pour notre système expérimental il n'existe pas deux positions différentes le long de l'axe (correspondant à des proportions d'harmoniques différentes) pour lesquelles les profils des écoulements redressés soient comparables (même position dans la structure des écoulements redressés et même amplitude acoustique). Une limite théorique, basée sur les observations de l'influence des harmoniques supérieurs sur la vitesse acoustique, est donc fixée à  $(\frac{H_2}{F})^2 < 1\%$  ( $\frac{H_2}{F} < 10\%$ ) pour que l'influence des harmoniques supérieurs de la vitesse acoustique soit négligeable sur la vitesse des écoulements redressés.

#### 4.3.3 Étude de l'influence des convergents

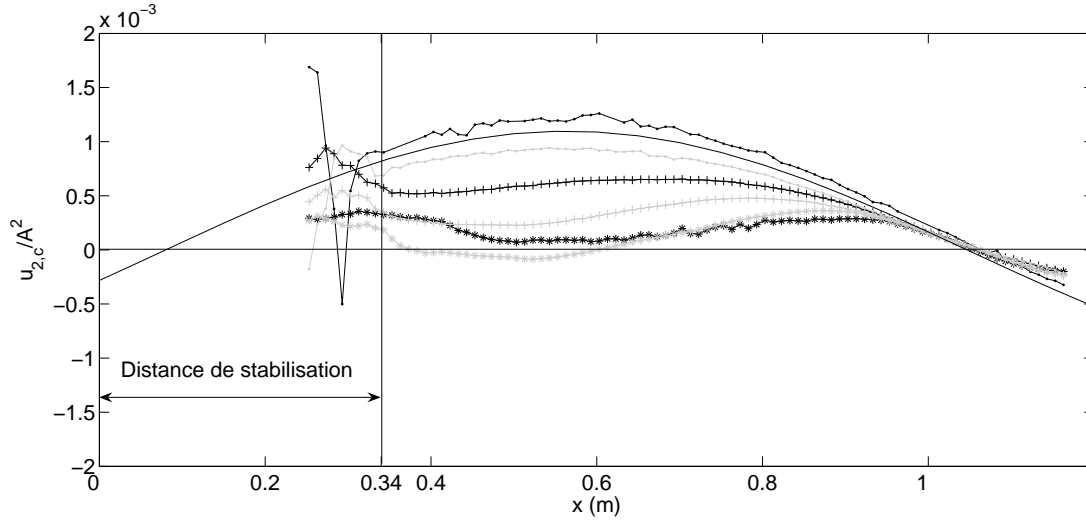
Comme pour l'étude de la section 3.1.2, les effets des discontinuités doivent être étudiés pour réaliser des mesures loin de toute perturbation. L'influence des convergents qui permettent d'adapter le diamètre des hauts-parleurs à celui du guide d'onde doit donc être évaluée.

Les résultats de l'étude des discontinuités de terminaison du guide d'onde de la section 3.1.2 ont montré que la distance de stabilisation dépend fortement de la géométrie de la terminaison et est aussi proportionnelle à la racine carrée de l'épaisseur de la couche limite visqueuse (donc diminue quand la fréquence augmente),  $Le = 3.5\sqrt{\delta_\nu}$  dans le pire des cas (terminaison non bafflée), mais paraît indépendante de l'amplitude de la vitesse. Si cette dernière formule est appliquée à ce nouveau montage ( $f_{ac} = 100\text{Hz}$ ,  $\delta_\nu = 0.2\text{mm}$ ), la distance de stabilisation,  $Le$ , serait d'environ 1.6cm. Comme pour les terminaisons de l'évent, la distance de stabilisation des convergents peut être définie comme la distance par rapport au début du guide d'onde où l'amplitude de la vitesse acoustique au centre du guide est sensiblement modifiée. La limite de perturbation est fixée à 3%, donc la distance de stabilisation est définie comme la distance par rapport au début du guide où les effets des convergents induisent un changement de l'amplitude de la vitesse acoustique centrale de plus de 3%.



**Fig. 4.19:** Profil de l'amplitude de la vitesse acoustique au centre du guide d'onde,  $U_c$ , normalisée par son amplitude,  $A$ , le long du guide d'onde,  $x$ , pour  $A = 3\text{m/s}$  à  $A = 45\text{m/s}$  ( $f = 88\text{Hz}$ );  $\bullet$  : mesures,  $-$  : théorie.

La Fig. 4.19 représente la vitesse acoustique au centre du guide,  $U_{ac}$ , normalisée par son amplitude,  $A$ , le long du guide d'onde,  $x$ , pour  $A = 3\text{m/s}$  à  $A = 43\text{m/s}$  ( $f = 88\text{Hz}$ ). En raison des parties opaques des extrémités du guide d'onde (voir Fig. 4.8), les mesures VLD ne peuvent être effectuées qu'à une distance de 25cm à partir d'une extrémité du guide d'onde. Les profils mesurés sont confondus et similaires au profil théorique (différence inférieure à 1%), donc soit l'ordre de grandeur des perturbations générées par les convergents est très inférieur à celui de la vitesse acoustique, soit la distance de stabilisation des convergents est inférieure à 25cm comme on pourrait s'y attendre. Les perturbations générées par les convergents n'altèrent donc pas les mesures de la vitesse acoustique.



**Fig. 4.20:** Profil des mesures de la vitesse des écoulements redressés au centre du guide d'onde,  $u_{2,c}$ , normalisée par le carré de l'amplitude de la vitesse acoustique,  $A^2$ , le long du guide d'onde,  $x$ , pour  $A = 3\text{m/s}$  (● noir),  $A = 9\text{m/s}$  (● gris),  $A = 15\text{m/s}$  (+ noir),  $A = 22\text{m/s}$  (+ gris),  $A = 29\text{m/s}$  (\* gris) et  $A = 41\text{m/s}$  (\* noir) ( $f = 88\text{Hz}$ ); - : théorie de Rayleigh.

Ce guide d'onde acoustique fort niveau va aussi permettre de faire des mesures de la vitesse des écoulements redressés qui est de deux ordres de grandeur inférieure à la vitesse acoustique. Il est donc nécessaire d'effectuer l'étude de l'influence des convergents sur les écoulements redressés. La Fig. 4.20 représente la vitesse des écoulements redressés au centre du guide d'onde,  $u_{2,c}$ , normalisée par le carré de l'amplitude de la vitesse acoustique,  $A^2$ , (la vitesse des écoulements redressés est proportionnelle au carré de l'amplitude de la vitesse acoustique, voir Eq. 6.1) le long du guide d'onde pour  $A = 3\text{m/s}$  à  $A = 41\text{m/s}$  ( $f = 88\text{Hz}$ ). La vitesse des écoulements redressés s'éloigne du profil théorique de Rayleigh lorsque l'amplitude acoustique,  $A$ , augmente du fait d'effets non-linéaires (ceci fait partie des études présentées dans le chapitre 6). Les mesures près de l'extrémité du guide d'onde ( $< 0.34\text{m}$ ) subissent des perturbations imputables à la proximité du convergent quelle que soit l'amplitude acoustique. Plus l'amplitude acoustique,  $A$ , est importante et plus la vitesse des écoulements redressés au centre du guide,  $u_{2,c}$ , l'est également et moins la forme de  $u_{2,c}$  est perturbée entre 0.2 et 0.34m. Contrairement aux résultats précédents, la distance de stabilisation semble dépendre de l'amplitude acoustique pour la vitesse des écoulements redressés. Ainsi la distance de stabilisation pour les écoulements redressés peut être estimée à 0.34m pour  $A < 29\text{m/s}$  et inférieure à 0.25m pour  $A \geq 29\text{m/s}$ .

Pour la zone de mesure du montage expérimental, les perturbations générées par les convergents n'influent pas sur la vitesse acoustique mais influent sur la vitesse des écoulements re-

dressés. Pour la fréquence  $f = 88\text{Hz}$ , la distance de stabilisation sur l'écoulement redressé a été estimée à  $0.34\text{m}$  pour  $A < 29\text{m/s}$  et inférieure à  $0.25\text{m}$  pour  $A \geq 29\text{m/s}$ .

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, le banc d'étude d'effets non-linéaires en résonateur acoustique composé d'un guide d'onde cylindrique et de deux haut-parleurs placés à chacune des extrémités du guide d'onde est mis en place. Pour pouvoir étudier le phénomène de la transition à la turbulence et les écoulements redressés, les objectifs à atteindre sont une amplitude de vitesse acoustique de  $45\text{m/s}$  et une fréquence d'environ  $100\text{Hz}$ .

Dans un premier temps les champs de pression et de vitesse acoustique ont été établis en tout point du guide d'onde en fonction des tensions d'alimentation des sources. Les équations de propagation de la pression et de la vitesse acoustique dans le guide d'onde ont été écrites à partir des hypothèses simplificatrices. Ensuite la pression à chaque extrémité du guide d'onde a été écrite en fonction du débit volumique des sources. Enfin grâce à une équivalence électroacoustique du couplage haut-parleur/guide d'onde, le débit volumique des sources a été exprimé en fonction de la tension d'alimentation des haut-parleurs. Ainsi, pour une fréquence d'excitation donnée, les expressions analytiques permettent de connaître la pression et le débit volumique en tout point du guide d'onde en fonction uniquement de la tension aux bornes des haut-parleurs. Ce modèle électroacoustique du système, donnant la vitesse et la pression en tout point du guide d'onde, détermine le choix des paramètres de ce système (le modèle des haut-parleurs, le rayon et la longueur du guide d'onde). Pour les paramètres choisis, la simulation prédit une vitesse maximale de  $61\text{m/s}$  pour une fréquence de résonance de  $88\text{Hz}$  et une longueur légèrement supérieure à  $\frac{\lambda}{2}$ . Les objectifs du montage sont donc atteints en théorie.

Après la mise en oeuvre du montage et de son instrumentation, la comparaison entre la simulation et les mesures de vitesse acoustique par VLD a été faite. Des mesures préliminaires ont d'abord été effectuées pour déterminer le temps de stabilisation des écoulements acoustiques et des écoulements redressés et pour connaître le nombre de particules nécessaires à la convergence des mesures VLD. Les mesures VLD montrent que le profil de la vitesse acoustique le long de l'axe central du guide d'onde est similaire à celui donné par la théorie pour une tension d'alimentation des haut-parleurs inférieure à  $3\text{V}$  (donc une amplitude de la vitesse acoustique inférieure à  $10\text{m/s}$ ). Puis, lorsque l'amplitude de la vitesse acoustique augmente, la simulation donne des résultats supérieurs à ceux mesurés et le signal sinusoïdal temporel de la vitesse particulière mesurée se déforme car des distorsions apparaissent.

Pour isoler les phénomènes non-linéaires que sont la transition à la turbulence et les écoulements redressés des autres phénomènes non linéaires susceptibles d'apparaître dans le résonateur, la propagation des harmoniques supérieurs le long du guide d'onde et l'influence des discontinuités de section ont ensuite été étudiées expérimentalement dans le guide d'onde acoustique fort niveau. L'étude de la propagation des harmoniques supérieurs de la vitesse acoustique dans le guide d'onde montre que l'amplitude des harmoniques supérieurs augmente avec celle du fondamental mais reste négligeable près des extrémités du guide d'onde. L'amplitude des harmoniques supérieurs de la vitesse acoustique diminue avec leur rang et est négligeable à partir du quatrième harmonique. Les harmoniques supérieurs de la vitesse acoustique influent sur les résultats des mesures en créant un décalage de phase sur l'ensemble des profils de vitesse acoustique. Pour que l'influence des harmoniques supérieurs soit négligeable sur le signal fondamental de la vitesse acoustique, les mesures pour l'étude de la transition à la turbulence doivent être réalisées



---

pour un rapport entre l'amplitude du second harmonique,  $H_2$ , et l'amplitude du fondamental,  $F$ ,  $\frac{H_2}{F} < 1\%$ . Pour que l'influence des harmoniques supérieurs de la vitesse acoustique soit négligeable sur la vitesse des écoulements redressés, les mesures pour l'étude des écoulements redressés doivent être réalisées pour  $\frac{H_2}{F} < 10\%$ . L'étude de l'influence des convergents a montré que pour la zone de mesure du montage expérimental, les discontinuités de section associées à leur présence ne perturbent pas les mesures de la vitesse acoustique, mais ce n'est pas le cas des écoulements redressés dont l'ordre de grandeur est très inférieur à celui de la vitesse acoustique. Pour la fréquence  $f = 88\text{Hz}$ , la distance de stabilisation des écoulements redressés a été estimée à 0.34m pour  $A < 29\text{m/s}$  et inférieure à 0.25m pour  $A \geq 29\text{m/s}$ .

## Deuxième partie

# Étude d'effets non-linéaires (écoulements redressés et transition à la turbulence) en résonateur acoustique fort niveau



## Chapitre 5

# Étude de la transition à la turbulence d'un écoulement purement oscillant

Les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 3 confirment que la VLD est un moyen approprié de mesure de vitesse acoustique. En particulier, les résultats exposés comparent de façon satisfaisante l'expression théorique aux résultats de mesure en proche paroi de la vitesse particulière et montrent que l'écoulement est bien laminaire. La réalisation et la caractérisation d'un banc de mesure ont été effectuées permettant d'atteindre des niveaux acoustiques élevés. Ainsi l'amplitude de l'onde acoustique peut être augmentée et les profils de la vitesse acoustique peuvent se déformer progressivement par rapport à cette théorie laminaire. Cette transition en fluide oscillant reste encore assez mal connue notamment en raison des difficultés de mise en oeuvre expérimentale.

Un certain nombre de travaux disponibles dans la littérature portent sur l'étude des instabilités se produisant lorsqu'un écoulement oscillant laminaire se déforme et devient turbulent. Différents régimes d'écoulement, du régime laminaire au régime entièrement turbulent, ont été définis par Hino *et al.* [24]. Cependant, ces régimes observés ne sont que partiellement décrits et la limite entre chaque régime d'écoulement n'est pas clairement définie. De plus, les études portant sur les écoulements oscillants à des fréquences acoustiques sont très peu nombreuses et seuls les travaux de Merkli et Thomann [37] font office de référence. Une meilleure connaissance des phénomènes de transition à la turbulence en régime oscillant est importante pour de nombreuses applications, comme celle des machines thermoacoustiques et plus généralement pour quantifier les pertes d'énergie acoustique par transfert vers la turbulence.

Pour progresser dans la caractérisation de ces régimes, des études de la vitesse particulière ont été réalisées (forme d'onde de la vitesse en fonction du temps pour différentes positions sur la section, profils de l'amplitude et de la phase de la vitesse, profils de la vitesse par phase du cycle) ainsi que des études sur la vitesse turbulente (profils de l'intensité turbulente de la vitesse, profil de l'énergie cinétique turbulente) et sont reportées dans ce chapitre. Ces travaux sur le phénomène de la transition à la turbulence font suite aux expériences préliminaires effectuées dans le cadre de la thèse de R. Boucheron [5].

La première partie de ce chapitre est une étude bibliographique sur la transition à la turbulence d'un écoulement purement oscillant. Les différents expérimentateurs, les paramètres choisis pour caractériser la transition et leurs résultats sont exposés. Des mesures Laser en résonateur

acoustique sont présentées dans la seconde partie de ce chapitre. Les résultats de ces mesures sont comparés à ceux de la littérature.

## 5.1 Bibliographie sur la transition à la turbulence d'un écoulement purement oscillant

Depuis les années 70, beaucoup d'articles dans la littérature sont consacrés à la transition à la turbulence, c'est-à-dire à la transformation d'un écoulement laminaire en écoulement turbulent. Plusieurs types d'écoulement sont étudiés pour observer cette transition mais peu d'études portent sur des écoulements oscillants pourtant considérés comme 'plus stables' que les écoulements stationnaires [24]. Dans le cas de l'étude de l'instabilité d'un écoulement purement oscillant généré dans un guide d'onde par une source de fréquence  $f$ , des travaux ont été réalisés pour pouvoir définir la frontière entre les régimes d'écoulement laminaire et turbulent en utilisant la visualisation ([56], [37], [33]), l'anémomètre à fil chaud ([37], [25], [44], [23], [30], [12], [69]), la VLD ([23], [30], [12], [1]), ou très récemment la PIV ([5]).

### 5.1.1 Les différents expérimentateurs

Depuis 1954 avec les travaux de Li [35] jusqu'à nos jours, des mesures ont été faites pour mettre en évidence les étapes de la transition à la turbulence d'un écoulement oscillant. Comme le montre le Tab. 5.1, différents fluides (air, eau) et différentes structures expérimentales (résonateur, tube ouvert, section rectangulaire ou circulaire) ont été utilisés.

Auteurs	Année	Section	Dimensions (mm)	Fluide	Moyens
Sergeev [56]	1966	circulaire	$\varnothing$ 3.8 ; 6 ; 8.6 ; 12.1	eau	Visu.
Merkli et Thomann [37]	1975	circulaire	$\varnothing$ 19	air	FC et Visu.
Hino <i>et al.</i> [25]	1976	circulaire	$\varnothing$ 14.5 ; 29.7	air	FC
Clamen et Minton [9]	1977	circulaire	$\varnothing$ 51	eau	TBH
Ohmi <i>et al.</i> [44]	1982	circulaire	$\varnothing$ 25 ; 38 ; 50,4	air	FC
Hino <i>et al.</i> [23]	1983	rectangulaire	260 x 100	air	FC et VLD
Jensen <i>et al.</i> [30]	1989	rectangulaire	390 x 280	eau	FC et VLD
Kurzweg <i>et al.</i> [33]	1989	circulaire	$\varnothing$ 2.5 ; 3.5 ; 5 ; 7 ; 9.7	eau	Visu.
Eckmann et Grotberg [12]	1991	circulaire	$\varnothing$ 31.75	air	FC et VLD
Akhavan <i>et al.</i> [1]	1991	circulaire	$\varnothing$ 20	eau	VLD
Zhao et Cheng [69]	1996	circulaire	$\varnothing$ 13.5	air	FC
Boucheron <i>et al.</i> [5]	2004	carrée	6 ; 15 ; 50	air	PIV

**Tab. 5.1:** Récapitulatif des conditions de mesures de la littérature. FC : Anémomètre à Fil Chaud; Visu. : Visualisations; TBH : Technique à bulles d'hydrogène.

Les moyens utilisés pour déterminer le passage à la turbulence ont évolué avec les techniques : la visualisation, l'anémomètre à fil chaud, la VLD et la PIV. Cependant les mesures Laser se sont révélées les plus appropriées car les visualisations de Merkli et Thomann [37] ont montré que l'écoulement était perturbé par la présence des sondes de l'anémomètre à fil chaud en proche paroi pour  $f > 85\text{Hz}$ . Ceci est aussi confirmé par les travaux de Eckmann et Grotberg [12] et de Huelsz *et al.* [26] où la comparaison entre les mesures à l'anémomètre à fil chaud et les mesures VLD indiquent que les sondes de l'anémomètre à fil chaud génèrent des perturbations lorsqu'elles sont placées dans la couche limite visqueuse.

## 5.1. BIBLIOGRAPHIE SUR LA TRANSITION À LA TURBULENCE D'UN ÉCOULEMENT PUREMENT OSCILLANT

### 5.1.2 Les différents paramètres

L'étude porte sur un écoulement oscillant donc un paramètre d'amplitude est nécessaire pour caractériser cet écoulement et un paramètre de fréquence pour rendre compte de l'instationnarité. Différents couples de paramètres ont été choisis par les différents expérimentateurs.

L'écoulement peut être caractérisé à l'aide du nombre de Reynolds  $Re = \frac{U_m D}{\nu}$  (avec  $U_m$  l'amplitude de la vitesse axiale moyennée sur la section,  $D$  le diamètre du guide d'onde) et du nombre de Womersley  $W_0 = \sqrt{\omega'} = \frac{R\sqrt{2}}{\delta_\nu}$  où  $\omega'$  est la fréquence adimensionnelle. Le nombre de Reynolds est le rapport d'une force d'inertie à une force de viscosité donc compare une dimension caractéristique du système, le diamètre du guide  $D$ , à une longueur visqueuse  $\frac{\nu}{U_m}$ .

Pour des guides d'onde larges, le nombre de Reynolds  $Re_{\delta_\nu} = \frac{U_m \delta_\nu}{\nu}$  et le paramètre de Stokes  $\lambda = \frac{R}{\delta_\nu}$  basés sur l'épaisseur de la couche limite visqueuse sont aussi employés pour caractériser la transition, car sous cette condition  $Re_{\delta_\nu}$  peut être l'unique critère de transition comme l'ont montré Merkli et Thomann [37]. Dans certains travaux, le nombre adimensionné  $\beta = x_{max,m} \sqrt{\frac{\omega'}{\nu}} = \sqrt{2} Re_{\delta_\nu}$  est aussi utilisé avec  $x_{max,m} = \frac{2U_m}{\omega}$  le déplacement maximum du fluide sur la section.

Le nombre de Reynolds  $Re_\omega = \frac{4\omega R^2}{\nu}$  et l'amplitude  $A_0 = \frac{Re}{2W_0^2} = \frac{x_{max,m}}{D}$  sont aussi utilisés pour caractériser la transition. Comme pour le couple  $(W_0, Re)$ , l'amplitude du déplacement du fluide et la fréquence apparaissent chacun dans un nombre sans dimension et permettent donc de pouvoir observer les effets de la fréquence et de l'amplitude indépendamment.

Malgré la diversité des nombres adimensionnels employés pour caractériser la transition à la turbulence, ceux-ci peuvent être caractérisés en deux groupes :

- Les paramètres de fréquences : la fréquence  $f$ , le paramètre de Stokes  $\lambda$ , le nombre de Womersley  $W_0$  et le nombre de Reynolds  $Re_\omega$  basé sur la pulsation du fluide  $\omega$ .
- Les paramètres d'amplitude : le nombre de Reynolds  $Re$  basé sur le diamètre du tube, le nombre de Reynolds  $Re_{\delta_\nu}$  et  $\beta$  basés sur l'épaisseur de couche limite visqueuse  $\delta_\nu$  et l'amplitude  $A_0$ .

Le Tab. 5.2 regroupe les termes choisis par chaque auteur et montre la variabilité des paramètres utilisés.

Pour ce document, le couple de paramètres choisis est  $(W_0, Re)$ . Le Tab. 5.3 présente les paramètres des différentes études convertis suivant la fréquence  $f$ , le nombre de Womersley  $W_0$ , le nombre de Reynolds  $Re$  et le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche limite visqueuse  $Re_{\delta_\nu}$ . Différentes gammes de fréquences et d'amplitude ont été étudiées, mais la majorité des études ont été réalisées pour des fréquences très basses ( $f < 1\text{Hz}$ ). Seuls les travaux de Merkli et Thomann ainsi que ceux de Boucheron *et al.* ont été réalisés pour des fréquences de l'acoustique audible ( $20\text{Hz} \leq f \leq 20\text{kHz}$ ).

Les expériences menées par les différents auteurs peuvent être comparées dans un diagramme de stabilité en fonction de deux paramètres a-dimensionnels. Les premiers à faire apparaître les transitions sous la forme d'un diagramme de stabilité  $(Re_{\delta_\nu}, \lambda)$  et  $(Re, \lambda)$  sont Hino *et al.* [24] comme le montre la Fig 5.1.

Auteurs	Paramètre d'amplitude	Paramètre de fréquence
Sergeev [56]	$Re = \frac{U_m D}{\nu}$	$W_0 = \frac{R\sqrt{2}}{\delta_\nu}$
Merkli et Thomann [37]	$\beta = \sqrt{2}Re_{\delta_\nu}$	
Hino <i>et al.</i> [25] [23]	$Re_{\delta_\nu} = \frac{U_m \delta_\nu}{\nu}$	$\lambda = \frac{R}{\delta_\nu}$
Clamen et Minton [9]	$\beta = \sqrt{2}Re_{\delta_\nu}$	$W_0 = \frac{R\sqrt{2}}{\delta_\nu}$
Ohmi <i>et al.</i> [44]	$Re = \frac{U_m D}{\nu}$	$W_0 = \frac{R\sqrt{2}}{\delta_\nu}$
Jensen <i>et al.</i> [30]	$\frac{Re_{\delta_\nu}^2}{2}$	$T = \frac{1}{f}$
Kurzweg <i>et al.</i> [33]	$\beta = \sqrt{2}Re_{\delta_\nu}$	$W_0 = \frac{R\sqrt{2}}{\delta_\nu}$
Eckmann et Grotberg [12]	$\frac{Re_{\delta_\nu}}{\sqrt{2}W_0}$	$W_0 = \frac{R\sqrt{2}}{\delta_\nu}$
Akhavan <i>et al.</i> [1]	$Re_{\delta_\nu} = \frac{U_m \delta_\nu}{\nu}$	$\lambda = \frac{R}{\delta_\nu}$
Zhao et Cheng [69]	$A_0 = \frac{x_{max,m}}{2R}$	$Re_\omega = \frac{4\omega R^2}{\nu}$
Boucheron <i>et al.</i> [5]	$Re = \frac{U_m D}{\nu}$	$W_0 = \frac{R\sqrt{2}}{\delta_\nu}$

**Tab. 5.2:** Paramètres choisis par les auteurs pour caractériser l'écoulement.

Auteurs	$f$ (Hz)	$W_0$	$Re$	$Re_{\delta_\nu}$
Sergeev	0.6 - 4	4 - 40	50 - 30000	2 - 1000
Merkli et Thomann	50 - 150	42.6 - 73.8	8500 - 51700	141 - 495
Hino <i>et al.</i>	0.2 - 0.8	1.9 - 8.9	105 - 5830	19 - 1530
Clamen et Minton	x - 0.4	x - 34	x - 8000	x - 166
Ohmi <i>et al.</i>	0.05 - 6.24	2.63 - 40.70	600 - 65000	161 - 1129
Hino <i>et al.</i>	0.02 - 0.40	4.4 - 20.1	1190 - 22500	190 - 876
Jensen <i>et al.</i>	0.10 - 0.12	98 - 107	16900 - 524800	122 - 3464
Kurzweg <i>et al.</i>	0.6 - 5.9	2.5 - 20	125 - 40000	35 - 1414
Eckmann et Grotberg	0.1 - 1.5	8.90 - 32.20	6300 - 39000	500 - 854
Akhavan <i>et al.</i>	0.1 - 0.4	7.1 - 14.1	5500 - 40000	550 - 2000
Zhao et Cheng	0.1 - 10	2.4 - 11.6	90 - 32700	27 - 1990
Boucheron <i>et al.</i>	10 - 37	6.02 - 96.51	580 - 37000	68 - 272

**Tab. 5.3:** Paramètres de mesures des différents expérimentateurs de la littérature.

### 5.1.3 Synthèse des résultats expérimentaux trouvés dans la littérature

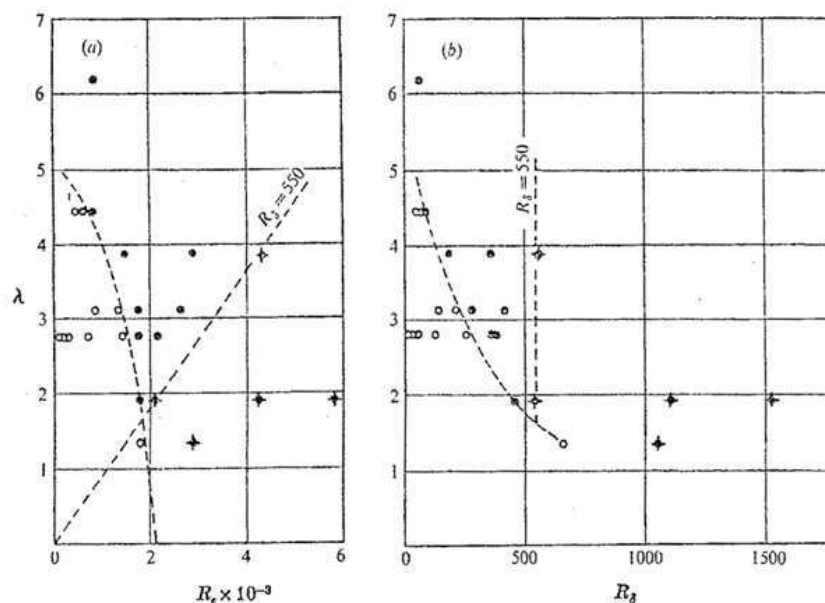
Hino *et al.* [24] sont les premiers à classer différents régimes d'écoulement à partir des formes d'onde de la vitesse :

- (a) : régime laminaire
- (b) : régime laminaire distordu
- (c) : régime légèrement turbulent
- (d) : régime turbulent intermittent
- (e) : régime fortement turbulent

Pour caractériser ces régimes, différentes analyses de la vitesse ont été effectuées dans la littérature. Les quantités suivantes ont été considérées :

- La forme d'onde de la vitesse en fonction du temps pour différentes positions sur la section du guide
- Les profils de la vitesse par phase du cycle
- Les profils de l'amplitude et de la phase de la vitesse
- Les profils logarithmiques de la vitesse

## 5.1. BIBLIOGRAPHIE SUR LA TRANSITION À LA TURBULENCE D'UN ÉCOULEMENT PUREMENT OSCILLANT



**Fig. 5.1:** Diagramme de stabilité présenté par Hino *et al.* [24] ;  $\circ$  : écoulement laminaire ;  $\bullet$  : écoulement légèrement turbulent ;  $*$  : écoulement turbulent.

– Les profils de l'intensité turbulente de la vitesse

Le profil logarithmique de la vitesse dépend de la vitesse de friction à la paroi qui ne peut pas être estimée correctement lors de nos mesures car l'écart entre la paroi et le point de mesure le plus proche est trop important. La synthèse des travaux antérieurs n'abordera donc pas cette étude de profil logarithmique.

### 5.1.3.1 Forme d'onde de la vitesse en fonction du temps pour différentes positions sur la section

La distinction des différents régimes d'écoulement par Hino *et al.* [24] a été réalisée à partir des formes d'onde de la vitesse en fonction du temps pour différentes positions sur la section.

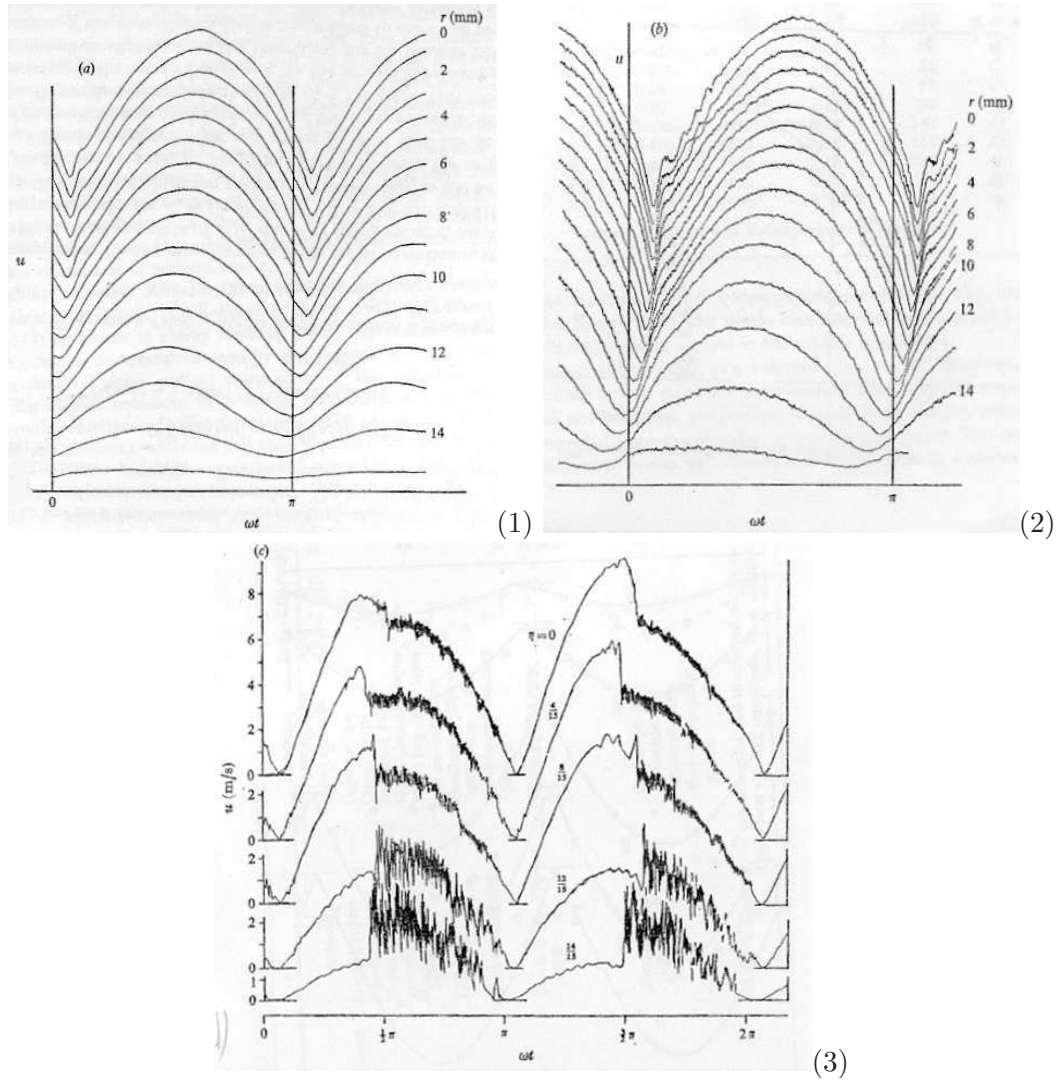
Pour le **régime laminaire (a)** les résultats coïncident avec la prédiction théorique laminaire.

Pour le **régime laminaire distordu (b)**, Hino *et al.* [24] observent des distortions de petite amplitude superposées au régime laminaire au centre du guide d'onde au début de l'accélération comme le montre la Fig. 5.2(1). La limite entre les régimes (a) et (b) n'étant pas claire lors de leurs mesures, ces deux régimes ont été regroupés en un seul pour leur classification. A notre connaissance, Hino *et al.* sont les seuls à avoir observé ce régime.

Pour le **régime légèrement turbulent (c)**, Hino *et al.* [24] trouvent des perturbations de petite amplitude qui se superposent au régime laminaire distordu sur toute la section et un décalage de phase des vitesses a lieu au centre du tube comme le montre la Fig. 5.2(2). Zhao et Cheng [69] ont aussi observé une différence de phase sur leurs formes d'onde de la vitesse entre le corps du guide et la zone près de la paroi avant le régime turbulent intermittent (d). Cependant Eckmann et Grotberg [12] n'ont pas observé ce régime lors de leurs mesures qui serait pour eux dépendant du matériel employé.

Pour le **régime turbulent intermittent (d)**, Merkli et Thomann [37] ont montré par leurs travaux en proche paroi que des bouffées turbulentes apparaissent périodiquement lors du

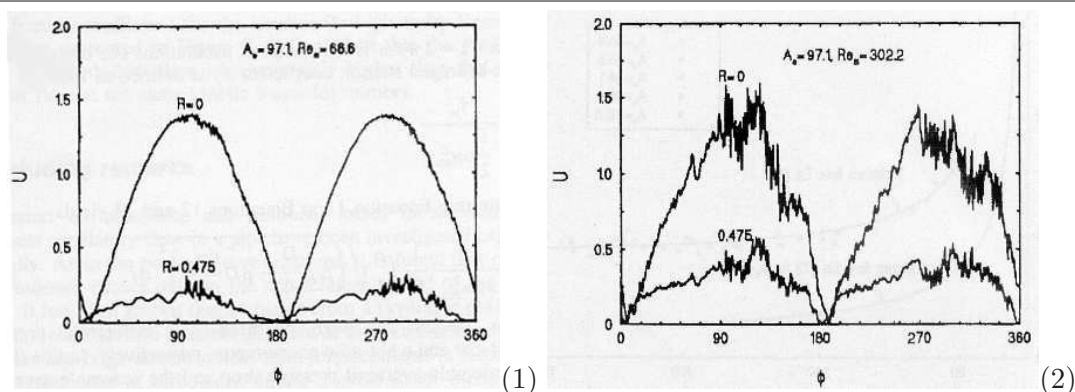




**Fig. 5.2:** Formes de l'onde de la vitesse  $u$  mesurées par Hino *et al.* [24] au cours du temps adimensionné  $\omega t$  pour différentes positions  $r$  par rapport au centre du guide et pour différents régimes. (1) : régime (a) ou (b) ( $Re_{\delta_v} = 128, Re = 710, W_0 = 3.9$ ); (2) : régime (c) ( $Re_{\delta_v} = 180, Re = 1420, W_0 = 5.5$ ); (3) : régime (d) ( $Re_{\delta_v} = 1530, Re = 5830, W_0 = 3.8$ ).

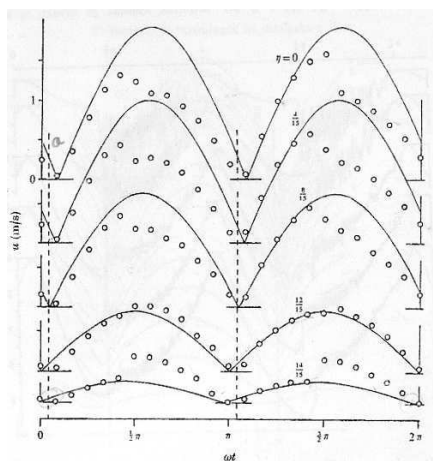
cycle de l'écoulement, pour les grandes vitesses, puis l'écoulement se relaminarise sur le reste du cycle. Lors de leurs mesures, ces bouffées turbulentes sont superposées au mouvement acoustique laminaire. Confirmant les observations de Merkli et Thomann, Hino *et al.* [24] trouvent des fluctuations de grande amplitude et de haute fréquence durant la phase de décélération sur toute la section et une relaminarisation durant la phase d'accélération comme le montre la Fig. 5.2(3). Les perturbations sont plus importantes en proche paroi qu'au centre du guide d'onde. Pour Ohmi *et al.* [44] [45] [46], les perturbations de ce régime apparaissent d'abord près de la paroi et, lorsque le nombre de Reynolds augmente, la proportion des perturbations sur le cycle augmente et se propage vers le centre du guide. Zhao et Cheng [69] montrent que pour une valeur critique du nombre de Reynolds, l'écoulement en proche paroi devient instable et crée des tourbillons comme le montre la Fig. 5.3(1). Lorsque  $Re$  continue à augmenter l'annulus effect (voir fin de section 3.2.1.1) généré par les forces d'inertie et de viscosité devient plus prononcé et des fluctuations vers le centre du guide sont créées comme le montre la Fig. 5.3(2). Les fluctuations sont d'après ces auteurs plus importantes près de la paroi qu'au centre. Les mesures

## 5.1. BIBLIOGRAPHIE SUR LA TRANSITION À LA TURBULENCE D'UN ÉCOULEMENT PUREMENT OSCILLANT



**Fig. 5.3:** Formes de l'onde de la vitesse  $U$  mesurées par Zhao et Cheng [69] au cours du temps adimensionné  $\Phi$  pour deux positions  $R$  par rapport au centre du guide lors du régime turbulent intermittent (d). (1) :  $Re_{\delta_\nu} = 1121$ ,  $Re = 3233$ ,  $W_0 = 4.1$ ; (2) :  $Re_{\delta_\nu} = 2388$ ,  $Re = 14671$ ,  $W_0 = 8.7$ .

de Eckmann et Grotberg [12] indiquent que l'écoulement central du tube reste laminaire lorsque l'annulus région est turbulente pour  $Re_{\delta_\nu} < 1310$  ( $Re < 89300$ ). Comme les autres études, pour Akhavan *et al.* [1] la turbulence intervient nettement à la fin de la phase d'accélération et durant la décélération. La turbulence apparaît dans la région près de la paroi et est le résultat de bouffées turbulentes. Lors de la décélération, Hino *et al.* [24] montrent qu'au centre du guide la vitesse diminue par rapport à la forme d'onde sinusoïdale de la théorie laminaire, tandis que près de la paroi la vitesse augmente comme le montre la Fig. 5.2 (3). Pour eux, un violent mélange a lieu lors de la décélération créant momentanément une augmentation de la vitesse près de la paroi et une diminution au centre. Akhavan *et al.* [1] trouvent le même type de résultat ainsi que Hino *et al.* [24] qui ont présenté la forme d'onde de la vitesse moyennée sur une période, Fig. 5.4. Pour le régime turbulent intermittent (d), dans la phase de décélération, la vitesse au centre du guide décroît brusquement avec de grandes perturbations tandis que près de la paroi la vitesse augmente par rapport à sa valeur laminaire, confirmant selon ces auteurs la génération de tourbillons dans toute la section du tube.

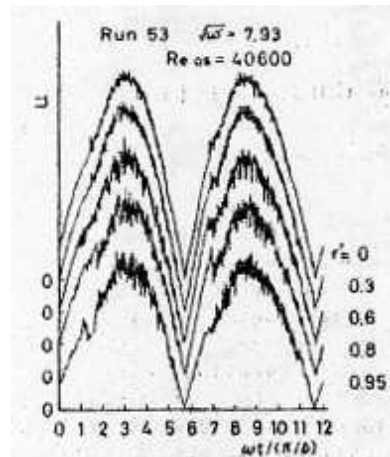


**Fig. 5.4:** Formes de l'onde de la vitesse moyennée sur une période  $u$  mesurées par Hino *et al.* [24] au cours du temps adimensionné  $\omega t$  pour différentes positions adimensionnées  $\eta$  par rapport au centre du guide d'onde lors du régime turbulent intermittent (d) ( $Re_{\delta_\nu} = 1530$ ,  $Re = 5830$ ,  $W_0 = 2.7$ ) comparée à la théorie laminaire.

Pour résumer, lors du régime turbulent intermittent (d), des fluctuations de grande ampli-

tude et de haute fréquence apparaissent durant la phase de décélération en proche paroi puis l'écoulement se relaminarise. Lorsque  $Re$  augmente, les fluctuations augmentent sur la phase de décélération du cycle temporel, se propagent vers le centre du guide d'onde et leur amplitude croît. Lors de la phase de décélération, la vitesse diminue au centre et augmente en proche paroi par rapport à la théorie laminaire.

Ohmi *et al.* [44] [45] [46] ont observé le **régime fortement turbulent (e)** comme le montre la Fig. 5.5. Lors du régime turbulent intermittent (d), quand le nombre de Reynolds augmente la proportion des perturbations sur le cycle augmente jusqu'à ce que le régime (e) apparaisse avec des perturbations présentes sur toute la section du tube et durant tout le cycle hormis au début de l'accélération et à la fin de la décélération.



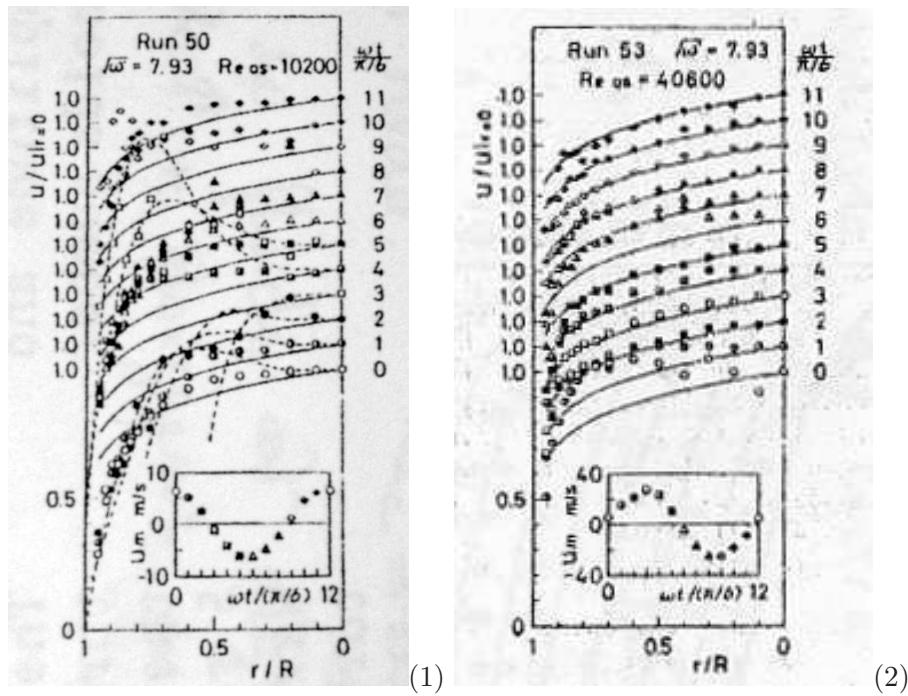
**Fig. 5.5:** Formes de l'onde de la vitesse mesurées par Ohmi *et al.* [45] lors du régime fortement turbulent (e) ( $Re_{\delta_v} = 7240$ ,  $Re = 40600$ ,  $W_0 = 7.9$ ).

### 5.1.3.2 Profils de la vitesse par phase du cycle

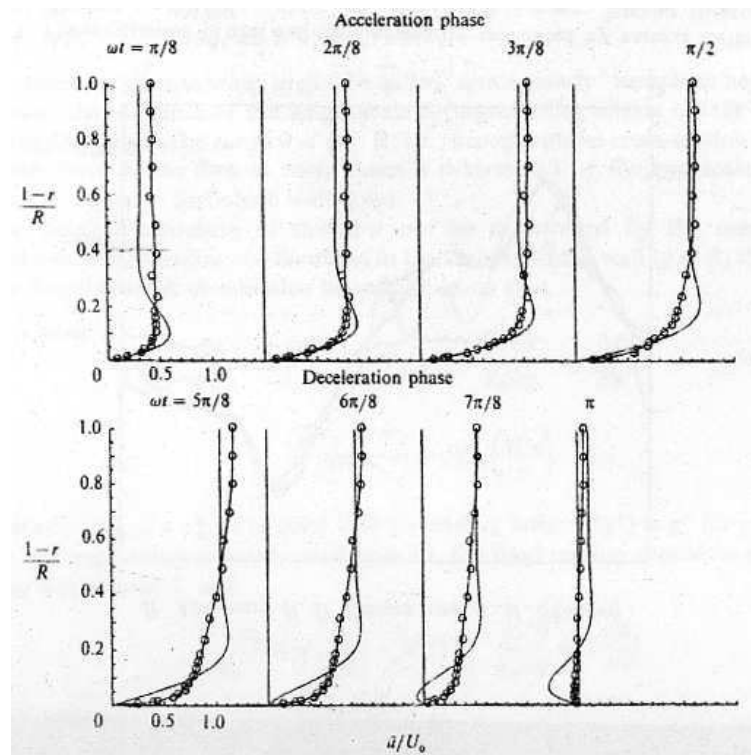
Les profils de la vitesse axiale sont souvent moyennés pour certaines phases particulières du cycle.

Lors du **régime turbulent intermittent (d)**, Ohmi *et al.* [44] [45] [46] montrent que les perturbations apparaissent lors de la phase de décélération et les profils instantanés de vitesse pour cette phase suivent la loi de Blasius de puissance  $1/7$ , puis une relaminarisation de l'écoulement apparaît pour la phase d'accélération comme le montre la Fig. 5.6(1). Lors de la phase d'accélération, les profils de vitesse ne confirment pas la théorie laminaire. Par contre, les profils instantanés de vitesse perturbés de Akhavan *et al.* [1], Fig. 5.7, ne suivent pas la loi de Blasius de puissance  $1/7$  et donc ne confirment pas ceux de Ohmi *et al.*. Durant toute la période, les profils de vitesse ne sont pas pour autant en accord avec la théorie laminaire, les phases d'accélération étant perturbées en raison des turbulences présentes dans les phases de décélération. Pour Akhavan *et al.*, durant les phases de décélération le mouvement du corps du guide et de la couche limite sont en phase due à un effort de Reynolds important et à la fin de la décélération ( $\omega t = \pi$ ) la vitesse est nulle sur toute la section. Les résultats de Boucheron *et al.* [5] sont assez proches de ceux de Akhavan *et al.* pour  $Re_{\delta_v}$  moins important. Cependant contrairement aux travaux de Akhavan *et al.*, lors des phases de la décélération (phases 6-11) la pente de la vitesse à la paroi est moins importante que celle de la théorie laminaire comme le

## 5.1. BIBLIOGRAPHIE SUR LA TRANSITION À LA TURBULENCE D'UN ÉCOULEMENT PUREMENT OSCILLANT

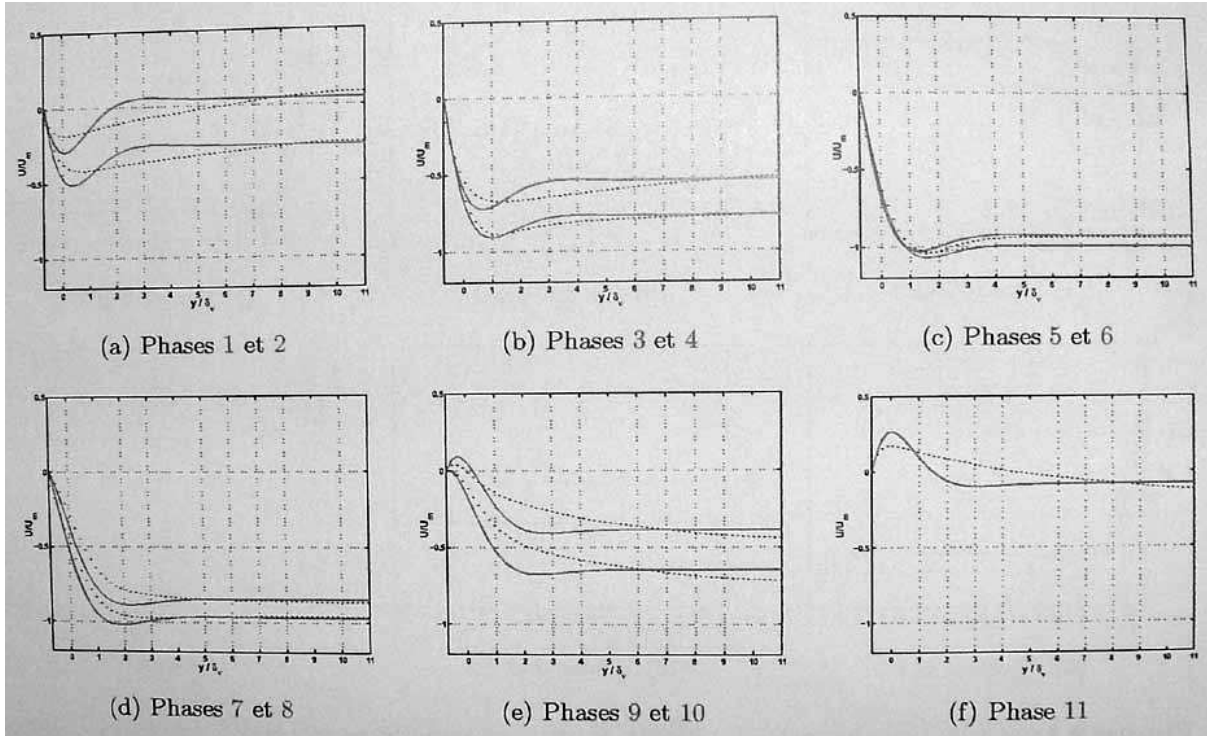


**Fig. 5.6:** Profils de la vitesse mesurés par Ohmi *et al.* [45] comparés à la loi de Blasius de puissance 1/7 (—) et à la théorie laminaire (- -); (1) : lors du régime turbulent intermittent (d) ( $W_0 = 7.9, Re_{\delta_v} = 1819, Re = 10200$ ); (2) : lors du régime fortement turbulent (e) ( $W_0 = 7.9, Re_{\delta_v} = 7240, Re = 40600$ ).



**Fig. 5.7:** Comparaison des profils de vitesse issus de la théorie laminaire (—) à ceux des mesures de Akhavan *et al.* [1] correspondant au régime turbulent intermittent (d) ( $W_0 = 15.0, Re_{\delta_v} = 1080, Re = 11455$ ).





**Fig. 5.8:** Comparaison des profils de vitesse issus de la théorie laminaire (—) à ceux des mesures de Boucheron *et al.* (- -) [5] correspondant à un régime turbulent ( $W_0 = 20.0, Re_{\delta_v} = 559, Re = 7900$ ).

montre la Fig. 5.8.

Les observations de Ohmi *et al.* [45] montrent que comme pour le régime turbulent intermittent (d), les profils instantanés de vitesse perturbés suivent la loi de Blasius de puissance 1/7 pour le **régime fortement turbulent** (e) hormis au début de l'accélération et à la fin de la décélération, comme le montre la Fig. 5.6(2).

### 5.1.3.3 Profils de l'amplitude et de la phase de la vitesse

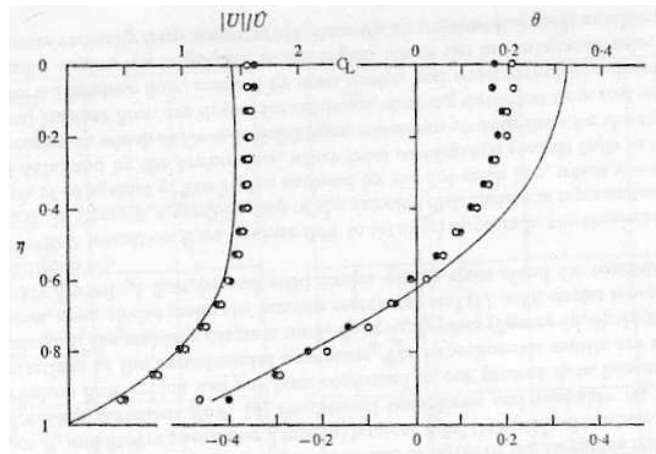
Comme le montre la Fig. 5.9, Hino *et al.* [24] ont trouvé que pour le **régime légèrement turbulent** (c) un décalage de phase des vitesses a lieu au centre du tube alors que l'amplitude de la vitesse est identique à celle de la théorie laminaire (ce qui est logique avec la forme d'onde de la vitesse Fig. 5.2(2)).

Lorsque le nombre de Reynolds  $Re$  augmente pour le nombre de Womersley  $W_0$  fixé, Ohmi *et al.* [45] montrent que les profils de phase évoluent entre les profils laminaire et un profil uniforme sur toute la section du tube et que les profils d'amplitude évoluent entre les profils d'amplitude laminaires et ceux donnés par la loi de Blasius de puissance 1/7 (valable pour les écoulements stationnaires)

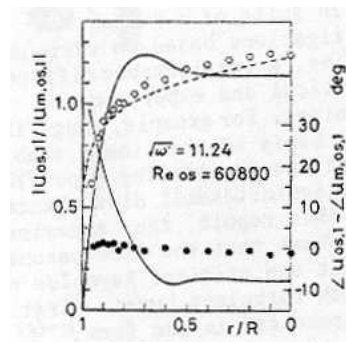
$$U = U_c \left( \frac{R-r}{R} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (5.1)$$

avec  $U_c$  l'amplitude de la vitesse au centre du guide. Ainsi pour le **régime fortement turbulent** (e), la phase de la vitesse est constante sur toute la section du guide et l'amplitude de la vitesse suit la loi de Blasius 1/7 comme le montre la Fig. 5.10.

## 5.1. BIBLIOGRAPHIE SUR LA TRANSITION À LA TURBULENCE D'UN ÉCOULEMENT PUREMENT OSCILLANT



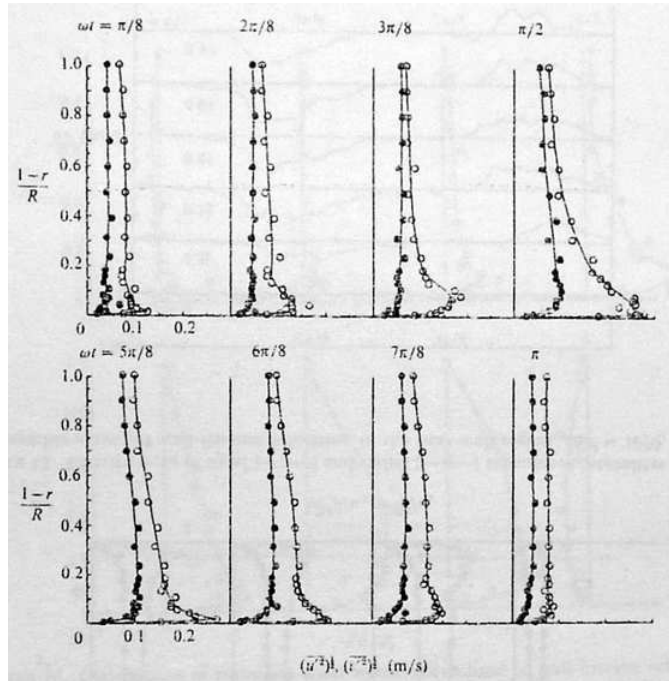
**Fig. 5.9:** Comparaison des profils d'amplitude et de phase de la vitesse entre la théorie laminaire (—) et les mesures de Hino *et al.* [24] correspondant au régime légèrement turbulent (c) ( $W_0 = 5.5$ ,  $\circ$  :  $Re_{\delta_v} = 180$ ,  $Re = 1420$ ;  $\bullet$  :  $Re_{\delta_v} = 361$ ,  $Re = 2840$ ).



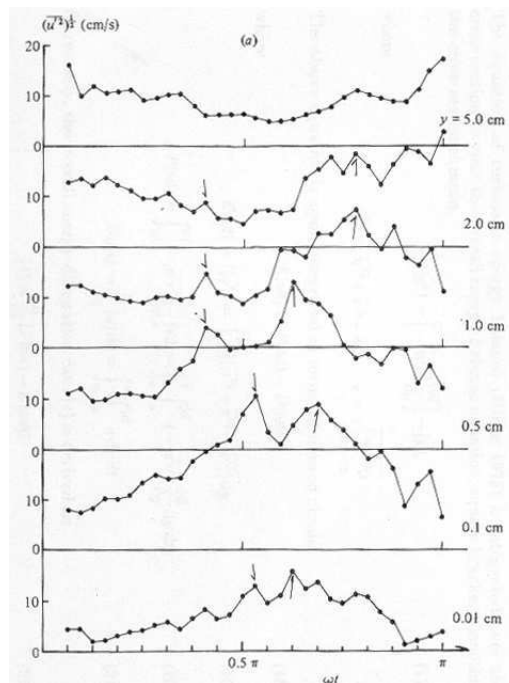
**Fig. 5.10:** Comparaison des profils d'amplitude et de phase de la vitesse entre la théorie laminaire (—), la loi de Blasius de puissance  $1/7$  (- -) et les mesures de Ohmi *et al.* [44] ( $\circ$  : rapport d'amplitude ;  $\bullet$  : différence de phase) correspondant au régime fortement turbulent (e) ( $Re_{\delta_v} = 7650$ ,  $Re = 60800$ ,  $W_0 = 11.2$ ).

### 5.1.3.4 Intensité turbulente

Pour le **régime turbulent intermittent** (d), Akhavan *et al.* [1], Fig. 5.11, ou Hino *et al.* [23], Fig. 5.12, ou encore Jensen *et al.* [30] ont trouvé que l'intensité turbulente axiale dans la région centrale du guide d'onde est faible et quasiment constante par phase du cycle avec un niveau plus important en fin de décélération et au début de l'accélération. Les fluctuations et le niveau de l'intensité turbulente axiale augmentent en se rapprochant de la paroi puis diminuent pour être nuls à la paroi. Pour Akhavan *et al.*, lorsque  $Re_{\delta_v}$  augmente, les turbulences apparaissent plus tôt dans le cycle. Vittori et Verzicco [66] montrent par leurs simulations que l'intensité turbulente axiale atteint un niveau maximum à la fin de l'accélération. Selon Jensen *et al.* [30], des turbulences apparaissent dans la couche limite lors de l'accélération et se propagent dans le tube, puis au milieu de la décélération les turbulences ne sont plus créées et donc les profils sont ensuite uniformisés sur toute la section du guide. Ces interprétations peuvent être appliquées aux travaux de Akhavan *et al.* [1], Fig. 5.11. De plus, Jensen *et al.* montrent que le niveau de l'intensité turbulente axiale est peu dépendant du nombre de Reynolds loin de la paroi, ce qui n'est pas le cas pour les phases turbulentes près de la paroi. Hino *et al.* [23] mettent en évidence deux pics lors de leurs mesures, schématisés par des flèches sur la Fig. 5.12 : l'un se propage vers le centre et l'autre vers la paroi. Ainsi pour eux, la turbulence est générée près de la paroi en phases de décélération et se propage vers le centre du guide.

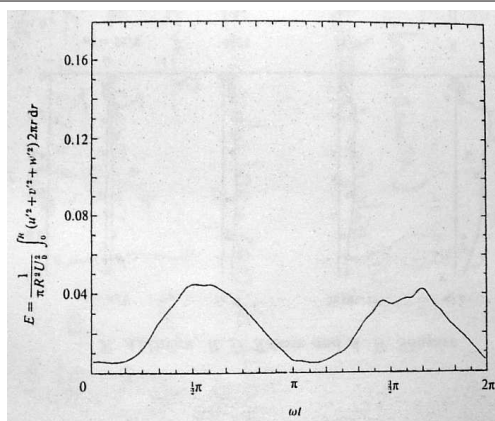


**Fig. 5.11:** Profils de l'intensité turbulente axiale (○) et radiale (●) mesurés par Akhavan *et al.* [1] lors du régime turbulent intermittent (d) ( $Re_{\delta_v} = 1080, Re = 11450, W_0 = 15.0$ ).



**Fig. 5.12:** Formes de l'onde de l'intensité turbulente axiale mesurées par Hino *et al.* [23] lors du régime turbulent (d) ( $Re_{\delta_v} = 876, Re = 22500, W_0 = 18.1$ ).

## 5.1. BIBLIOGRAPHIE SUR LA TRANSITION À LA TURBULENCE D'UN ÉCOULEMENT PUREMENT OSCILLANT



**Fig. 5.13:** Variation de l'énergie cinétique turbulente normalisée par le flux moyen mesurée par Akhavan *et al.* [1] lors du régime turbulent intermittent (d) ( $Re_{\delta_\nu} = 1720$ ,  $Re = 18240$ ,  $W_0 = 15.0$ ).

L'évolution de la turbulence sur un cycle acoustique est visible aussi grâce à la représentation de l'énergie cinétique turbulente axiale  $E$  (Eq. (2.32)). Pour Vittori et Verzicco [66], l'énergie cinétique turbulente dépend faiblement du nombre de Reynolds pour le régime laminaire distordu (b) mais dépend du nombre de Reynolds pour le régime turbulent intermittent (d). Pour ce dernier régime, Akhavan *et al.* [1], Fig. 5.13, montrent que l'énergie cinétique turbulente garde un niveau faible en début d'accélération puis son niveau augmente rapidement. Pour eux, lorsque le nombre de Reynolds augmente, l'augmentation rapide du niveau de l'énergie cinétique turbulente apparaît plus tôt dans le cycle.

### 5.1.3.5 Diagramme de stabilité

Les expériences menées par les différents auteurs de la littérature évoquée précédemment peuvent être comparées dans un diagramme de stabilité, Fig. 5.14, représentant ces mesures en fonction du nombre de Reynolds  $Re$  (paramètre d'amplitude) et du nombre de Womersley  $W_0$  (paramètre de fréquence).

Les limites entre les régimes (a) (b) et (c) n'étant pas claires, ces trois régimes sont souvent regroupés par les différents expérimentateurs. Comme l'ont observé Merkli et Thomann, le passage au régime turbulent intermittent (d) serait, pour des tubes suffisamment larges, simplement dépendant de l'amplitude du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite  $Re_{\delta_\nu}$ . Comme

$$Re = \sqrt{2} Re_{\delta_\nu} W_0, \quad (5.2)$$

la transition entre les régimes (a)(b)(c) et le régime turbulent intermittent (d) apparaît donc comme une droite sur le diagramme de stabilité ( $Re$ ,  $W_0$ ) de la Fig. 5.14. Pour les écoulements dans un guide d'onde avec  $2 \leq W_0 \leq 40$ , le tableau 5.4 récapitule les valeurs trouvées du nombre de Reynolds critique  $Re_{\delta_\nu c}$  dans la littérature pour le passage des régimes (a)(b)(c) au régime turbulent intermittent (d). Le nombre de Reynolds critique  $Re_{\delta_\nu c}$  pour le passage à la turbulence du régime (a)(b)(c) à (d) a été trouvé autour de 500-550 par beaucoup d'expérimentateurs (Sergeev, Hino *et al.*, Kurzweg *et al.*, Eckmann et Grodberg, Zhao et Cheng). Merkli et Thomann comme Clamen et Minton ont eux trouvé un nombre de Reynolds critique  $Re_{\delta_\nu}$  autour de 280. Cette limite entre les écoulements laminaires et turbulents correspond aussi aux expériences préliminaires de Boucheron *et al.* effectuées à des fréquences acoustiques audibles comme Merkli et Thomann (les fréquences utilisées par les autres auteurs sont beaucoup plus basses). La limite



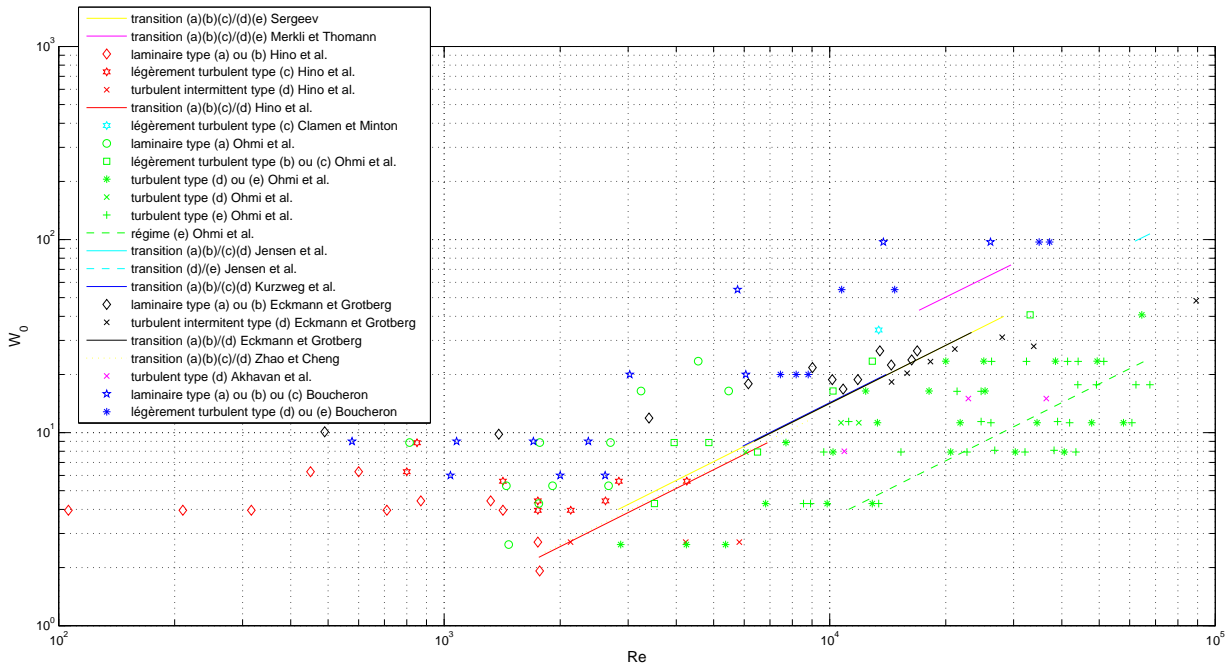


Fig. 5.1.4: Diagramme de stabilité regroupant les mesures trouvées dans la littérature.

## 5.1. BIBLIOGRAPHIE SUR LA TRANSITION À LA TURBULENCE D'UN ÉCOULEMENT PUREMENT OSCILLANT

$Re_{\delta_\nu} = 280$  correspond à la transition du régime (a) à (b)(c) des travaux de Ohmi *et al.* et de Hino *et al.*, même si pour ces derniers cette transition dépend aussi du nombre de Womersley,  $W_0$ . La différence avec les résultats de Merkli et Thomann est aussi expliquée par Ohmi *et al.* par le fait que pour les expériences de Merkli et Thomann la compressibilité du fluide pourrait ne pas être négligeable en raison de la gamme de fréquence utilisée.

Auteurs	$Re_{\delta_{\nu c}}$ (a)(b)(c)/(d)
Sergeev	500
Merkli et Thomann	283
Hino <i>et al.</i>	550
Clamen et Minton	279
Jensen <i>et al.</i>	447
Kurzweg <i>et al.</i>	495
Eckmann et Grotberg	500
Zhao et Cheng	530
Lodahl <i>et al.</i>	548

**Tab. 5.4:** Récapitulation des valeurs trouvées dans la littérature du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite  $Re_{\delta_\nu}$  pour le passage des régimes (a)(b)(c) au régime turbulent intermittent (d).

Le passage entre le régime turbulent intermittent (d) et le régime fortement turbulent (e) a lui été trouvé pour  $Re_{\delta_{\nu c}} = 1789$  par Jensen *et al.*. Pour Ohmi *et al.* [44] [45] [46], le régime (e) est visible pour  $Re_{\delta_\nu} > 1980$ , ce qui est en accord avec le résultat de Jensen *et al.*.

Hino *et al.* [24] ont fait remarqué que le montage en lui même génère des perturbations de petites amplitudes qui tendent à réduire les critères de transition. Les simulations numériques de Vittori et Verzicco [66] ont montré que les fluctuations observées pour le régime légèrement turbulent (c) dans les expérimentations seraient dues aux diverses imperfections de l'appareillage ; ce qui confirmerait les observations expérimentales faites par Eckmann et Grotberg.

Finalement, la transition du régime (a) à (b)(c) semble être sensible aux conditions expérimentales, tandis que le passage du régime (b)(c) à (d) paraît en être indépendant. Les limites entre la région (a) et (b) ainsi que celle entre (b) et (c) ne sont pour l'instant pas bien déterminées. La limite entre les régimes (b)(c) et (d) paraît évoluer avec la fréquence :  $Re_{\delta_{\nu c}} \approx 550$  pour  $f < 0.1\text{Hz}$  et  $Re_{\delta_{\nu c}} \approx 280$  pour des fréquences de l'acoustique audible.

### 5.1.3.6 Conclusion des travaux antérieurs

Pour résumer, d'après la littérature, les principales caractéristiques de la transition à la turbulence d'un écoulement oscillant peut être identifiées ainsi :

**(a) - écoulement laminaire :** pas de perturbations donc le régime laminaire correspond à la théorie d'écoulement oscillant laminaire.

**(b) - écoulement laminaire distordu :** des distortions de petite amplitude apparaissent superposées à l'allure de la vitesse au centre du guide d'onde au début de l'accélération, alors que l'allure générale de la vitesse reste cohérente avec la théorie laminaire.

**(c) - écoulement légèrement turbulent :** des perturbations de petite amplitude lors des phases où la vitesse est élevée se superposent au régime laminaire et un décalage de phase des vitesses a lieu au centre du tube. Ce régime a été démontré comme étant dépendant du matériel employé.

---

**(d) - écoulement turbulent intermittent :** lors de la fin de la phase d'accélération ou au début de la phase de décélération des bouffées de perturbation apparaissent et persistent durant la phase de décélération, puis l'écoulement se relaminarise au début de la phase d'accélération sans toutefois vérifier la théorie laminaire. Les perturbations durant la phase de décélération sont visibles près de la paroi et se propagent vers le centre quand le nombre de Reynolds augmente. La proportion de turbulence dans le cycle augmente aussi avec le nombre de Reynolds. L'annulus effect des profils de vitesse s'annule et donc les profils ne suivent pas ceux de la théorie laminaire.

**(e) - écoulement fortement turbulent :** des bouffées de perturbation apparaissent aussi dans la phase d'accélération.

**(f) - écoulement turbulent :** des bouffées de perturbation sont présentes sur tout le cycle (ce régime n'a pour l'instant jamais été observé).

L'objectif des mesures de cette thèse est de caractériser la transition à la turbulence en guide d'onde acoustique dont les travaux sont très peu nombreux (Merkli et Thomann [37] et Boucheiron *et al.* [5]) :

- déterminer un nombre de Reynolds critique  $Re_{\delta_{\nu_c}}$  pour le passage des régimes (a)(b)(c) au régime turbulent intermittent (d) et le comparer à ceux de la littérature.
- tenter de caractériser chaque régime et déterminer si possible les limites entre les régimes (a), (b) et (c), sinon les éléments qui rendent cette détermination impossible.

La caractérisation des différents régimes et la comparaison avec la littérature se feront à partir de la forme d'onde de la vitesse, du profil de son amplitude et de sa phase, des profils de la vitesse par phase du cycle, des profils de l'intensité turbulente et de l'énergie turbulente.

## 5.2 Mesures VLD en résonateur acoustique pour l'étude de la transition à la turbulence

Cette section a fait l'objet d'une communication lors d'un congrès français en acoustique avec actes [39].

### 5.2.1 Procédure

#### 5.2.1.1 Dispositif expérimental

L'étude s'effectue dans l'air en guide d'onde acoustique de section circulaire de rayon  $R = 2\text{cm}$  et de longueur  $L > \lambda/2$ . Les paramètres de ce dispositif expérimental ont été détaillés au chapitre 4.  $L$  varie entre 1.6m et 2.2m de sorte que  $W_0$  varie entre 116 et 138 (les fréquences d'étude  $f_{ac}$  varient entre 84Hz et 114Hz). Le guide d'onde est fermé à chaque extrémité par une source acoustique via un convergent, selon le montage de la Fig. 5.15. L'ensemble du dispositif a été conçu pour éviter les décollements liés aux singularités des changements de section. Le guide d'onde est soumis à une fluctuation de pression acoustique à la fréquence  $f_{ac}$  générée par le couplage guide d'onde/haut-parleurs.

Les paramètres du système VLD (Chaîne 2, voir section 2.2) sont ajustés pour la mesure acoustique (Chapitre 2). Les mesures de vitesse particulaire sont effectuées en utilisant un système de synchronisation par déclenchement d'acquisition par un front TTL à la fréquence  $f_{ac}$ , permettant ainsi d'effectuer le traitement du signal détaillé dans le chapitre 2 pour obtenir la fréquence, l'amplitude et la phase de la vitesse acoustique, la vitesse acoustique par phases

## 5.2. MESURES VLD EN RÉSONATEUR ACOUSTIQUE POUR L'ÉTUDE DE LA TRANSITION À LA TURBULENCE

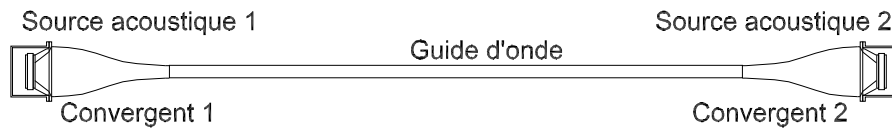


Fig. 5.15: Schématisation du montage.

prédéfinies, l'intensité turbulente, l'énergie cinétique turbulente et la vitesse des écoulements redressés. Pour une position axiale  $x$  fixée, la composante axiale de la vitesse a été mesurée selon  $r$  en différents points : tous les 0.05mm en très proche paroi puis avec un pas progressivement croissant jusqu'à 5mm au centre du tube.

Des mesures préliminaires (voir section 4.3.2.3) ont permis de mettre en évidence que les harmoniques supérieurs de la vitesse acoustique influent sur les résultats des mesures en créant un décalage de phase sur l'ensemble des profils de vitesse acoustique. Pour que l'influence des harmoniques supérieurs soit négligeable sur le signal fondamental de la vitesse acoustique, les mesures pour l'étude de la transition à la turbulence sont réalisées telles que  $\frac{H_1}{F} < 1\%$  avec  $H_1$  l'amplitude du premier harmonique et  $F$  l'amplitude du fondamental.

### 5.2.1.2 Paramètres de mesure

Les caractéristiques des différentes mesures menées sont regroupées dans le Tab. 5.5 avec  $W_0$  le nombre de Womersley,  $f_{ac}$  la fréquence acoustique,  $\delta_\nu$  l'épaisseur de la couche limite visqueuse,  $A$  l'amplitude de la vitesse acoustique,  $U_c$  la valeur de la vitesse acoustique au centre du guide d'onde pour la position de mesure  $x$ ,  $Re$  le nombre de Reynolds et  $Re_{\delta_\nu}$  le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche limite visqueuse. La dernière colonne de ce tableau, concernant le type de régime, sera analysée plus tard. Ces caractéristiques de mesure sont aussi reportées sur le diagramme de stabilité de la Fig. 5.16. Pour obtenir des points de mesures couvrant une zone du diagramme, trois fréquences sont étudiées et donc trois nombres de Womersley. Pour chaque nombre de Womersley, l'amplitude de la vitesse acoustique et donc le nombre de Reynolds varie de façon à s'approcher de la limite entre un écoulement laminaire et un écoulement turbulent tel qu'il est décrit dans la littérature. Les mesures effectuées sont donc visibles selon trois droites horizontales sur le diagramme de stabilité de la Fig. 5.16.

Ces travaux sur le phénomène de la transition à la turbulence font suite aux expériences préliminaires effectuées dans le cadre de la thèse de R. Boucheron [5] dans un guide d'onde acoustique de section carré. La gamme du nombre de Womersley étudié ici est plus élevée ( $6 < W_0 < 105$  pour Boucheron) et la gamme du nombre de Reynolds plus étendue ( $45 < Re_{\delta_\nu} < 323$  pour Boucheron).

### 5.2.2 Résultats

Des résultats complémentaires sur les profils d'amplitude et de phase de la vitesse acoustique, ainsi que ceux de la vitesse acoustique par phases prédéfinies ou de l'intensité turbulence et de l'énergie cinétique turbulente sont visibles dans l'Annexe C.

$W_0$	$f_{ac}$ (Hz)	$\delta_\nu$ (mm)	$A$ (m/s)	$U_c$ (m/s)	$Re$	$Re_{\delta_\nu}$	Régime
118	84	0.24	8	7	19934	119	laminaire
118	84	0.24	12	11	30451	182	laminaire
118	84	0.24	15	15	39469	236	laminaire
118	84	0.24	22	21	55936	334	non laminaire
118	84	0.24	27	26	69056	412	non laminaire
118	84	0.24	30	29	77896	465	non laminaire
118	84	0.24	32	31	82688	494	non laminaire
118	84	0.24	36	35	92656	553	non laminaire
118	84	0.24	39	38	101429	605	non laminaire
118	84	0.24	46	44	118488	706	non laminaire
118	84	0.24	50	49	129533	772	non laminaire
122	88	0.23	4	4	9742	57	laminaire
122	88	0.23	9	9	22816	133	laminaire
122	88	0.23	15	14	38454	223	laminaire
122	88	0.23	22	21	56912	331	non laminaire
122	88	0.23	29	28	75113	436	non laminaire
122	88	0.23	34	33	86906	505	non laminaire
122	88	0.23	41	39	104338	606	non laminaire
122	88	0.23	45	43	114336	664	non laminaire
138	114	0.20	12	11	30181	154	laminaire
138	114	0.20	19	17	45896	235	laminaire
138	114	0.20	22	20	53651	274	laminaire
138	114	0.21	26	24	63456	326	non laminaire
138	114	0.21	32	29	76613	394	non laminaire
138	114	0.20	38	35	93160	477	non laminaire
138	114	0.21	41	37	99725	513	non laminaire
138	114	0.20	45	41	109589	561	non laminaire

Tab. 5.5: Caractéristiques des différentes expériences menées dans le résonateur de section circulaire.

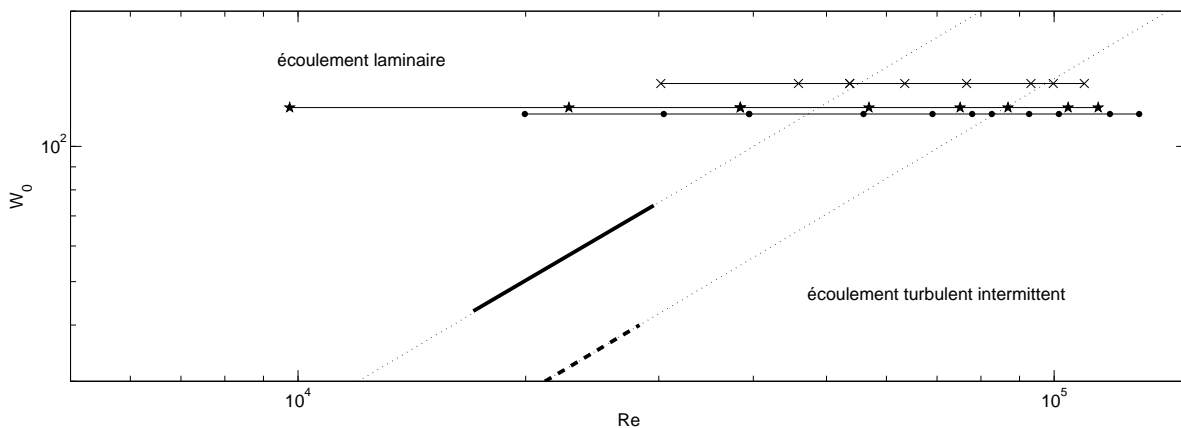


Fig. 5.16: Diagramme de stabilité. Transition à la turbulence déterminée par - - : Sergeev, — : Merkli et Thomann,  $\cdots$  : prolongement de Sergeev ou Merkli et Thomann;  $\bullet$  : points de mesure VLD pour  $W_0 = 118$ ,  $*$  : points de mesure VLD pour  $W_0 = 122$ ,  $x$  : points de mesure VLD pour  $W_0 = 138$ .

## 5.2. MESURES VLD EN RÉSONATEUR ACOUSTIQUE POUR L'ÉTUDE DE LA TRANSITION À LA TURBULENCE

### 5.2.2.1 Forme d'onde de la vitesse en fonction du temps pour différentes positions sur la section

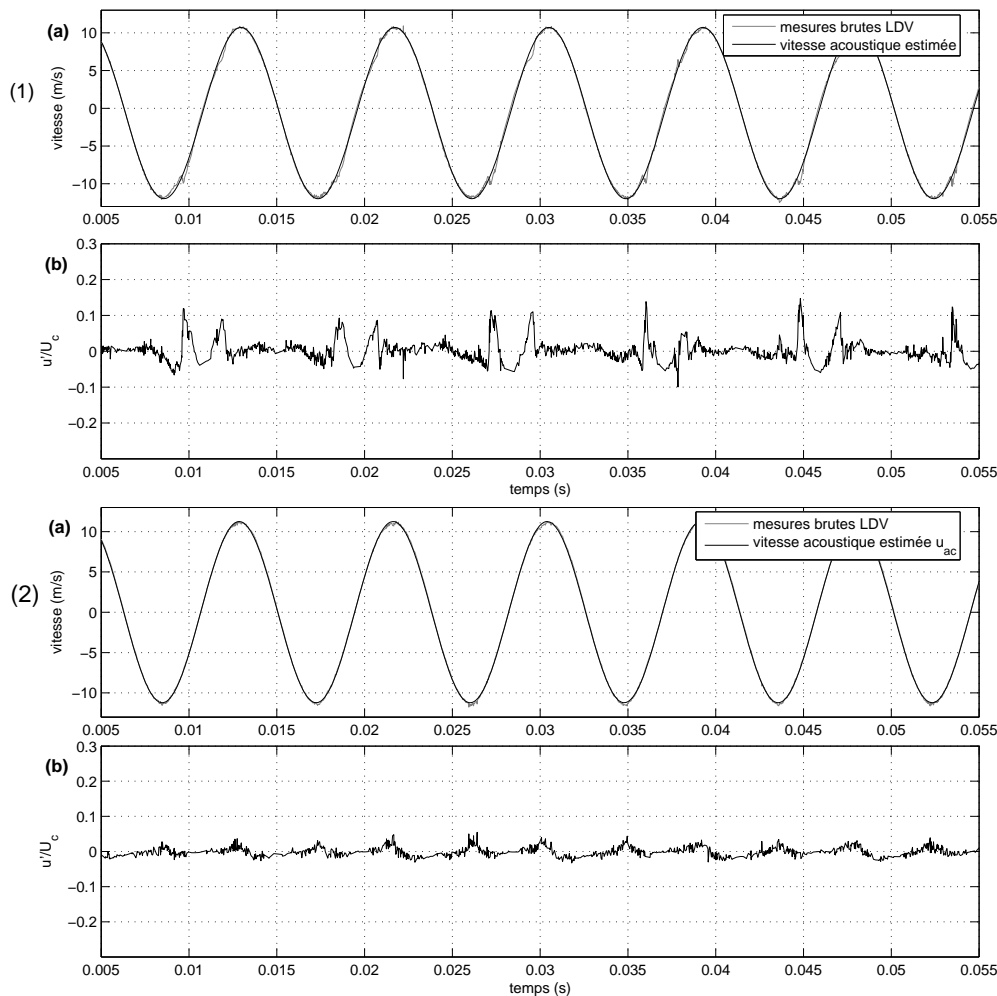
A partir du signal de vitesse recueilli par le système Laser, il est possible d'étudier l'évolution de la forme d'onde en fonction du nombre de Reynolds,  $Re_{\delta_\nu}$ , et de la distance à la paroi,  $\frac{R-r}{\delta_\nu}$ . Si le nombre de particules détectées est suffisant, une forme d'onde en fonction du temps de mesure (non ramenée sur une période acoustique) peut être établie et permet de visualiser les perturbations présentes sur le cycle de la vitesse acoustique. D'autre part, une forme d'onde de la vitesse moyenne sur une période permet d'étudier l'évolution de la vitesse par rapport à la forme d'onde donnée par la théorie laminaire.

#### a) Forme d'onde non ramenée sur une période acoustique

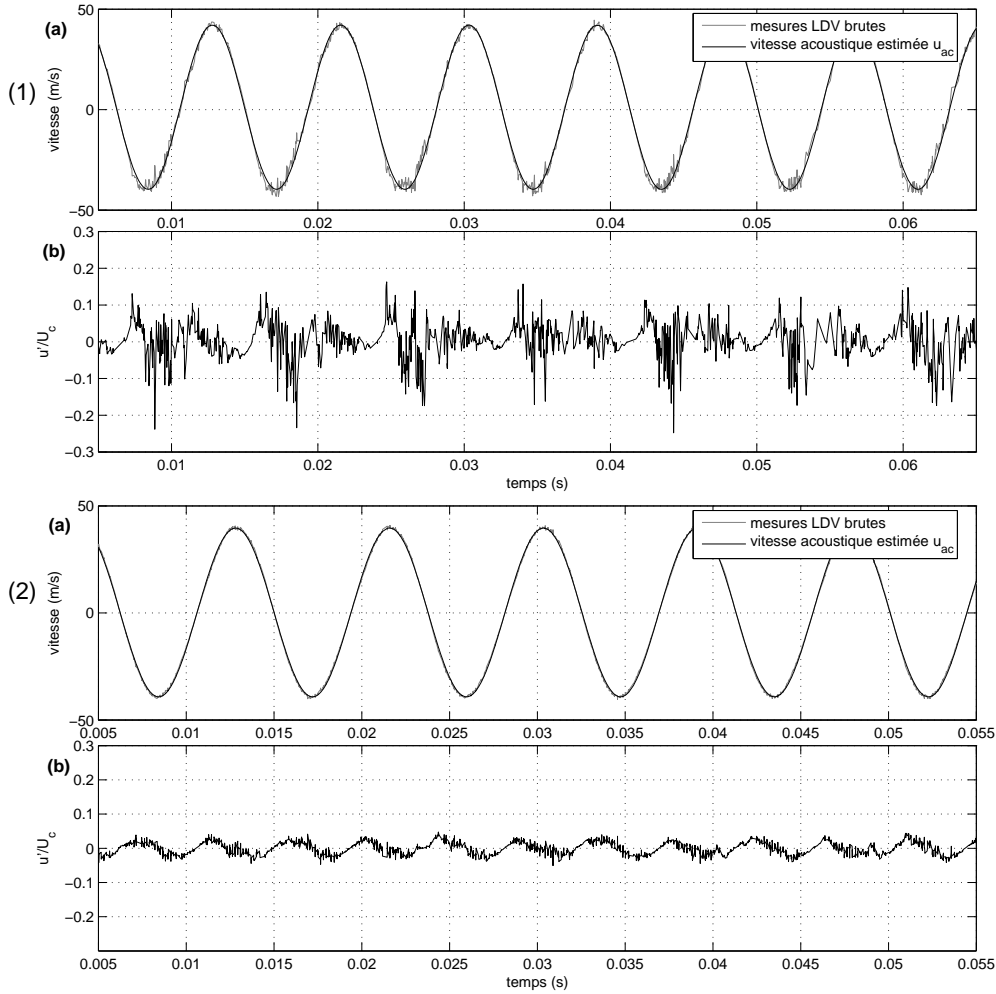
Selon l'Eq. (1.2), la vitesse turbulente,  $u'$ , est estimée par la différence entre la vitesse instantanée,  $u$ , et l'estimation de la vitesse acoustique,  $u_{ac}$ , et de la vitesse de l'écoulement redressé,  $u_2$ ,

$$u'(r, t) = u(r, t) - u_0 - u_{ac}(r, t) - u_2(r). \quad (5.3)$$

Pour cette étude la forme sinusoïdale de la vitesse acoustique (Eq. (2.3)) est supposée.



**Fig. 5.17:** Forme d'onde de la vitesse acoustique (a) et de la vitesse turbulente normalisée (b) pour  $W_0 = 138$ ,  $Re_{\delta_\nu} = 154$  ( $Re = 30181$ ) : (1)  $\frac{R-r}{\delta_\nu} = 5$ , (2)  $\frac{R-r}{\delta_\nu} = 47$ .



**Fig. 5.18:** Forme de la vitesse acoustique (a) et de la vitesse turbulente normalisée (b) d'onde pour  $W_0 = 138$ ,  $Re_{\delta_\nu} = 561$  ( $Re = 109589$ ) : (1)  $\frac{R-r}{\delta_\nu} = 5$ , (2)  $\frac{R-r}{\delta_\nu} = 47$ .

La Fig. 5.17(1)(a) présente une partie du signal de vitesse pour un nombre de Womersley  $W_0$  de 138, un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite  $Re_{\delta_\nu}$  de 154 et une distance à la paroi  $\frac{R-r}{\delta_\nu} = 5$ , ce signal étant superposé au signal acoustique estimé selon l'Eq. (2.3). La vitesse turbulente  $u'$ , normalisée par rapport à l'amplitude de vitesse acoustique au centre du guide  $U_c$ , est donnée par la Fig. 5.17(1)(b). Les signaux mesurés et estimés de la Fig. 5.17(1)(a) ne diffèrent significativement l'un de l'autre qu'à certains instants particuliers dans le cycle, la Fig. 5.17(1)(b) fait ainsi apparaître des pics périodiques. Ce type de signal très caractéristique n'est plus observable dans la région centrale du guide comme le montre la Fig. 5.17(2).

Même pour des nombres de Reynolds plus élevés, la forme d'onde ne diffère pas significativement de la sinusoïde estimée en dehors de la proche paroi (Fig. 5.18(2)). Par contre, en proche paroi (pour  $\frac{R-r}{\delta_\nu} = 5$ ) et à fort niveau, le signal mesuré fait apparaître des différences significatives avec la sinusoïde estimée aux phases de vitesse maximale, assimilables à des 'bouffées turbulentes' telles qu'évoquées dans la littérature (voir Fig. 5.18(1)). A la différence des résultats pour  $Re_{\delta_\nu} = 154$ , une forte dissymétrie temporelle du signal est à remarquer et ces bouffées turbulentes ne concernent que la zone très proche paroi (jusqu'à environ  $\frac{R-r}{\delta_\nu} = 10$ ). Ce type de comportement ne correspond ni à la description du régime turbulent intermittent ni à celle des régimes intermédiaires entre le régime laminaire et le régime turbulent données dans la littérature.

## 5.2. MESURES VLD EN RÉSONATEUR ACOUSTIQUE POUR L'ÉTUDE DE LA TRANSITION À LA TURBULENCE

### b) Forme d'onde ramenée sur une période acoustique

La Fig. 5.19 présente le signal de la vitesse acoustique ramené sur une période  $u_{ac,ph}(r, t_{ph})$  calculé selon l'Eq. (2.26) normalisée par rapport à l'amplitude de vitesse acoustique au centre du guide  $U_c$ , pour  $W_0 = 122$ . Ces formes d'onde sont données pour différentes positions dans le tube  $\frac{R-r}{\delta_\nu}$  et pour trois niveaux :  $Re_{\delta_\nu} = 57$ ,  $Re_{\delta_\nu} = 436$  et  $Re_{\delta_\nu} = 505$ . Les signaux mesurés et donnés par la théorie laminaire de la Fig. 5.19 (1) sont superposables pour  $Re_{\delta_\nu} = 57$ . Pour un nombre de Reynolds plus élevé (Fig. 5.19 (2)), la forme d'onde diffère de la sinusoïde estimée par la théorie laminaire en proche paroi : lors des phases de décélération (phases 6 à 11) les mesures sont en retard de phase par rapport à la théorie laminaire. Pour un nombre de Reynolds encore plus élevé (Fig. 5.19 (3)), le même phénomène est observable et s'étend vers le centre du guide. De plus, en proche paroi et lors des phases d'accélération, les mesures sont en avance de phase par rapport aux profils de la théorie laminaire. Ce type de comportement en proche paroi et lors des phases de décélération correspond à la description du régime turbulent intermittent (d) dans la littérature (voir Fig. 5.4). Cependant, sur les formes d'onde fournies par la littérature, la vitesse diminue au centre par rapport à la théorie laminaire lors de la phase de décélération. Ce résultat sur les formes d'onde n'est pas observé lors de nos mesures qui ont été effectuées pour des nombres de Reynolds  $Re_{\delta_\nu}$  beaucoup plus faibles ( $Re_{\delta_\nu} < 800$ ) que ceux trouvés dans la littérature ( $Re_{\delta_\nu} > 1000$ ). On peut supposer que les perturbations durant la phase de décélération ne se sont pas encore propagées vers le centre du guide pour de si faibles  $Re_{\delta_\nu}$ .

#### 5.2.2.2 Profils de la vitesse par phase du cycle

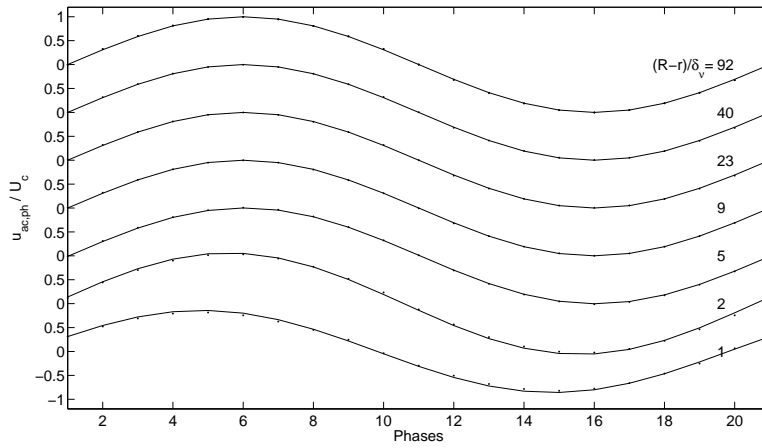
Pour chaque phase prédéfinies du cycle acoustique, la Fig. 5.20 montre les différents résultats VLD de la vitesse acoustique (Eq. (2.26)) en très proche paroi pour  $W_0 = 118$  et un nombre de Reynolds  $Re_{\delta_\nu}$  qui croît de 236 à 553. Le passage des courbes (a) à (d) correspond donc à un déplacement sur une ligne horizontale dans le diagramme de stabilité comme le montre la Fig. 5.16. Les mesures sont comparées aux profils de vitesse théorique laminaire et ceux de la loi de Blasius de puissance 1/7 (valables pour les écoulements stationnaire).

A faible amplitude, pour  $W_0 = 118$  et  $Re_{\delta_\nu} = 236$ , les résultats obtenus avec les mesures VLD sont proches de la théorie laminaire (voir Fig. 5.20(a)). Le maximum de vitesse axiale est atteint près de la paroi et non au centre du guide, phénomène connu sous le nom d'"annulus effect", y est bien représenté. On peut donc affirmer que la mesure pour  $W_0 = 118$  et  $Re_{\delta_\nu} = 236$  correspond à un régime laminaire (a). Pour  $Re_{\delta_\nu}$  plus important ( $Re_{\delta_\nu} = 334$ , Fig. 5.20(b)), un écart par rapport aux profils théoriques laminaires est visible en très proche paroi aux phases de faible vitesse. La mesure pour  $W_0 = 118$  et  $Re_{\delta_\nu} = 334$  ne correspond donc plus à un régime laminaire (a). Lorsque  $Re_{\delta_\nu}$  est augmenté (voir Fig. 5.20(c)), le maximum mesuré de la vitesse acoustique tend à diminuer lors des phases de décélération, ainsi l'"annulus effect" tend à disparaître et les déformations des profils s'élargissent au centre du guide. Pour  $Re_{\delta_\nu} = 494$  et  $Re_{\delta_\nu} = 553$ , l'écart par rapport aux profils théoriques laminaires est visible sur chacune des phases en très proche paroi. Pour résumer, lorsque  $Re_{\delta_\nu}$  est augmenté, les déformations des profils de vitesse par rapport à ceux donnés par la théorie laminaire apparaissent d'abord sur les phases de faible vitesse en très proche paroi, puis sur une plus grande partie du cycle et s'étendent vers le centre du guide.

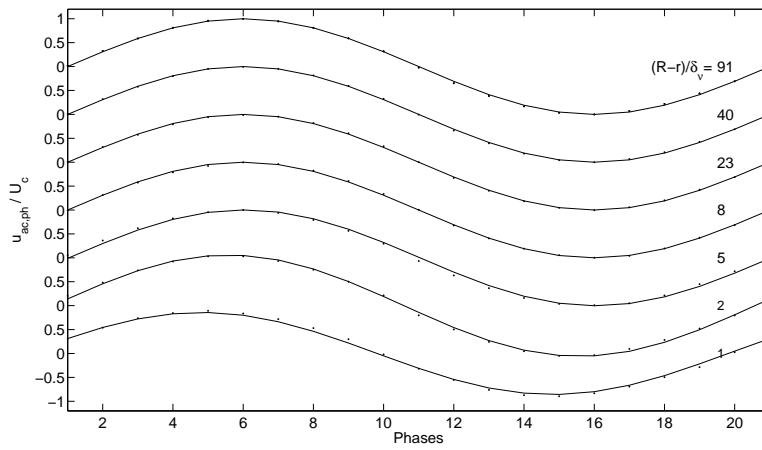
Ces résultats ne sont pas en accord avec ceux trouvés dans la littérature par Ohmi *et al.* [44] où les profils suivent la loi de Blasius lors de la décélération pour le régime turbulent intermittent (d). Les résultats obtenus sont cependant relativement plus cohérents avec ceux de Akhavan *et al.* qui trouvent aussi une déformation sur tout le cycle avec une disparition de l'"annulus effect"



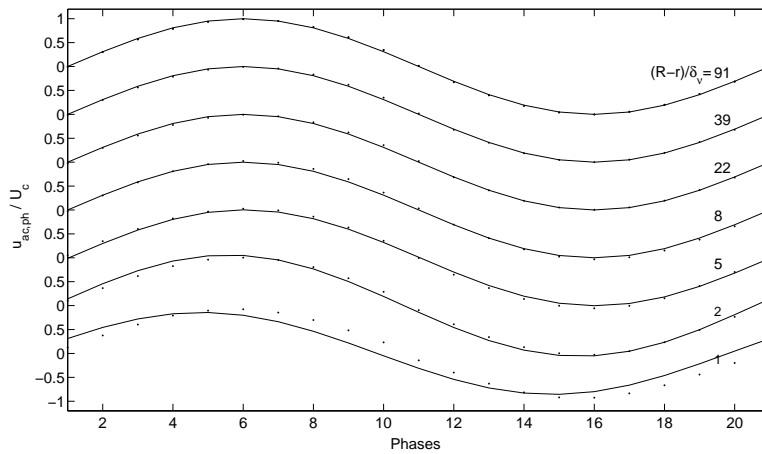
(1)



(2)

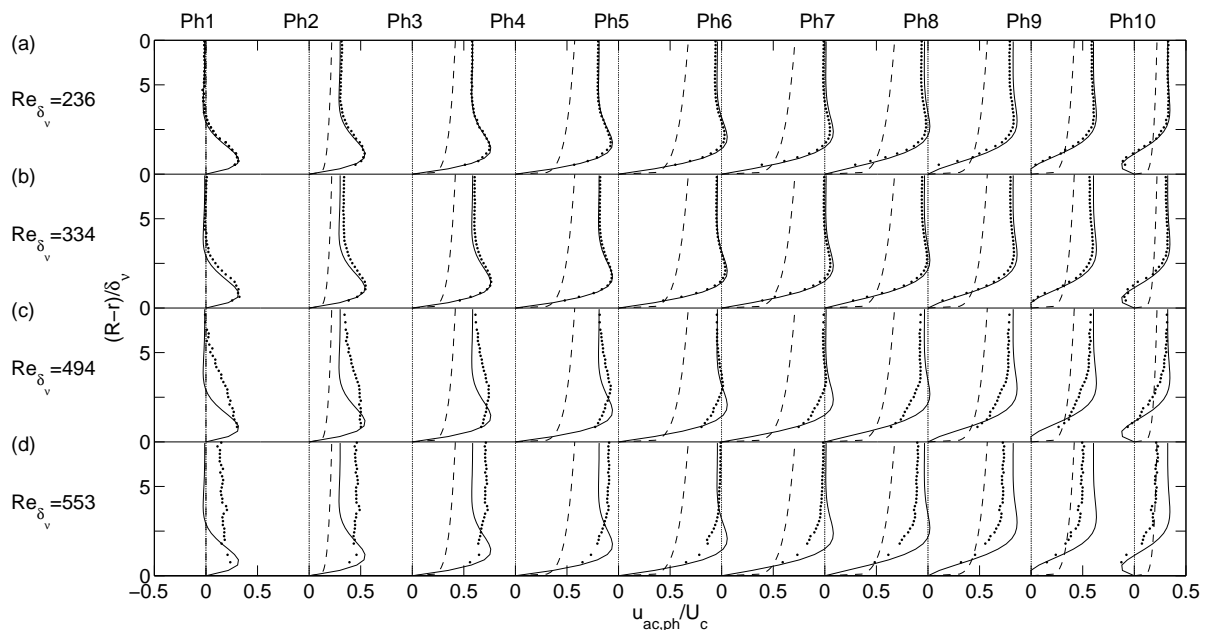


(3)



**Fig. 5.19:** Forme d'onde adimensionnelle de la vitesse acoustique axiale dans le guide d'onde pour  $W_0 = 122$ ; (1) :  $Re_{\delta_v} = 57$  ( $Re = 9742$ ), (2) :  $Re_{\delta_v} = 436$  ( $Re = 75113$ ), (3) :  $Re_{\delta_v} = 505$  ( $Re = 86906$ ); ● : mesures VLD; — : théorie laminaire.

## 5.2. MESURES VLD EN RÉSONATEUR ACOUSTIQUE POUR L'ÉTUDE DE LA TRANSITION À LA TURBULENCE



**Fig. 5.20:** Profils adimensionnels en proche paroi de vitesse acoustique axiale dans le guide d'onde pour  $W_0 = 118$ ;  $\bullet$  : mesures VLD;  $—$  : théorie laminaire;  $- -$  : loi de Blasius de puissance 1/7.

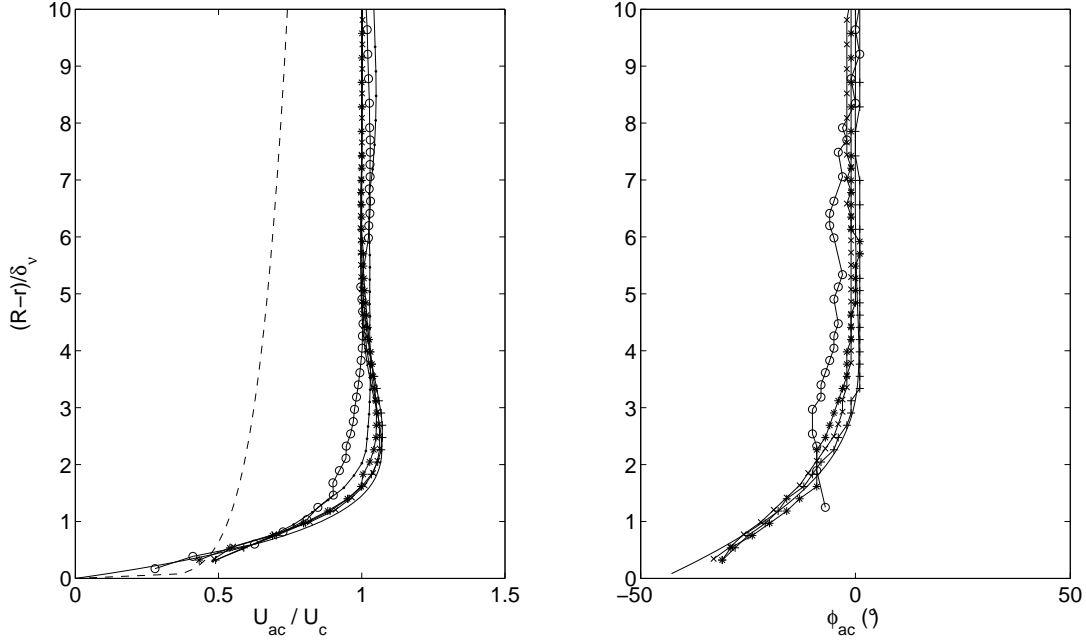
lors des phases de décélération pour le régime turbulent intermittent (d).

### 5.2.2.3 Profils de l'amplitude et de la phase de la vitesse

La Fig. 5.21 montre les différents profils de l'amplitude et de la phase de la vitesse pour différents niveaux et en très proche paroi. Les mesures sont comparées au profil de la vitesse théorique laminaire et de Blasius. Le nombre de Womersley est constant ( $W_0 = 118$ ) et le nombre de Reynolds  $Re_{\delta_v}$  croît de 236 à 772.

A faible amplitude, pour  $Re_{\delta_v} = 236$ , les résultats obtenus avec les mesures VLD sont très proches de la théorie laminaire pour l'amplitude et la phase de la vitesse. Pour  $Re_{\delta_v} = 412$ , une déformation des profils par rapport à ceux de la théorie laminaire apparaît pour la phase de la vitesse en proche paroi. La phase de la vitesse diminue en très proche paroi. Pour  $Re_{\delta_v} = 465$ , une déformation des profils par rapport à ceux de la théorie laminaire apparaît pour l'amplitude et la phase de la vitesse en proche paroi. L'amplitude de la vitesse en très proche paroi diminue et ainsi l'"annulus effect" tend à disparaître. La phase de la vitesse acoustique tend à devenir uniforme sur toute la section de guide. Pour  $Re_{\delta_v} = 553$  et  $Re_{\delta_v} = 772$ , la déformation des profils mesurés par rapport à ceux de la théorie laminaire s'élargissent au centre du guide. Ainsi, la mesure pour  $W_0 = 118$  et  $Re_{\delta_v} = 236$  correspond à un régime laminaire (a) mais pas les autres mesures ( $W_0 = 118$  et  $Re_{\delta_v} \geq 412$ ).

Pour Hino *et al.* [25], lors du régime légèrement turbulent (c), la phase au centre du guide est plus basse que celle donnée par la théorie laminaire, ce qui n'a été observé à aucun moment lors de nos mesures. Nos résultats ne sont pas non plus en accord avec ceux trouvés dans la littérature par Ohmi *et al.* [44] pour le régime turbulent intermittent (d) car l'amplitude de la vitesse ne tend pas vers la loi de Blasius. Cependant, comme observé par Ohmi *et al.* [44], la phase de la vitesse devient uniforme sur toute la section. Ohmi *et al.* sont les seuls à avoir présenté des profils d'amplitude de la vitesse pour le régime turbulent intermittent (d). Cependant, les



**Fig. 5.21:** Profils en proche paroi de l'amplitude de vitesse acoustique axiale  $U$  adimensionnée avec l'amplitude de la vitesse au centre du guide  $U_c$  et de la phase de la vitesse acoustique axiale dans le guide d'onde pour  $W_0 = 118$ ; — : théorie laminaire; - - : loi de Blasius de puissance 1/7; + :  $Re_{\delta_\nu} = 236$  ( $Re = 39469$ );  $\times$  :  $Re_{\delta_\nu} = 412$  ( $Re = 69056$ ); \* :  $Re_{\delta_\nu} = 465$  ( $Re = 77896$ ); . :  $Re_{\delta_\nu} = 553$  ( $Re = 92656$ );  $\circ$  :  $Re_{\delta_\nu} = 772$  ( $Re = 129533$ ).

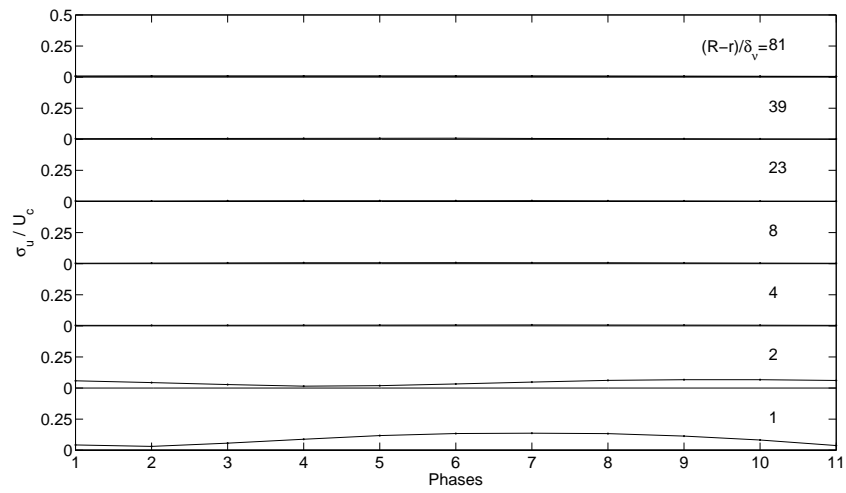
profils de la vitesse par phase du cycle lors de ce même régime ont été présentés par d'autres expérimentateurs (e. g. Akhavan *et al.* [1], Boucheron *et al.* [5]) et Ohmi *et al.* sont les seuls à avoir observé que les profils de la vitesse par phase du cycle tendent vers la loi de Blasius 1/7 pour la phase de décélération lors de ce même régime. On peut supposer que la coïncidence de leurs mesures de l'amplitude de la vitesse vers la loi de Blasius 1/7 est propre à leur configuration expérimentale, en particulier  $W_0 \approx 8$  (très basse fréquence).

#### 5.2.2.4 Intensité turbulente

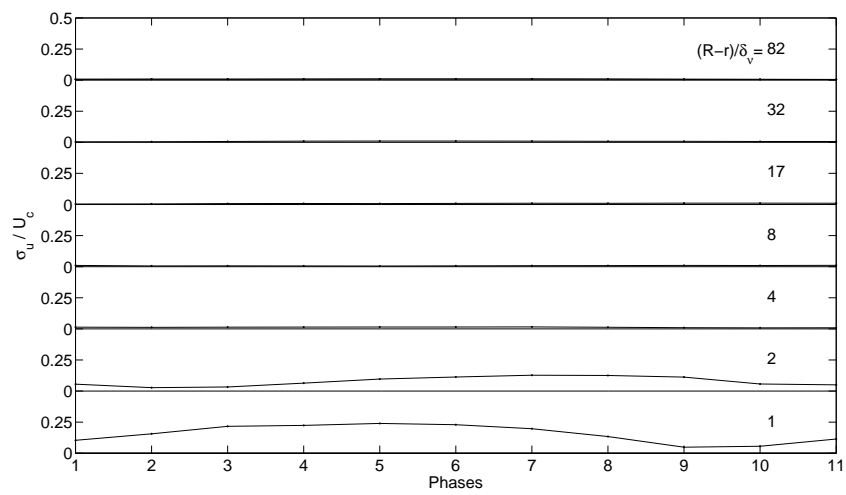
Les formes d'onde de l'intensité turbulente sont données sur la Fig. 5.22 pour  $W_0 = 118$ ,  $Re_{\delta_\nu}$  de 182 à 605 et pour différentes positions dans le guide  $(R-r)/\delta_\nu$ . Cette figure montre que lorsque  $Re_{\delta_\nu}$  augmente la turbulence se propage vers le centre du guide. De plus, en proche paroi, l'amplitude de l'intensité turbulente est maximale à la phase 6. Mais pour les niveaux étudiés, la turbulence est visible uniquement près de la paroi pendant l'ensemble du cycle acoustique. Les profils de l'intensité turbulente axiale renforcent les observations précédentes et mettent en évidence d'autres commentaires. Ces profils de l'intensité turbulente axiale normalisés par rapport à l'amplitude de vitesse au centre du guide  $U_c$  sont visibles sur la Fig. 5.23 pour  $W_0 = 118$ . Pour  $Re_{\delta_\nu} = 119$  (voir Fig. 5.23(a)), la turbulence est présente principalement en fin de d'accélération (phases 4 – 5) et sur les phases de décélération (phases 6 – 10). L'amplitude de la turbulence atteint un niveau maximum lors de la phase 6 qui correspond à la fin de la décélération, ce qui est en accord avec les résultats trouvés dans la littérature par Vittori et Verzicco [66]. L'amplitude de la turbulence, sa proportion sur le cycle et sa proportion sur la section ( $2\delta_\nu$  pour  $Re_{\delta_\nu} = 236$  à  $3\delta_\nu$  pour  $Re_{\delta_\nu} = 494$  pour la phase 6) augmentent avec le nombre de Reynolds. L'ensemble de ces résultats est conforme à ceux trouvés dans la littérature.

## 5.2. MESURES VLD EN RÉSONATEUR ACOUSTIQUE POUR L'ÉTUDE DE LA TRANSITION À LA TURBULENCE

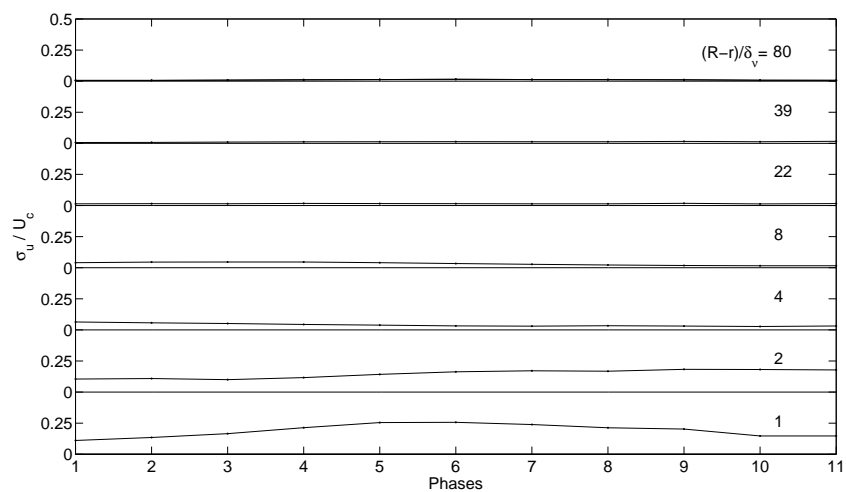
(1)



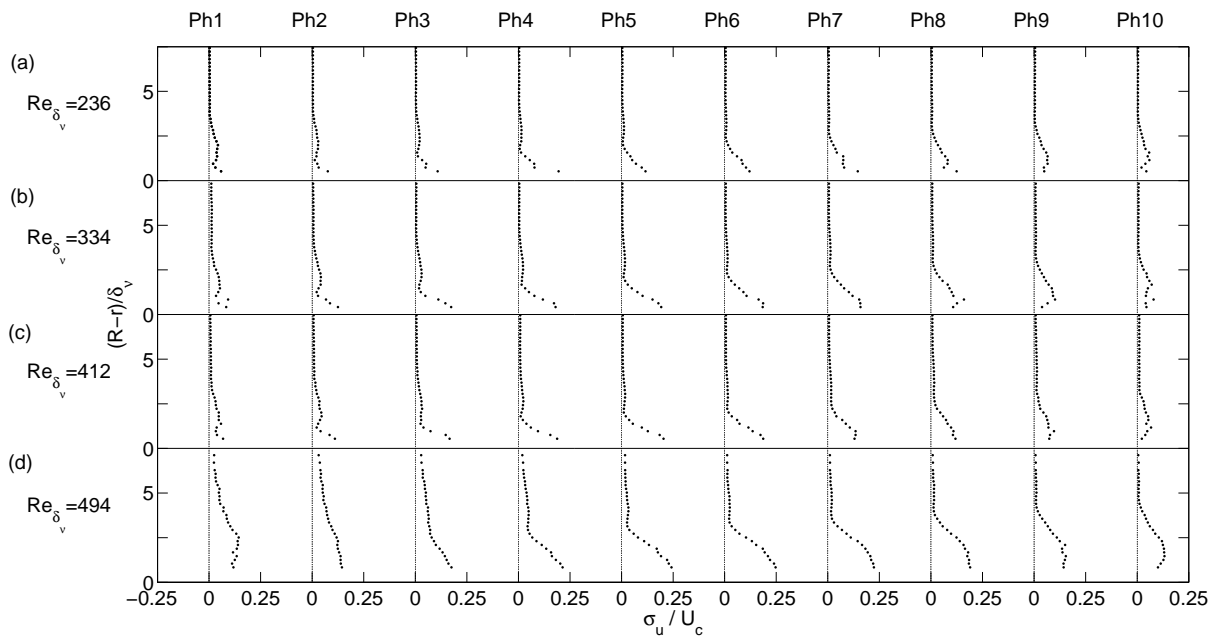
(2)



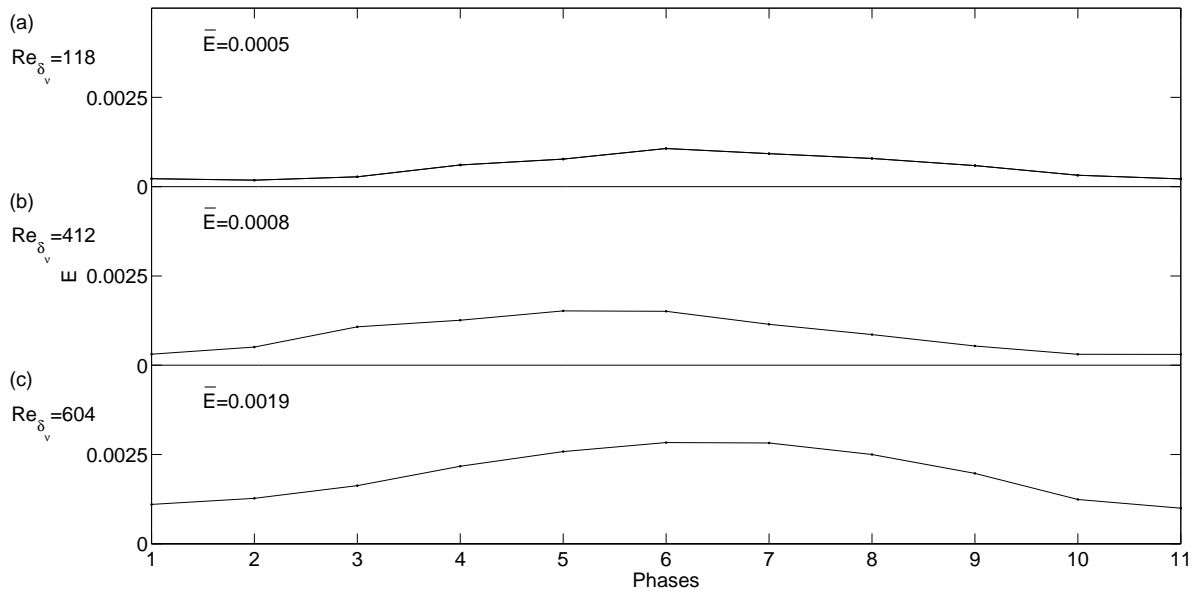
(3)



**Fig. 5.22:** Forme d'onde du taux de turbulence axial dans le guide d'onde par mesure VLD pour  $W_0 = 118$ ; (1) :  $Re_{\delta_v} = 182$  ( $Re = 30451$ ); (2) :  $Re_{\delta_v} = 334$  ( $Re = 55936$ ); (3) :  $Re_{\delta_v} = 605$  ( $Re = 101429$ ).



**Fig. 5.23:** Profils adimensionnels du taux de turbulence axial dans le guide d'onde par mesure VLD pour  $W_0 = 118$ .



**Fig. 5.24:** Énergie cinétique turbulente axiale dans le guide d'onde par mesure VLD pour  $W_0 = 118$ .

Lors de nos mesures ( $Re_{\delta_\nu} < 800$ ), la turbulence n'est pas visible au centre du guide d'onde (voir Fig. 5.22 pour  $(R - r)/\delta_\nu \approx 80$ ) car nos mesures correspondent à un régime 'moins turbulent' que celles de la littérature.

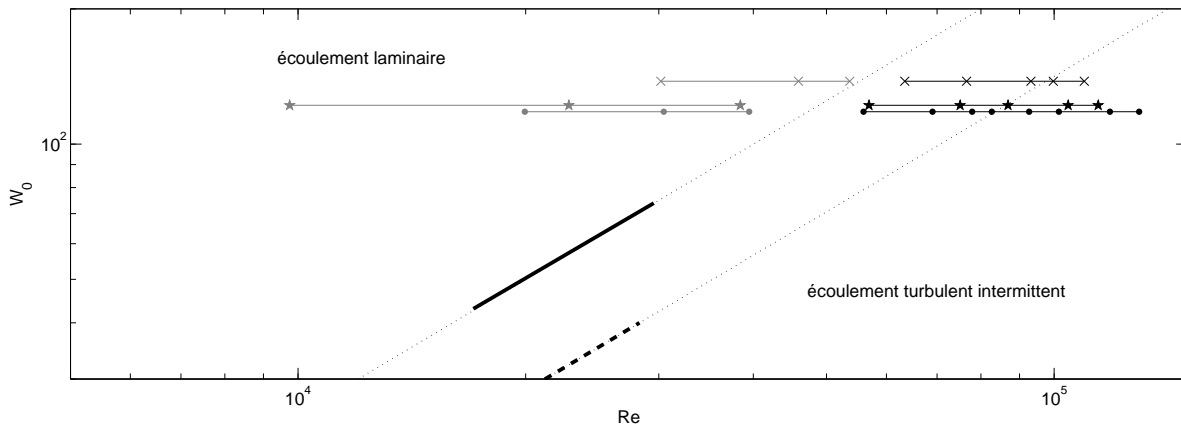
L'évolution de la turbulence sur un cycle acoustique est visible sur la Fig. 5.24 où  $E(t_{ph})$  (Eq. (2.33)) est représentée ainsi que sa valeur moyenne temporelle  $\overline{E}$  (Eq. (2.36)). Lors de nos mesures, l'énergie turbulente est dépendante du nombre de Reynolds car lorsque le nombre de Reynolds  $Re_{\delta_\nu}$  est augmenté, l'énergie cinétique turbulente moyennée  $\overline{E}$  augmente aussi. Ceci est en accord avec les résultats trouvés par Vittori et Verzicco [66] pour le régime turbulent intermittent (d). Durant les phases d'accélération la perturbation augmente, puis diminue lors des phases de décélération avec un maximum à la phase 6 qui correspond à la fin de l'accélération ou au début de la décélération. La perturbation est donc plus importante lorsque l'onde acoustique atteint les grandes vitesses de son cycle. Ces résultats diffèrent de ceux trouvés par Akhavan et *al.* car leurs mesures montrent que l'énergie cinétique turbulente est faible durant les phases d'accélération et augmente rapidement avant le début de la décélération pour diminuer avant l'accélération.

### 5.3 Conclusion

Un certain nombre de travaux, disponibles dans la littérature, portent sur l'étude du phénomène de transition à la turbulence et ont été analysés dans ce chapitre. D'après la littérature, différents régimes d'écoulement, du régime laminaire au régime entièrement turbulent, ont été définis : régime laminaire (a), régime laminaire distordu (b), régime légèrement turbulent (c), régime turbulent intermittent (d), régime fortement turbulent (e) et régime turbulent (f). Cependant, la limite entre chaque régime d'écoulement n'est pas clairement définie. De plus, les études portant sur les écoulements oscillants à des fréquences acoustiques sont très peu nombreuses et seuls les travaux de Merkli et Thomann [37] font office de référence. Leur nombre de Reynolds critique  $Re_{\delta_{\nu c}}$  pour le passage des régimes (a)(b)(c) au régime turbulent intermittent (d) diffère significativement des autres auteurs. L'objectif des mesures de cette thèse est donc de caractériser la transition à la turbulence en guide d'onde acoustique en déterminant un nombre de Reynolds critique  $Re_{\delta_{\nu c}}$  pour le passage des régimes (a)(b)(c) au régime turbulent intermittent (d) et en tentant de caractériser chaque régime.

Dans la seconde partie de ce chapitre, une étude expérimentale sur la transition à la turbulence a été menée en augmentant progressivement l'amplitude de la vitesse et donc le nombre de Reynolds  $Re_{\delta_\nu}$  dans un guide d'onde pour un nombre de Womersley  $W_0$  fixé. Cette augmentation de l'amplitude de la vitesse est associée à une déformation des formes d'onde de la vitesse acoustique, des profils de l'amplitude et de la phase de la vitesse ainsi que celle des profils de la vitesse acoustique par phases prédéfinies du cycle par rapport à ceux donnés par la théorie laminaire. Lorsque  $Re_{\delta_\nu}$  augmente, la forme d'onde de la vitesse acoustique devient en retard de phase lors des phases de décélération par rapport à la théorie laminaire en proche paroi et ce phénomène s'étend vers le centre du guide. De plus, en proche paroi et lors des phases d'accélération, les mesures sont en avance de phase par rapport aux profils de la théorie laminaire. Lorsque  $Re_{\delta_\nu}$  augmente, l'amplitude de la vitesse acoustique en très proche paroi diminue et ainsi l'"annulus effect" tend à disparaître et la phase de la vitesse acoustique tend à devenir uniforme sur toute la section de guide. Pour les profils de la vitesse acoustique par phases prédéfinies du cycle, lorsque  $Re_{\delta_\nu}$  augmente, la déformation est progressive et apparaît d'abord aux phases du cycle acoustique de faible vitesse pour ensuite atteindre toutes les phases du cycle. Cette déformation apparaît d'abord en très proche paroi et s'étend vers le centre du guide. Par contre, la turbulence est d'abord présente en proche paroi pour les phases de fortes vitesses acoustiques et s'étend

ensuite sur tout le cycle et vers le centre du guide. Ainsi l'énergie cinétique turbulente est plus importante pour les phases de fortes vitesses acoustiques et augmente lorsque  $Re_{\delta_\nu}$  est augmenté. Les résultats de ces mesures ont permis de les classer en deux régimes différents : laminaire (dont les profils de l'amplitude et de la phase de la vitesse acoustique ainsi que ceux de la vitesse par phases prédéfinies du cycle suivent le régime laminaire théorique) et non laminaire (dont ces différents profils ne suivent pas le régime laminaire théorique). Le type de régime trouvé pour chaque mesure est reporté dans la dernière colonne de Tab. 5.5. Les caractéristiques des points de mesures qui sont classés dans le régime non laminaire correspondent à celles trouvées dans la littérature pour le régime turbulent intermittent (d). Ainsi les régimes de transition (laminaire distordu (b) et légèrement turbulent (c)) n'ont pas été observés lors de nos mesures.



**Fig. 5.25:** Diagramme de stabilité. Transition à la turbulence déterminée par - - : Sergeev, — : Merkli et Thomann, · · · : prolongement de Sergeev ou Merkli et Thomann; gris : régime laminaire; noir : régime non laminaire; • : points de mesure VLD pour  $W_0 = 118$ , \* : points de mesure VLD pour  $W_0 = 122$ , x : points de mesure VLD pour  $W_0 = 138$ .

Afin de comparer nos mesures avec les résultats des autres auteurs, le diagramme de stabilité a été complété avec nos résultats comme le montre la Fig. 5.25. Nos expériences sont reportées sur le diagramme, les symboles gris représentent les mesures où les profils de vitesse suivent bien les profils théoriques laminaires, les symboles noirs représentent les mesures où une déformation par rapport aux profils de la théorie laminaire est observée. Notre nombre de Reynolds critique,  $Re_{\delta_{\nu,c}}$ , pour le passage à la turbulence du régime (a) à (d) est situé entre 280 et 320. La première remarque est que notre limite entre les écoulements laminaire et turbulent correspond à celle de Merkli et Thomann et non à celle donnée par les autres auteurs. Les fréquences étudiées par Merkli et Thomann sont des fréquences acoustiques audibles, comme pour nos mesures, alors que les autres auteurs ont étudié des fréquences très basses. Cette remarque est peut-être à l'origine des différences rencontrées concernant à la fois la limite entre les écoulements laminaires et les écoulements turbulents mais aussi à l'origine des différences de comportements de l'écoulement lorsque qu'il s'écarte du régime laminaire.

## Chapitre 6

# Étude des écoulements redressés

”Écoulements redressés” (acoustic streaming en anglais) est un terme générique utilisé pour exprimer la vitesse du second ordre qui est induite et superposée à la vitesse acoustique du premier ordre. Dans le cas d’une onde stationnaire dans un guide d’onde cylindrique, les écoulements redressés forment des tourbillons toroïdaux (voir Fig. 1.2). Parmi les différents types d’écoulement redressé, les écoulements redressés décrits par Rayleigh [52] doivent leur origine à l’interaction visqueuse entre le champ acoustique et la paroi. Depuis sa première modélisation par Rayleigh, ce phénomène a motivé de nombreuses études théoriques (e. g. Hamilton *et al.*[19]). Durant ces dix dernières années, les applications thermoacoustiques ont suscité plusieurs études théoriques pour décrire des effets thermiques (e. g. Olson et Swift [47]) et/ou pour étendre la théorie aux conduits étroits (e. g. Bailliet *et al.* [4]). Ces théories proposées restent dans le cadre de la théorie linéaire des écoulements redressés, c’est-à-dire qu’elles considèrent une vitesse des écoulements redressés très petite devant la vitesse acoustique.

Malgré ces études théoriques et en dépit du développement des techniques Laser, les études expérimentales sur les écoulements redressés sont peu nombreuses (e. g. [57, 61]). En particulier, il existe des tourbillons des écoulements redressés dans la couche limite, tourbillons internes, dont le sens de rotation est opposé à ceux du corps du guide, tourbillons externes, mais il n’existe pas d’étude expérimentale sur la caractérisation de ces tourbillons internes. De plus, l’étude des écoulements redressés pour des niveaux acoustiques élevés n’a pas été réalisée.

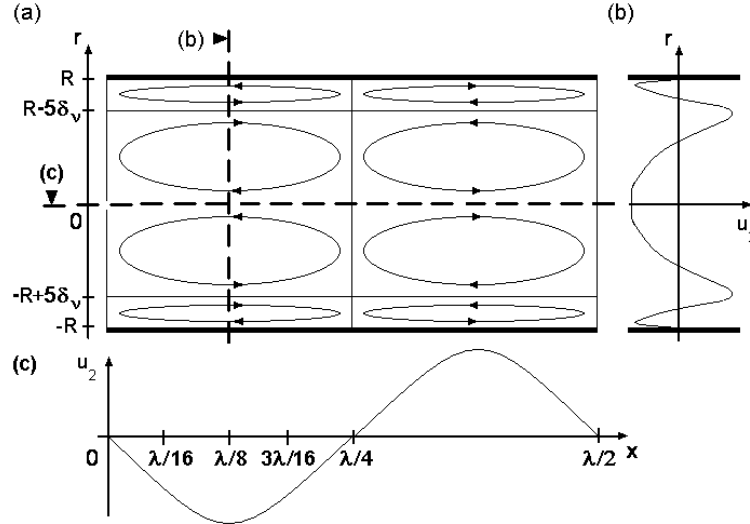
Les phénomènes non-linéaires provoqués par les forts niveaux acoustiques, en particulier dans les machines thermoacoustiques, induisent des écoulements redressés. Les dispositifs thermoacoustiques sont constitués d’un résonateur dans lequel est placé un empilement de guides étroits (stacks) qui est le siège d’un gradient de température. Les écoulements redressés génèrent un flux de masse et donc un flux de chaleur dont les effets sont particulièrement importants dans la région de l’empilement où s’effectue le processus thermoacoustique. L’empilement peut modifier le schéma de Rayleigh des tourbillons des écoulements redressés dans un guide d’onde sans obstacle, ou peut ne quasiment rien modifier comme pour les écoulements acoustiques. Un empilement est introduit dans le guide d’onde pour observer les effets qu’il entraîne sur les écoulements redressés du guide d’onde.

Dans ce chapitre, les études théoriques et expérimentales sur les écoulements redressés trouvées dans les travaux publiés sont présentées dans une première partie. Ensuite, les tourbillons internes et externes des écoulements redressés générés par une onde acoustique stationnaire en résonateur cylindrique sont étudiés expérimentalement par VLD et comparés à différentes théories. La vitesse des écoulements redressés étant la vitesse du second ordre, les développements métrologiques décrits dans le Chapitre 2 sont indispensables pour pouvoir mesu-



rer cette vitesse qui est environ de deux ordres de grandeur plus petite que la vitesse acoustique. Ces études ont fait l'objet d'un article accepté pour publication dans une revue à comité de lecture [40] et d'une communication lors d'un congrès international d'acoustique avec actes [38]. La dernière partie de ce chapitre traite de l'influence d'un empilement (stack) sur les tourbillons des écoulements redressés du guide d'onde.

## 6.1 Bibliographie



**Fig. 6.1:** Schématisation des tourbillons des écoulements redressés (pour  $\frac{R}{\delta_\nu} \approx 4$  ce qui correspond à un tube étroit); En (a), les écoulements redressés dans un guide d'onde sont schématisés; En (b), le profil de la vitesse des écoulements redressés selon l'axe radial  $r$  est représenté pour  $x = \frac{\lambda}{8}$ . En (c), le profil de la vitesse des écoulements redressés selon l'axe  $x$  est représenté pour  $r = 0$ .

Pour un résonateur bidimensionnel avec paroi rigide dans lequel est établie une onde stationnaire acoustique en  $\frac{\lambda}{2}$ , les tourbillons des écoulements redressés sont présents de chaque côté de l'axe central du guide et espacés par intervalles de  $\frac{\lambda}{4}$  (périodiques en  $\frac{\lambda}{2}$ ) comme le montre la Fig. 6.1(a) [20]. Pour les tourbillons externes (appelés aussi tourbillons centraux) des écoulements redressés ( $-R + 5\delta_\nu < r < R - 5\delta_\nu$ ), l'écoulement le long des parois se fait vers les noeuds de vitesse de l'onde stationnaire et revient le long de l'axe central du guide pour former une boucle fermée. Les tourbillons des écoulements redressés près de la paroi, tourbillons internes, ont des directions de rotation opposées à celles des tourbillons externes. A noter que pour la Fig. 6.1, les écoulements redressés sont schématisés dans un guide étroit ( $\frac{R}{\delta_\nu} \approx 4$ ) ce qui ne correspond pas à notre configuration expérimentale ( $\frac{R}{\delta_\nu} \approx 100$ ) mais permet de visualiser les tourbillons internes.

### 6.1.1 Études théoriques

Après une première observation visuelle des tourbillons des écoulements redressés par Faraday [14] en 1831 (lors d'observations des figures formées par de fines particules placées sur une surface élastique mise en vibration), le problème fut initialement résolu par Rayleigh [52] en 1883 pour les guides d'onde larges (dans lesquels la couche limite est négligeable devant le diamètre du guide). En appliquant des approximations successives sur les équations gouvernant le mouvement du fluide, il fut capable de montrer que les écoulements redressés sont dus à la génération de force de Reynolds (valeurs moyennes non nulles des termes quadratiques acoustiques intervenant dans l'équation de la quantité de mouvement). Sa solution décrit les tourbillons externes

des écoulements redressés

$$u_{2,Rayleigh} = \frac{A^2}{4c} \sin(2kx) \left( \frac{1}{2} e^{-2R(1+\eta)/\delta_\nu} + e^{-R(1+\eta)/\delta_\nu} \cos\left(\frac{R(1+\eta)}{\delta_\nu}\right) + 2e^{-R(1+\eta)/\delta_\nu} \sin\left(\frac{R(1+\eta)}{\delta_\nu}\right) + \frac{3}{4} - \frac{9\eta^2}{4} \right), \quad (6.1)$$

avec  $A$  l'amplitude de la vitesse acoustique,  $x$  la coordonné axiale,  $k$  le nombre d'onde complexe et  $\eta = \frac{r}{R}$  la coordonnée polaire avec  $r$  la distance par rapport à l'axe du guide. Sa solution montre que le profil de la composante axiale de la vitesse des tourbillons externes des écoulements redressés est parabolique.

Les effets thermiques sur les tourbillons externes des écoulements redressés ont été initialement considérés par Rott [54]. Ses résultats, limités aux guides d'onde larges, incluent les effets de la conduction de la chaleur, la dépendance de la viscosité à la température du fluide et les effets du gradient de température imposé le long des parois. Dans le cas d'un gradient de température nul, Rott obtient une vitesse axiale des écoulements redressés donnée par

$$u_{2,Rott} = (1 + \alpha)u_{2,Rayleigh}, \quad (6.2)$$

où la constante  $\alpha$  représente une correction de l'amplitude de la vitesse axiale des écoulements redressés. La valeur de la constante  $\alpha$  dans l'air en condition standard est  $\alpha = 0.030$ , donc les effets thermiques altèrent la vitesse des écoulements redressés en guide d'onde large de seulement quelques pourcents dans le cas d'un gradient de température nul. Plus tardivement et indépendamment, Qi [50] obtient un résultat similaire à Rott mais en négligeant la dépendance de la viscosité et de la conductivité thermique à la température. A la différence des études précédentes, Qi décrit à la fois les tourbillons internes et externes des écoulements redressés.

Récemment, un renouveau d'intérêt dans les études théoriques des écoulements redressés apparaît dû à leur importance dans les dispositifs de grandes amplitudes acoustiques comme les dispositifs thermoacoustiques. C'est pourquoi la restriction des études théoriques aux guides d'onde larges doit être levée et un gradient de température moyen doit être pris en compte. L'étude théorique faite par Waxler [67] étend la théorie de Rott aux canaux de hauteur quelconque avec un gradient de température moyen. Les études de Bailliet *et al.* [4] ont introduit un gradient de température moyen dans des guides d'onde bidimensionnels et des guides cylindriques de dimensions quelconques (larges et étroits). Dans le cas du guide cylindrique où le gradient de température est nul, ils montrent que le second ordre de la vitesse acoustique exprimée en coordonnées polaires dépend de quantités acoustiques, de la géométrie du système et des propriétés thermophysiques du fluide selon

$$u_{2,Bailliet} = \frac{4}{\rho_0}(\eta^2 - 1) \int_0^1 \overline{\rho_1 u_{1x} \eta} d\eta + \frac{4R^2}{\mu_0}(\eta^2 - 1) \times \int_0^1 \eta \int_{-1}^{\eta} \frac{1}{\eta'} \int_0^{\eta'} \partial_x(\rho_0 \overline{u_{1x}^2}) \eta'' d\eta d\eta' d\eta'' + \frac{4R}{\nu_0}(\eta^2 - 1) \int_0^1 \eta \int_{-1}^{\eta} \overline{u_{1x} u_{1\eta}} d\eta d\eta' - \frac{4\beta}{T_0}(\eta^2 - 1) \int_0^1 \int_{-1}^{\eta} \overline{T_1 \partial_\eta u_{1x}} d\eta d\eta' + \frac{R^2}{\mu_0} \int_{-1}^{\eta} \frac{1}{\eta'} \int_0^{\eta'} \partial_x(\rho_0 \overline{u_{1x}^2}) \eta'' d\eta' d\eta'' + \frac{R}{\nu_0} \int_{-1}^{\eta} \overline{u_{1x} u_{1\eta}} d\eta' - \frac{\beta}{T_0} \int_{-1}^{\eta} \overline{T_1 \partial_\eta u_{1x}} d\eta' \quad (6.3)$$

avec  $\rho$  la densité,  $\mu = \rho\nu$  la viscosité dynamique,  $T$  la température,  $\partial_x$  la dérivée axiale,  $u_{1x}$  et  $u_{1\eta}$  la vitesse particulière du premier ordre axiale et radiale ; le surlignement est utilisé pour désigner des quantité moyennées dans le temps, l'indice 0 se réfère à des quantités moyennes, l'indice 1 à des quantité du premier ordre et l'indice 2 à des quantités du second ordre. Hamilton

*et al.* [19] [20] ont aussi étudié analytiquement les écoulements redressés produits par une onde stationnaire dans un guide de dimensions variables. Pour les guides d'onde large ( $R \gg \delta_\nu$ ) et sans gradient de température aux parois, leurs résultats ainsi que ceux de Waxler [67] et Bailliet *et al.* [4] sont en accord avec les prédictions théoriques de Rott [54].

Toutes les études précédentes considèrent une vitesse des écoulements redressés très petite, suffisamment petite pour prétendre que les variables du premier ordre ne sont pas perturbées par les écoulements redressés. Les équations linéaires données par les différents auteurs décrivent les écoulements redressés tant que le signal acoustique n'atteint pas des niveaux sonores trop élevés. Lorsque la vitesse des écoulements redressés augmente, des études théoriques récentes menées par Menguy et Gilbert [36] montrent que les effets non-linéaires de l'inertie du fluide rendent les écoulements redressés distordus. Ils ont montré que le profil de la composante axiale de la vitesse des tourbillons externes des écoulements redressés n'est plus parabolique pour des amplitudes acoustiques relativement importantes. Pour le cas d'un guide d'onde, cet effet est déterminé par un nombre de Reynolds approprié<sup>1</sup>

$$Re_{NL} = \left(\frac{A}{c}\right)^2 \left(\frac{R}{\delta_\nu}\right)^2, \quad (6.4)$$

avec  $c$  la célérité acoustique.  $Re_{NL}$  décrit différents régimes des écoulements redressés. Le cas  $Re_{NL} \ll 1$  correspond à des écoulements redressés lents pour lesquels le profil de la vitesse des écoulements redressés est parabolique. Le cas  $Re_{NL} \geq 1$  se réfère à des écoulements redressés non-linéaires ou écoulements redressés rapides pour lesquels le profil de la vitesse des écoulements redressés s'éloigne du profil parabolique. Hormis les calculs numériques de Menguy et Gilbert valides pour  $Re_{NL} \approx 1$ , toutes les études théoriques citées précédemment ne sont valables que pour  $Re_{NL} \ll 1$ .

### 6.1.2 Etudes expérimentales

Dans la littérature, peu d'études expérimentales portent sur les écoulements redressés et la majorité des mesures ont été faites avant le développement des mesures optiques. A notre connaissance, seulement deux équipes de recherche ont à ce jour obtenu des mesures quantitatives des écoulements redressés dans un guide d'onde.

Les écoulements redressés associés à une onde stationnaire monofréquentielle dans un résonateur ont été étudiés par Sharpe *et al.* [57] (guide cylindrique,  $f = 2460\text{Hz}$ ,  $A = 2.5\text{m/s}$ ,  $Re_{NL} = 4$ ), Arroyo et Greated [3] (guide rectangulaire,  $f = 1910\text{Hz}$ ,  $A = 1.5\text{m/s}$ ,  $Re_{NL} = 1$ ), Hann et Greated [21] (guide de section carré,  $f = 1600\text{Hz}$ ,  $A = 2.1\text{m/s}$ ,  $Re_{NL} = 3$ ) et Campbell *et al.* [7] (guide cylindrique,  $f = 1975\text{Hz}$ ,  $A \approx 1.5\text{m/s}$ ,  $Re_{NL} = 4$ ). Ces auteurs ont utilisé la PIV pour extraire la composante axiale de la vitesse des tourbillons externes des écoulements redressés. Leurs résultats sont en accords avec les prédictions de Rott.

Des études très récentes par mesures VLD ont été réalisées par Thompson *et al.* [62] (guide cylindrique,  $f = 310\text{Hz}$ ,  $2.7 < A < 8.6\text{m/s}$ ,  $2 < Re_{NL} < 20$ ) sur la vitesse des tourbillons externes des écoulements redressés. Leurs résultats pour  $Re_{NL} \approx 1$  montrent que la vitesse des écoulements redressés est plus proche des prédictions de Rott que celles de Menguy and Gilbert, suggérant ainsi que l'influence de l'inertie du fluide sur les écoulements redressés n'est pas

---

<sup>1</sup>Le nombre de Reynolds défini par l'Eq. (6.4) est différent de celui de Menguy and Gilbert [36] (du à une définition différente du  $\delta_\nu$ ) et de Thompson *et al.* [60, 61, 62] (du à une définition différente du  $Re_{NL}$ ) : leur nombre de Reynolds correspond au nombre de Reynolds défini par l'Eq. (6.4) multiplié par 2.

aussi déterminante que les conditions thermiques. Thompson *et al.* ont considéré trois conditions thermiques différentes aux parois du guide d'onde : isotherme (les parois du guide d'onde sont maintenues à une température constante), incontrôlée (les parois du guide d'onde sont simplement entourées de l'air ambiant) et isolée (les parois du guide d'onde sont entourées d'une matière isolante en polyéthylène). Pour  $Re_{NL} > 1$ , ils ont observé que, lorsque l'amplitude du gradient de température augmente, l'amplitude de la vitesse des écoulements redressés diminue et la forme de ceux-ci se distord de plus en plus. Ils trouvent que le gradient axial de température influence la composante axiale de la vitesse des écoulements redressés. Pour un nombre de Reynolds élevé, leurs résultats pour la vitesse des écoulements redressés ne correspondent à aucune théorie développée.

En dépit des développements théoriques des tourbillons internes des écoulements redressés, il n'existe pas d'études expérimentales pour mettre en évidence et caractériser ces tourbillons internes. Le but de la présente étude est notamment de mesurer par VLD la vitesse en proche paroi pour détecter des tourbillons internes des écoulements redressés et pour étudier leur évolution lorsque le nombre de Reynolds augmente. De plus, des mesures de la vitesse des écoulements redressés pour des nombre de Reynolds  $Re_{NL}$  jamais atteint sont réalisées.

## 6.2 Mesures VLD des écoulements redressés

### 6.2.1 Procédure

Le montage utilisé pour l'étude des écoulements redressés est le même que pour l'étude de la transition à la turbulence (voir partie 5.2.1.1). La longueur totale du guide d'onde cylindrique,  $L$ , étant supérieure à  $\frac{\lambda}{2}$  et celle d'un tourbillon des écoulements redressés de  $\frac{\lambda}{4}$ , deux tourbillons des écoulements redressés sont attendus sur la longueur du guide comme schématisé sur la Fig. 6.1(a).

La détermination de la vitesse des écoulements redressés est réalisée par la méthode exposée dans la partie 2.2. Les mesures brutes VLD sont ramenées sur une période puis rééchantillonnées uniformément sur cette période. La vitesse des écoulements redressés est la moyenne de ces valeurs rééchantillonnées (Eq. (2.15)).

L'étude de l'influence des convergents sur les écoulements redressés (voir partie 4.3.3) a montré que la distance de stabilisation des écoulements redressés a été estimée à 0.34m pour  $A < 29\text{m/s}$  et inférieure à 0.25m pour  $A \geq 29\text{m/s}$  pour une fréquence  $f = 88\text{Hz}$ .

Le tableau suivant présente les mesures effectuées pour l'étude des écoulements redressés dont les résultats seront analysés dans les paragraphes suivants. La vitesse axiale acoustique a été mesurée selon l'axe radial  $r$  pour plusieurs positions sur l'axe du guide d'onde :  $x = \lambda/14$ ,  $x = \lambda/16$ ,  $x = \lambda/8$  et  $x = 3\lambda/16$ . Différentes combinaisons sont définies entre la fréquence  $f_{ac}$ , l'amplitude de la vitesse acoustique  $A$  et le nombre de Reynolds  $Re_{NL}$ . Des mesures de la vitesse axiale au centre du guide d'onde ( $r = 0$ ) suivant l'axe  $x$  ont été réalisées pour  $f_{ac} = 88\text{Hz}$ .

Dans la littérature, les mesure de vitesse des tourbillons des écoulements redressés ont seulement été effectuées pour les tourbillons externes et pour  $Re_{NL} \leq 20$ . Dans la première partie, nos résultats de vitesse des tourbillons externes des écoulements redressés seront donc exposés et comparés aux résultats trouvés dans la littérature. Puis, dans la seconde partie, les résultats dans la région proche paroi seront présentés. Enfin, l'influence d'un obstacle sur l'écoulement redressé sera étudié.

position $x$	$f_{ac}$ (Hz)	$A$ (m/s)	$U_c$ (m/s)	$Re_{NL}$
$\lambda/14$	114	26	24	53
$\lambda/14$	114	32	29	78
$\lambda/14$	114	38	35	115
$\lambda/14$	114	41	37	132
$\lambda/14$	114	45	41	159
$\lambda/14$	114	53	48	219
$\lambda/16$	88	22	21	30
$\lambda/16$	88	29	27	51
$\lambda/16$	88	34	31	68
$\lambda/16$	88	41	38	100
$\lambda/16$	88	45	41	119
$\lambda/8$	88	3	2	0.5
$\lambda/8$	88	4	3	1
$\lambda/8$	88	9	6	5
$\lambda/8$	88	15	11	13
$\lambda/8$	88	22	16	30
$\lambda/8$	88	29	21	51
$\lambda/8$	88	34	24	68
$\lambda/8$	88	41	29	100
$\lambda/8$	88	45	32	119
$3\lambda/16$	88	3	1	0.5
$3\lambda/16$	88	4	1	1
$3\lambda/16$	88	9	3	5
$3\lambda/16$	88	15	6	13
$3\lambda/16$	88	22	8	30
$3\lambda/16$	88	29	11	51
$3\lambda/16$	88	34	13	68
$3\lambda/16$	88	41	16	100
$3\lambda/16$	88	45	17	119

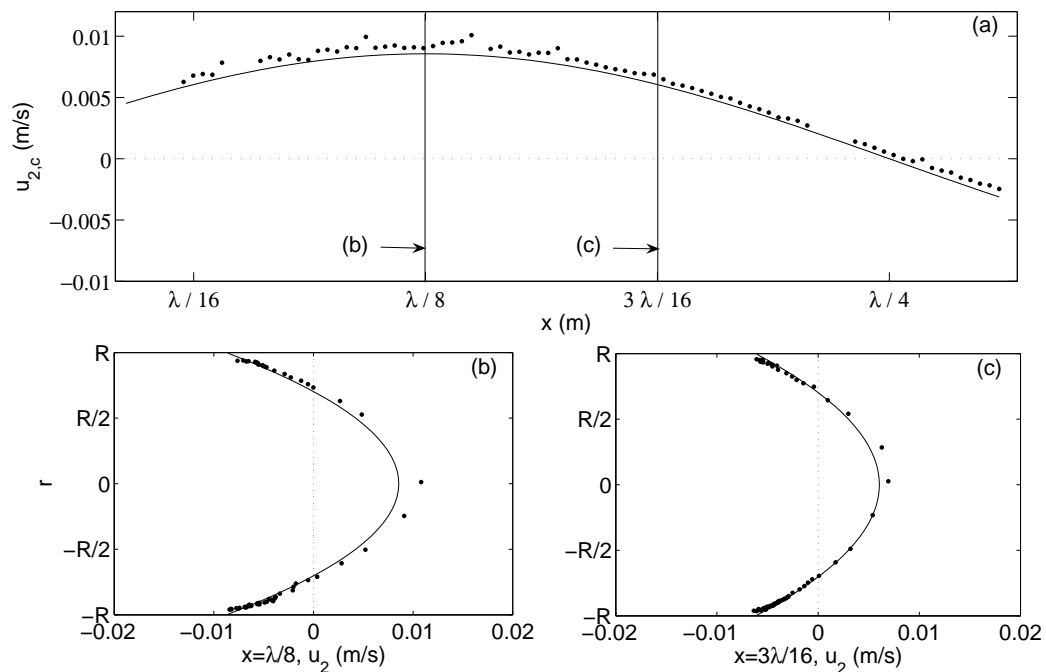
**Tab. 6.1:** Caractéristiques des différentes expériences menées dans le résonateur de section circulaire pour l'étude des écoulements redressés (avec  $x$  la coordonnée axiale des mesures dans le guide d'onde,  $f_{ac}$  la fréquence acoustique,  $A$  l'amplitude de la vitesse acoustique au centre du guide,  $U_c$  l'amplitude de la vitesse au centre du guide pour la position  $x$ ,  $Re_{NL}$  le nombre de Reynolds non linéaire).

### 6.2.2 Mesures des tourbillons externes des écoulements redressés

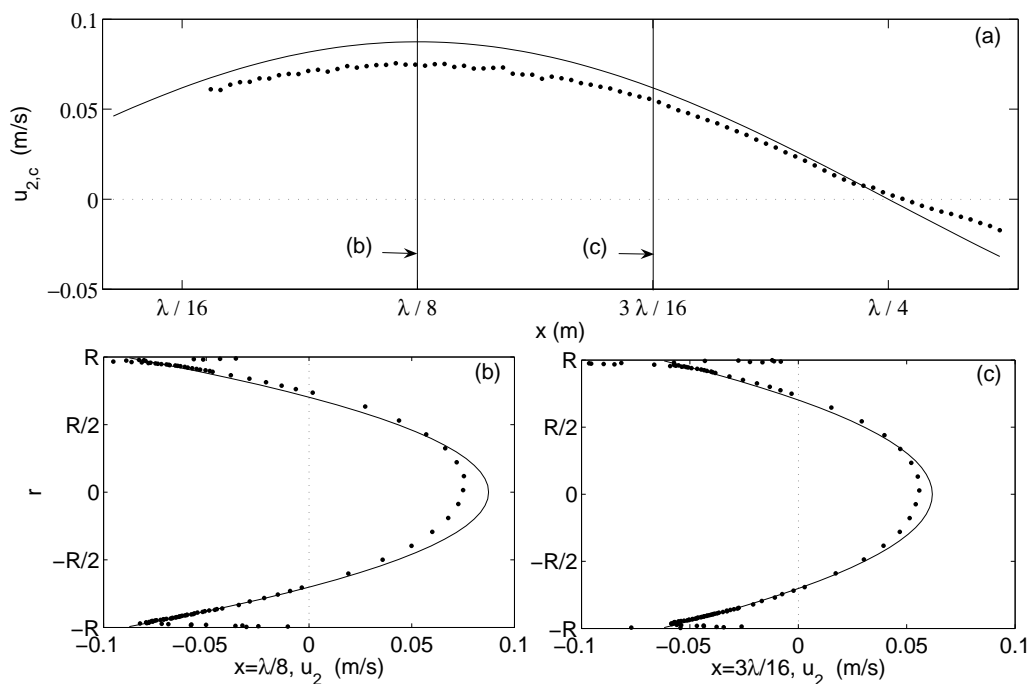
Les Fig. 6.2, Fig. 6.3, Fig. 6.4 et Fig. 6.5 représentent les résultats de la mesure de la vitesse axiale des écoulements redressés,  $u_2$ , pour différents nombres de Reynolds non linéaires :  $Re_{NL} = 0.5$ ,  $Re_{NL} = 5$ ,  $Re_{NL} = 30$  et  $Re_{NL} = 100$ . L'expression théorique donnée par Rayleigh (Eq.(6.1)) est aussi représentée pour comparaison. Rappelons que l'Eq.(6.1) est valable uniquement pour les tourbillons externes et pour  $Re_{NL} \ll 1$ .

Pour un écoulement redressé lent (Fig. 6.2), les mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide sont légèrement supérieures aux courbes théoriques de Rayleigh. Lorsque le niveau acoustique est augmenté (Fig. 6.3, Fig. 6.4 et Fig. 6.5), les mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide tendent vers la prédiction théorique de Rayleigh puis deviennent inférieures, en accord avec les résultats de Thompson *et al.* [62]. La

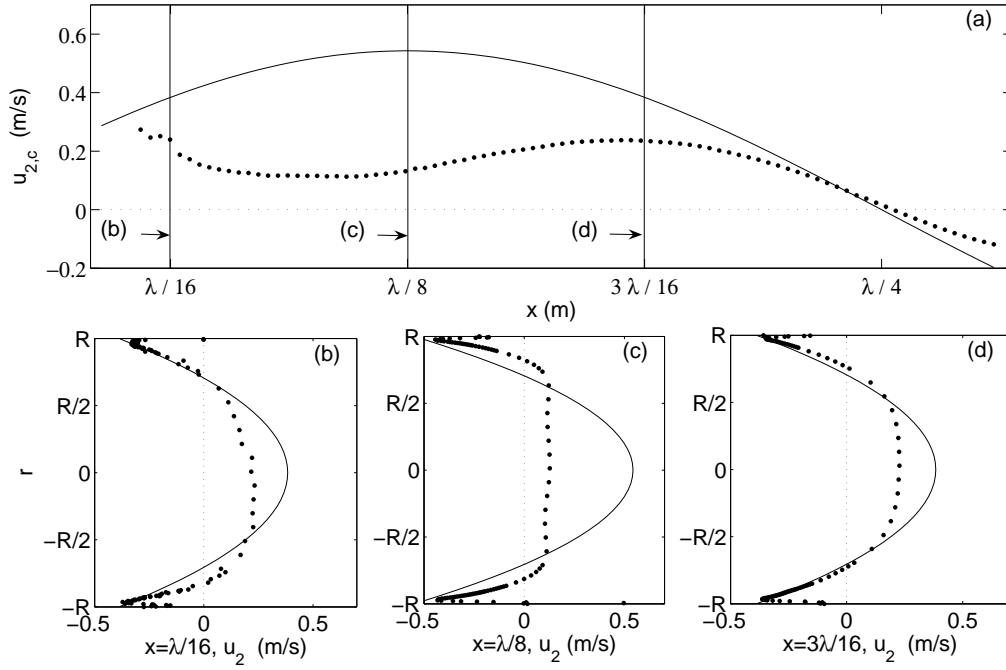
## 6.2. MESURES VLD DES ÉCOULEMENTS REDRESSÉS



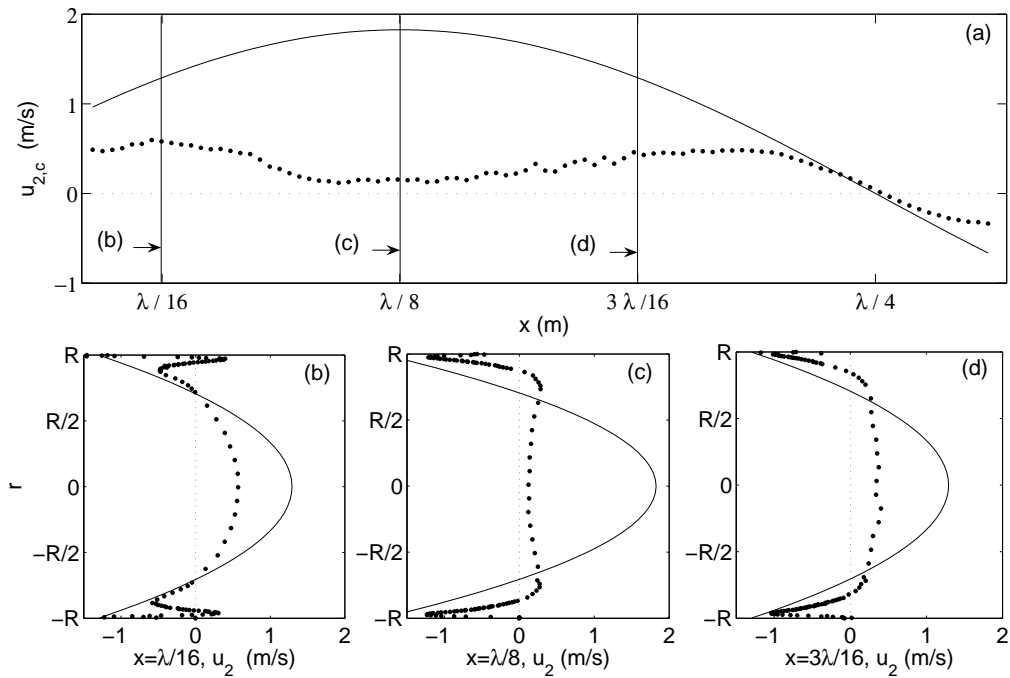
**Fig. 6.2:** Mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés ( $\bullet$ ) pour  $Re_{NL} = 0.5$  ( $f_{ac} = 88\text{Hz}$ ) comparée à l'expression théorique de Rayleigh ( $—$ ). En (a), la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide ( $r = 0$ ) est représentée. En (b) et (c), la vitesse axiale des écoulements redressés est représentée selon l'axe radial  $r$  pour  $x = \frac{\lambda}{8}$  et  $x = \frac{3\lambda}{16}$  respectivement.



**Fig. 6.3:** Mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés ( $\bullet$ ) pour  $Re_{NL} = 5$  ( $f_{ac} = 88\text{Hz}$ ) comparée à l'expression théorique de Rayleigh ( $—$ ). En (a), la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide ( $r = 0$ ) est représentée. En (b) et (c), la vitesse axiale des écoulements redressés est représentée selon l'axe radial  $r$  pour  $x = \frac{\lambda}{8}$  et  $x = \frac{3\lambda}{16}$  respectivement.



**Fig. 6.4:** Mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés (●) pour  $Re_{NL} = 30$  ( $f_{ac} = 88\text{Hz}$ ) comparée à l'expression théorique de Rayleigh (—). En (a), la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide ( $r = 0$ ) est représentée. En (b), (c) et (d), la vitesse axiale des écoulements redressés est représentée selon l'axe radial  $r$  pour  $x = \frac{\lambda}{16}$ ,  $x = \frac{\lambda}{8}$  et  $x = \frac{3\lambda}{16}$  respectivement.

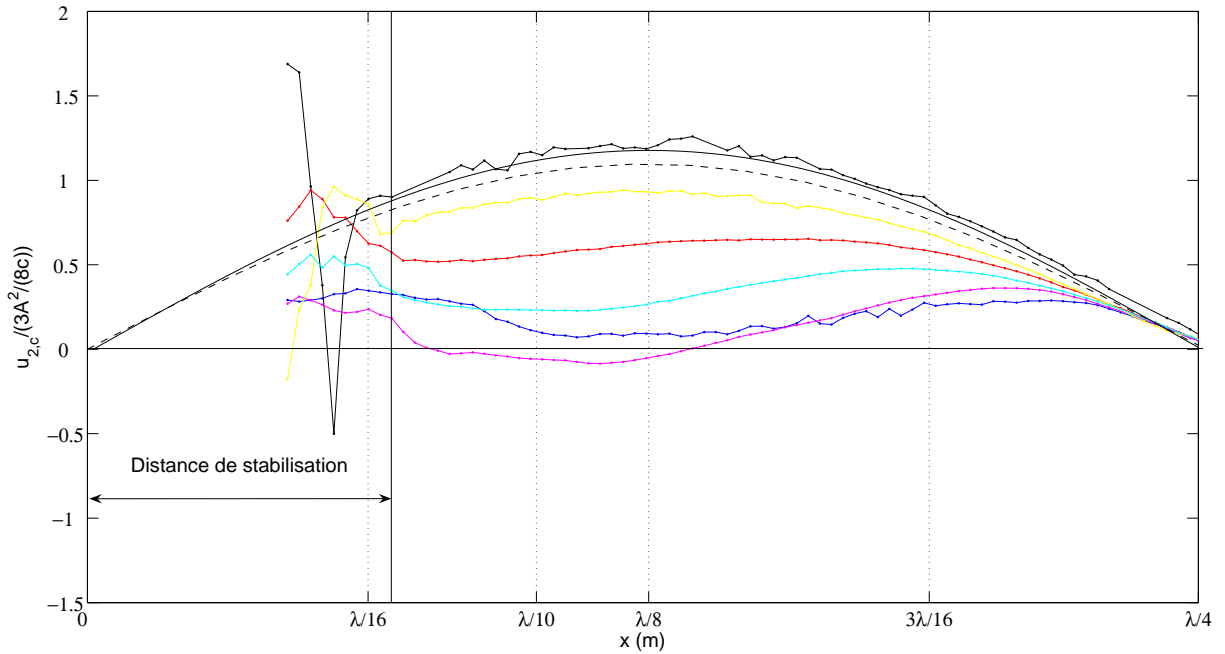


**Fig. 6.5:** Mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés (●) pour  $Re_{NL} = 100$  ( $f_{ac} = 88\text{Hz}$ ) comparée à l'expression théorique de Rayleigh (—). En (a), la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide ( $r = 0$ ) est représentée. En (b), (c) et (d), la vitesse axiale des écoulements redressés est représentée selon l'axe radial  $r$  pour  $x = \frac{\lambda}{16}$ ,  $x = \frac{\lambda}{8}$  et  $x = \frac{3\lambda}{16}$  respectivement.

## 6.2. MESURES VLD DES ÉCOULEMENTS REDRESSÉS

déformation du profil de la vitesse des écoulements redressés par rapport à la théorie laminaire est maximum vers  $x = 0.4\frac{\lambda}{4}$  (voir Fig. 6.3(a), Fig. 6.4(a) et Fig. 6.5(a)), en accord avec le résultat des études précédentes [62]<sup>2</sup>. Ainsi les profils des écoulements redressés selon l'axe radial  $r$  sont plus déformés par rapport à la théorie de Rayleigh pour  $x = \frac{\lambda}{8}$  (voir Fig. 6.3(c) et Fig. 6.4(c)) que pour les autres positions (voir Fig. 6.3(b) et (d) et Fig. 6.4(b) et (d)). Pour un écoulement redressé rapide (Fig. 6.5), la vitesse axiale mesurée des écoulements redressés au centre du guide tend vers zéro.

Dans notre étude, la section du résonateur est simplement entourée de l'air ambiant ce qui correspond normalement à une condition thermique incontrôlée des parois du guide d'onde. La Fig. 6.3 présente les profils de la composante axiale de la vitesse des écoulements redressés pour  $Re_{NL} = 5$ , qui sont en accord avec les résultats de Thompson *et al.* [62] pour ce même nombre de Reynolds<sup>3</sup> et une condition thermique incontrôlée. L'évolution des écoulements redressés pour des nombres de Reynolds plus élevés (Fig. 6.4) est comparable à celle trouvée par Thompson *et al.* pour une condition thermique incontrôlée et confirme donc que les conditions thermiques aux limites du guide d'onde peuvent être considérées comme incontrôlées.



**Fig. 6.6:** Profil des mesures de la vitesse des écoulements redressés au centre du guide d'onde,  $u_{2,c}$ , normalisée par l'amplitude de la vitesse des écoulements redressés théorique,  $\frac{3A^2}{8c}$ , le long du guide d'onde,  $x$ , pour  $Re_{NL} = 0.5$  (noir),  $Re_{NL} = 5$  (jaune),  $Re_{NL} = 13$  (rouge),  $Re_{NL} = 30$  (cyan),  $Re_{NL} = 51$  (rose) et  $Re_{NL} = 100$  (bleu) ( $f = 88\text{Hz}$ ); - - : résultat théorique de Rayleigh; - : résultat théorique de Bailliet *et al.*.

La Fig. 6.6 représente l'évolution de la vitesse axiale normalisée des écoulements redressés (définie comme le rapport entre la vitesse axiale des écoulements redressés selon l'axe  $x$  au centre du guide  $u_{2,c}$  ( $r = 0$ ) par l'amplitude de la vitesse des écoulements redressés théorique,  $\frac{3A^2}{8c}$ ) pour plusieurs nombres de Reynolds  $Re_{NL}$  :  $Re_{NL} = 0.5$ ,  $Re_{NL} = 5$ ,  $Re_{NL} = 13$ ,  $Re_{NL} = 30$ ,  $Re_{NL} = 51$  et  $Re_{NL} = 100$ . Les expressions théoriques données par Rayleigh (Eq.(6.1)) et

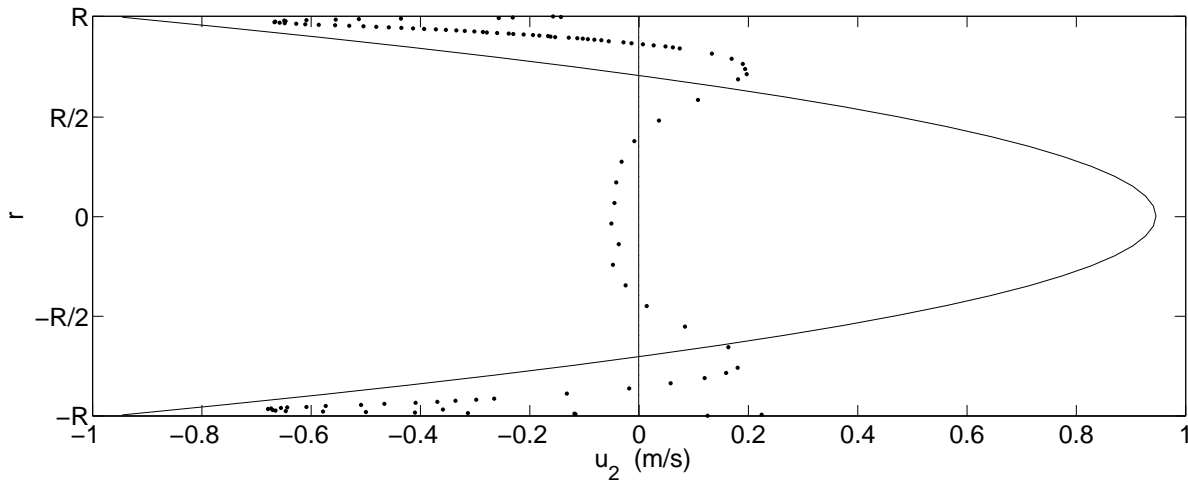
<sup>2</sup>Dans [62], la déformation du profil de la vitesse des écoulements redressés par rapport à la théorie laminaire est maximum pour  $0.6\frac{\lambda}{4}$  qui correspond à  $x = 0.4\frac{\lambda}{4}$  dans notre repère car l'axe  $x$  est de direction opposé.

<sup>3</sup> $Re_{NL} = 10$  pour Thompson *et al.* [62]



Bailliet *et al.* (Eq.(6.3)) sont aussi représentées pour comparaison. La théorie de Rayleigh est valable pour des guides d'onde larges alors que le calcul de Bailliet *et al.* est réalisé pour un guide d'onde cylindrique (large et étroit) en tenant compte des effets thermiques. Le profil de la courbe théorique donnée par Bailliet *et al.* (Eq.(6.3)) est légèrement supérieur à celle donnée par Rayleigh (Eq.(6.1)). Comme observé précédemment, la déformation du profil de la vitesse des écoulements redressés apparaît vers  $x = \frac{\lambda}{10}$  (pour  $Re_{NL} = 13$ ) puis s'étend de part et d'autre de cette position lorsque  $Re_{NL}$  augmente. Pour  $Re_{NL} = 0.5$ , les mesures sont légèrement supérieures à la courbe théorique de Rayleigh, mais sont en accord avec les résultats théorique de Bailliet *et al.* [4]. Pour  $Re_{NL} < 30$ , la vitesse axiale normalisée des écoulements redressés diminue sur toute la longueur du tourbillon des écoulements redressés lorsque  $Re_{NL}$  est augmenté. Puis pour  $Re_{NL} > 30$ , la vitesse axiale normalisée des écoulements redressés diminue ou augmente selon la position  $x$  lorsque  $Re_{NL}$  augmente.

Le passage à zéro de  $u_{2,c}$  marque l'extrémité d'un tourbillon externe (voir Fig. 6.1(c)). Donc, lors de ces différentes mesures, les tourbillons externes sont bien de longueur et de périodicité  $\frac{\lambda}{4}$  (conformément à la théorie de Rayleigh) sauf pour  $Re_{NL} = 51$  où trois tourbillons apparaissent entre  $x = 0$  et  $x = \frac{\lambda}{4}$ . La Fig. 6.7 représente l'évolution radiale de  $u_2$  pour  $Re_{NL} = 51$  et  $x = \frac{\lambda}{8}$ . Une structure tourbillonnaire des écoulements redressés est détectée lorsque la vitesse des écoulements redressés coupe l'axe des abscisses  $r = 0$ , cette position correspond au centre des écoulements redressés (voir Fig. 6.1(b)). Pour  $Re_{NL} = 51$  et  $x = \frac{\lambda}{8}$ , 4 tourbillons externes sont visibles sur la section du guide d'onde. La structure des tourbillons des écoulements redressés paraît donc plus complexe pour  $Re_{NL} = 51$ .



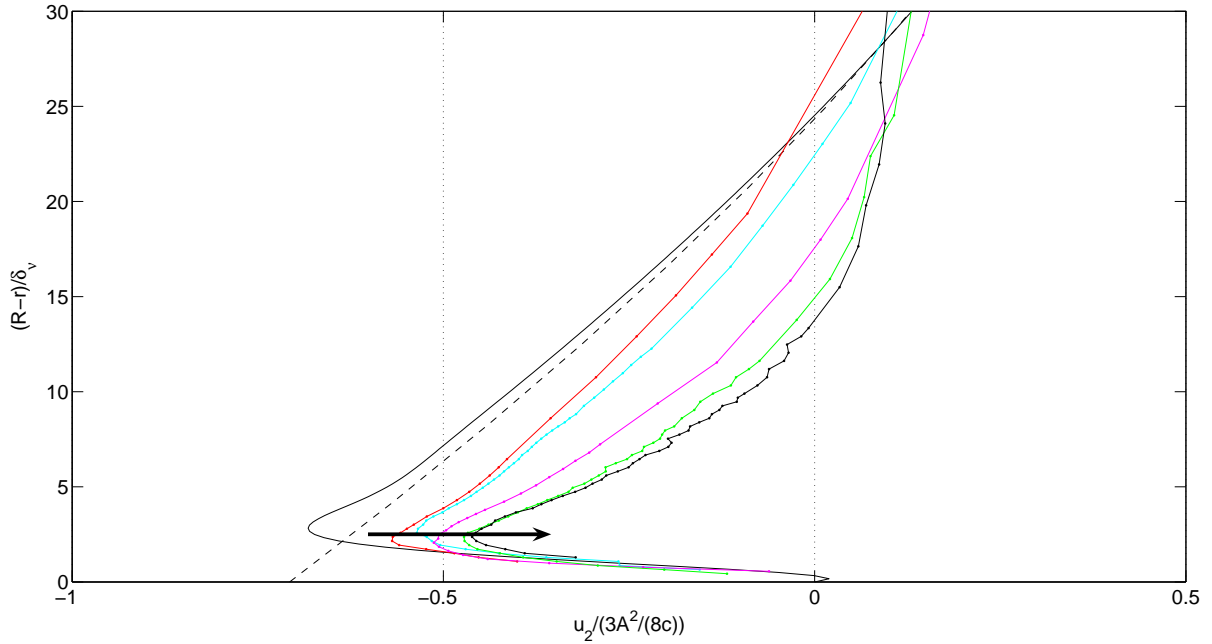
**Fig. 6.7:** Mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés ( $\bullet$ ) pour  $Re_{NL} = 51$  et  $x = \frac{\lambda}{8}$  comparée à l'expression théorique de Rayleigh ( $—$ ).

### 6.2.3 Évolution des tourbillons internes et externes des écoulements redressés

Les tourbillons internes des écoulements redressés ont des directions de rotation opposées aux tourbillons externes (voir Fig. 6.1(a)) et n'ont jamais été mesurés dans la littérature. Pour analyser ces tourbillons internes, un zoom près de la paroi est effectué et la composante axiale de la vitesse des écoulements redressés,  $u_2$ , est donc présentée entre la distance 0 et  $30\delta_\nu$  de la paroi. La génération et l'évolution des tourbillons externes et internes des écoulements redressés sont abordés dans ce paragraphe pour différentes positions sur l'axe du guide d'onde :  $x = \frac{\lambda}{14}$ ,

## 6.2. MESURES VLD DES ÉCOULEMENTS REDRESSÉS

$x = \frac{\lambda}{16}$ ,  $x = \frac{\lambda}{8}$  et  $x = \frac{3\lambda}{16}$ . Ces évolutions en proche paroi sont reliées à l'évolution des tourbillons externes au centre du guide (Fig. 6.6).

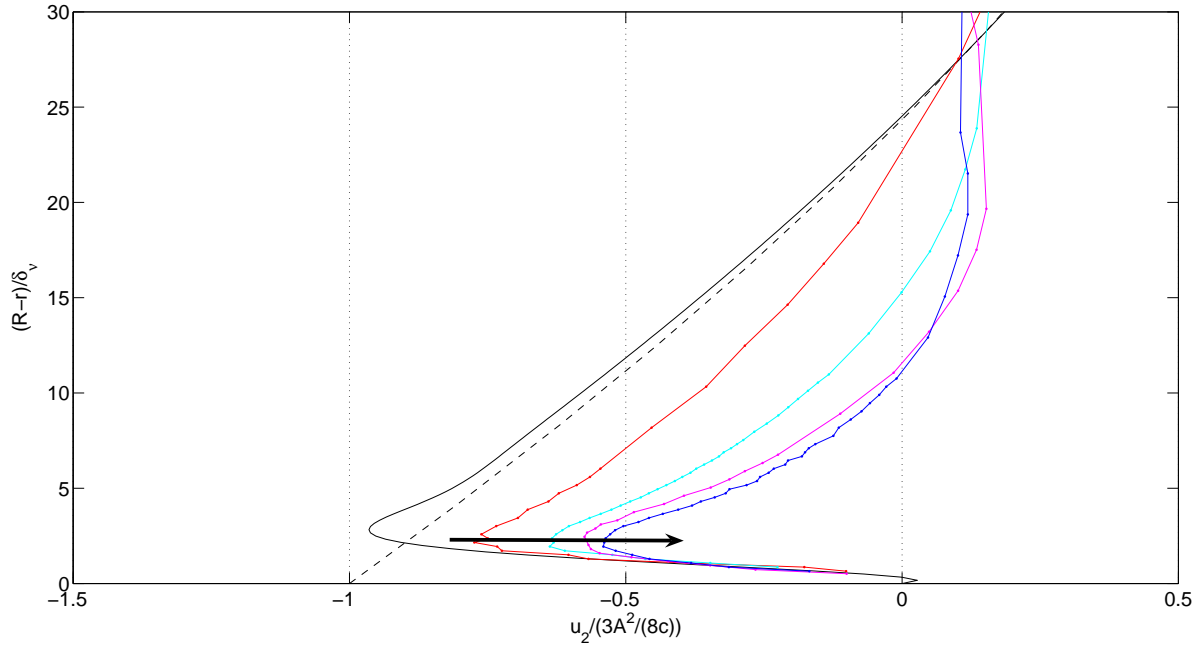


**Fig. 6.8:** Évolution des écoulements redressés en proche paroi pour  $x = 3\lambda/16$  ( $f_{ac} = 88\text{Hz}$ ); - - : Eq. (6.1); — : Eq. (6.3); rouge :  $Re_{NL} = 13$ ; cyan :  $Re_{NL} = 30$ ; rose :  $Re_{NL} = 51$ ; vert :  $Re_{NL} = 68$ ; noir :  $Re_{NL} = 118$ . La flèche montre le déplacement du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe des écoulements redressés en proche paroi lorsque  $Re_{NL}$  augmente.

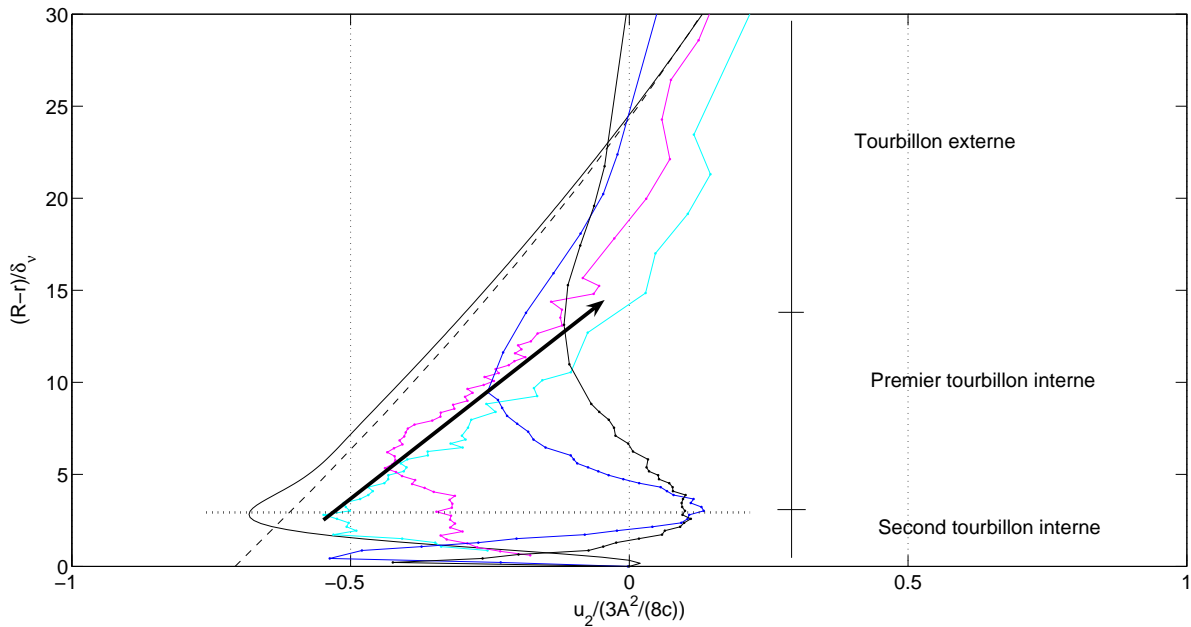
La Fig. 6.8 représente la vitesse axiale normalisée des écoulements redressés,  $\frac{u_z}{\frac{3A^2}{8c}}$ , en fonction de la distance à la paroi,  $R - r$ , dimensionnée par l'épaisseur de la couche limite,  $\delta_\nu$ , pour  $x = 3\lambda/16$ . Les expressions théoriques données par Rayleigh (Eq.(6.1)) et Bailliet *et al.* (Eq.(6.3)) sont aussi représentées pour comparaison. Rappelons que l'Eq.(6.3) décrit les tourbillons internes et externes, tandis que l'Eq.(6.1) décrit les tourbillons externes uniquement et que les deux expressions sont valides pour  $Re_{NL} \ll 1$ .

La Fig. 6.8 montre qu'un tourbillon externe est mesuré sur une moitié de section du guide. Les mesures ne peuvent pas être effectuées suffisamment proche de la paroi pour faire apparaître entièrement les tourbillons internes décrits par la théorie. Cependant, les profils mesurés de la vitesse des écoulements redressés suivent de très près la théorie en proche paroi et on peut donc prétendre à la présence d'un tourbillon interne en proche paroi. La flèche visualise l'évolution du déplacement du maximum de vitesse du tourbillon externe en proche paroi lorsque  $Re_{NL}$  augmente. Lorsque le nombre de Reynolds  $Re_{NL}$  augmente, le maximum de la vitesse normalisée des tourbillons externes diminue en proche paroi et au centre du guide (voir Fig. 6.6). Ainsi la vitesse normalisée des tourbillons externes diminue lorsque  $Re_{NL}$  augmente. Les maxima de la vitesse du tourbillon externe des écoulements redressés sont observés aux mêmes positions sur la section du guide : au centre et à une distance de  $3\delta_\nu$  de la paroi. Cette dernière position correspond à la position du maximum négatif de la vitesse des écoulements redressés de l'Eq. (6.3).

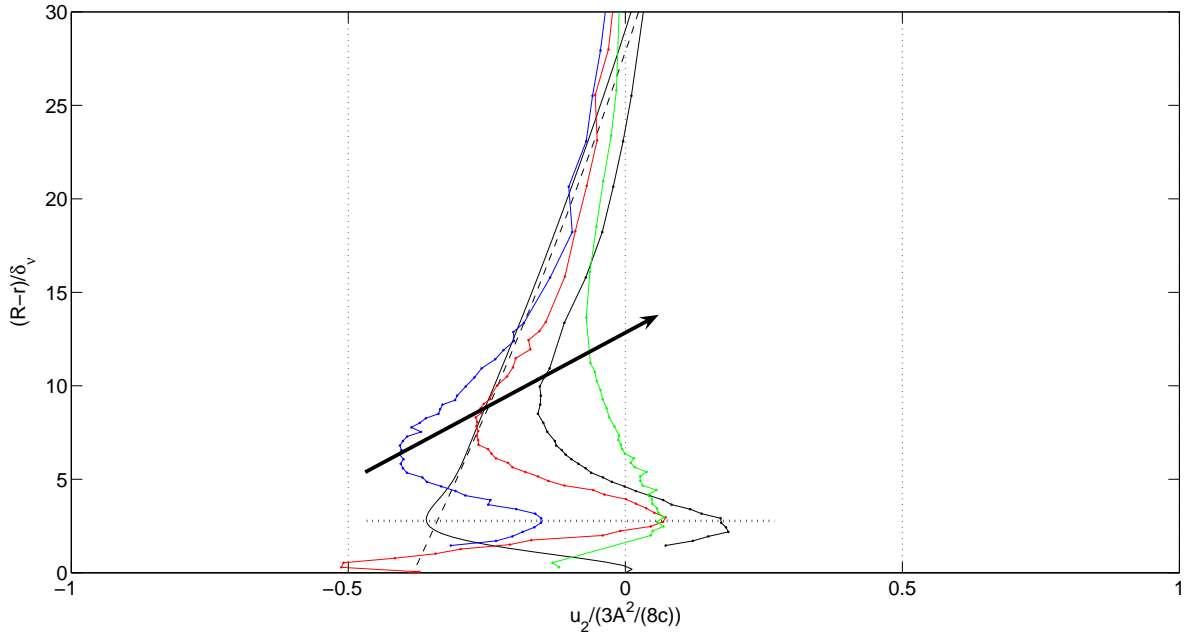
L'évolution du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe en proche paroi est similaire pour  $x = \frac{\lambda}{8}$  comme le montre la Fig. 6.9. La Fig. 6.6 montre cependant que l'amplitude du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe au centre du guide diminue pour



**Fig. 6.9:** Évolution des écoulements redressés en proche paroi pour  $x = \lambda/8$  ( $f_{ac} = 88\text{Hz}$ ); - - : Eq. (6.1); — : Eq. (6.3); rouge :  $Re_{NL} = 13$ ; cyan :  $Re_{NL} = 30$ ; rose :  $Re_{NL} = 51$ ; bleu :  $Re_{NL} = 100$ . La flèche montre le déplacement du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe des écoulements redressés en proche paroi lorsque  $Re_{NL}$  augmente.



**Fig. 6.10:** Évolution des écoulements redressés en proche paroi pour  $x = \lambda/16$  ( $f_{ac} = 88\text{Hz}$ ); - - : Eq. (6.1); — : Eq. (6.3); cyan :  $Re_{NL} = 30$ ; rose :  $Re_{NL} = 51$ ; bleu :  $Re_{NL} = 100$ ; noir :  $Re_{NL} = 118$ . La flèche montre le déplacement du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe des écoulements redressés en proche paroi lorsque  $Re_{NL}$  augmente.



**Fig. 6.11:** Évolution des écoulements redressés en proche paroi pour  $x = \lambda/14$  ( $f_{ac} = 114\text{Hz}$ ); - - : Eq. (6.1); — : Eq. (6.3); bleu :  $Re_{NL} = 53$ ; rouge :  $Re_{NL} = 78$ ; noir :  $Re_{NL} = 132$ ; vert :  $Re_{NL} = 219$ . La flèche montre le déplacement du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe des écoulements redressés en proche paroi lorsque  $Re_{NL}$  augmente.

$0.5 < Re_{NL} < 51$  puis augmente pour  $51 < Re_{NL}$  avec l'apparition de nouveaux tourbillons externes dans la longueur et la largeur du guide d'onde pour  $Re_{NL} = 51$ . L'évolution du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe en proche paroi paraît indépendante de celle du maximum au centre du guide pour cette position. On peut supposer que l'évolution du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe en proche paroi va de pair avec l'évolution de la vitesse normalisée des tourbillons internes.

Pour  $x = \lambda/16$ , la Fig. 6.10 montre qu'un tourbillon externe des écoulements redressés est mesuré sur la moitié de la section du guide (comme pour la Fig. 6.8 et Fig. 6.9) pour  $Re_{NL} = 30$  et  $Re_{NL} = 51$  et comme évoqué précédemment un tourbillon interne peut être prétendu en proche paroi. Lorsque  $Re_{NL}$  augmente, les maxima de la vitesse normalisée du tourbillon externe décroît. Le maximum de la vitesse du tourbillon externe en proche paroi se déplace aussi vers le centre du guide : de  $3\delta_\nu$  de la paroi pour  $Re_{NL} = 30$  à  $5\delta_\nu$  de la paroi pour  $Re_{NL} = 51$ . Le tourbillon externe des écoulements redressés devient donc plus étroit et sa vitesse normalisée décroît.

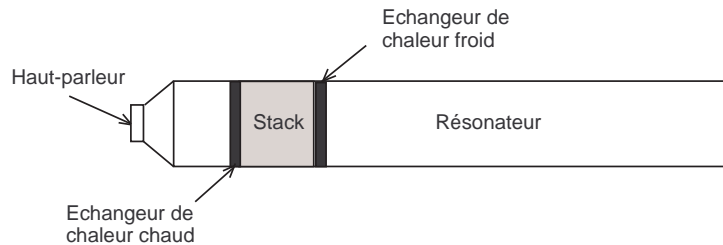
Pour  $Re_{NL} = 98$  et  $Re_{NL} = 118$ , la Fig. 6.10 montre deux tourbillons internes en proche paroi. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, le maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe en proche paroi continue à diminuer. La Fig. 6.6 montre cependant que l'amplitude du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe au centre du guide augmente pour  $Re_{NL} > 51$ . L'évolution du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe en proche paroi paraît donc liée à l'évolution de la vitesse normalisée des tourbillons internes. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, l'épaisseur du tourbillon externe des écoulements redressés continue à décroître permettant à un tourbillon interne d'apparaître en proche paroi. L'épaisseur du premier tourbillon interne augmente et celle du second (tourbillon interne mesuré près de la paroi) reste constante. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la position de la valeur maxi-

num positive de la vitesse des tourbillons internes (à environ  $3\delta_\nu$  de la paroi) reste identique : cette position correspond à la position du maximum négatif de la vitesse du tourbillon externe dans l'expression théorique donnée par l'Eq. (6.3). Cette position peut être donc perçue comme une position critique pour la génération et l'évolution des tourbillons des écoulements redressés.

L'évolution des écoulements redressés en proche paroi est similaire pour  $x = \frac{\lambda}{14}$  comme le montre la Fig. 6.11. Ces mesures pour  $x = \frac{\lambda}{14}$  ont été réalisées pour une fréquence  $f_{ac} = 114\text{Hz}$ , à la différence des autres mesures présentées pour  $f_{ac} = 88\text{Hz}$ . L'évolution des écoulements redressés paraît donc dépendante du nombre de Reynolds non linéaire,  $Re_{NL}$ , et non de la fréquence d'étude  $f_{ac}$ .

### 6.2.4 Influence d'un obstacle poreux sur les écoulements redressés

Le guide d'onde utilisé pour les différentes mesures de vitesse acoustique et de vitesse des écoulements redressés est en partie similaire au guide d'onde utilisé pour un réfrigérateur acoustique. En effet, comme le montre la Fig. 6.12, un dispositif simple d'un réfrigérateur thermoacoustique se compose d'un tube fermé jouant le rôle de résonateur dans lequel une onde plane stationnaire sinusoïdale de forte amplitude est entretenue au moyen d'un haut-parleur placé à l'une des extrémités. La longueur du tube correspond en général à une demi-longueur d'onde  $\lambda/2$  de l'onde acoustique. Un empilement de canaux (stack), très minces et finement espacés, est placé dans le résonateur et se trouve ainsi soumis à un écoulement oscillant dû à l'onde acoustique stationnaire. Lorsque la géométrie et le matériau des plaques sont convenablement choisis, il apparaît une différence de température entre les deux extrémités du stack en raison de l'effet thermoacoustique. Pour mettre à profit l'effet thermoacoustique, les extrémités du stack sont reliées à des échangeurs de chaleur.



**Fig. 6.12:** Schématisation d'un réfrigérateur thermoacoustique.

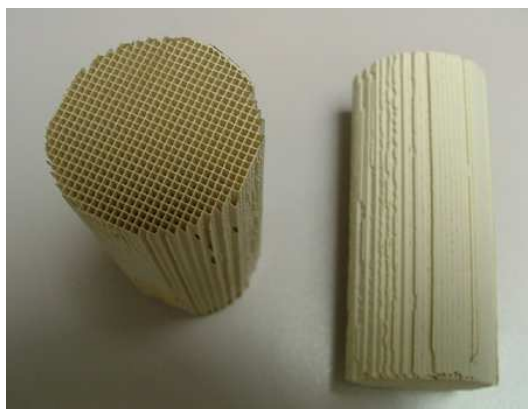
Un flux de chaleur est présent le long du stack et est très sensible aux autres flux possibles dans cette région. Or les écoulements redressés sont associés à un flux de chaleur qui peut donc avoir une influence importante sur le fonctionnement des machines thermoacoustiques. L'objet de cette étude est de déterminer si le stack modifie le schéma de Rayleigh des tourbillons des écoulements redressés dans un guide d'onde sans obstacle ou ne modifie quasiment rien comme pour les écoulements acoustiques. Un stack a donc été placé dans le guide d'onde à différentes positions et pour différents niveaux acoustiques.

#### 6.2.4.1 Procédure

Comme le montre la Fig. 6.13, le stack étudié est constitué d'un monolithe de céramique à canaux carrés. Ce matériau est apte à résister à de forts gradients de température, ce qui permet son utilisation dans les machines thermoacoustiques de type moteur et est couramment utilisé comme substrat de catalyseur à l'intérieur des pots catalytiques dans l'industrie automobile.

## 6.2. MESURES VLD DES ÉCOULEMENTS REDRESSÉS

Cependant, lors de cette étude, les aspects thermiques ne sont pas considérés.



**Fig. 6.13:** Photographie du stack utilisé lors des mesures.

L'épaisseur des cloisons des canaux est de  $e = 0.12\text{mm}$ , la taille du côté du canal carré de  $d = 0.92\text{mm}$  et la longueur du stack suivant l'axe du tube de  $l_s = 0.08\text{m}$ . Pour l'étude réalisée ici avec de l'air et une fréquence de  $88\text{Hz}$ , l'épaisseur de couche limite visqueuse vaut  $\delta_\nu \approx 0.23\text{mm}$ . Dans notre cas, le rapport  $d/\delta_\nu \approx 4$ , ainsi dans chaque canal du stack, les effets visqueux vont notablement modifier le profil de la vitesse acoustique dans la section du canal. Du point de vue thermoacoustique, le monolithe de céramique à canaux carrés offre l'avantage de constituer une structure rigide et régulière de petits canaux parallèles, multipliant ainsi la surface offerte aux échanges thermoacoustiques entre le fluide et le matériau.

Pour avoir un écart de température maximum entre les deux extrémités du stack, la position du stack dans le résonateur doit être comprise entre un ventre de pression et un ventre de vitesse vers un ventre de pression [11] donc entre  $\frac{\lambda}{8}$  et  $\frac{\lambda}{4}$  sur le montage expérimental étudié.

Dans le cas d'une onde acoustique en présence d'un stack, un nombre de Reynolds peut être défini par rapport au diamètre des canaux du stack  $d$

$$Re_d = \frac{U_{c,s}d}{\nu}, \quad (6.5)$$

avec  $U_{c,s}$  la vitesse acoustique au centre du guide pour la position  $x_s$  du milieu du stack.

position $x_s$	$A$ (m/s)	$U_{c,s}$ (m/s)	$Re_{NL}$	$Re_{\delta_\nu}$	$Re_d$
$\lambda/4$	8.2	0	4	0	0
$7\lambda/32$	7.9	1.5	4	23	92
$5\lambda/32$	8.0	4.5	4	69	276
$\lambda/8$	8.2	5.8	4	89	356
$5\lambda/32$	5.3	2.9	2	44	178

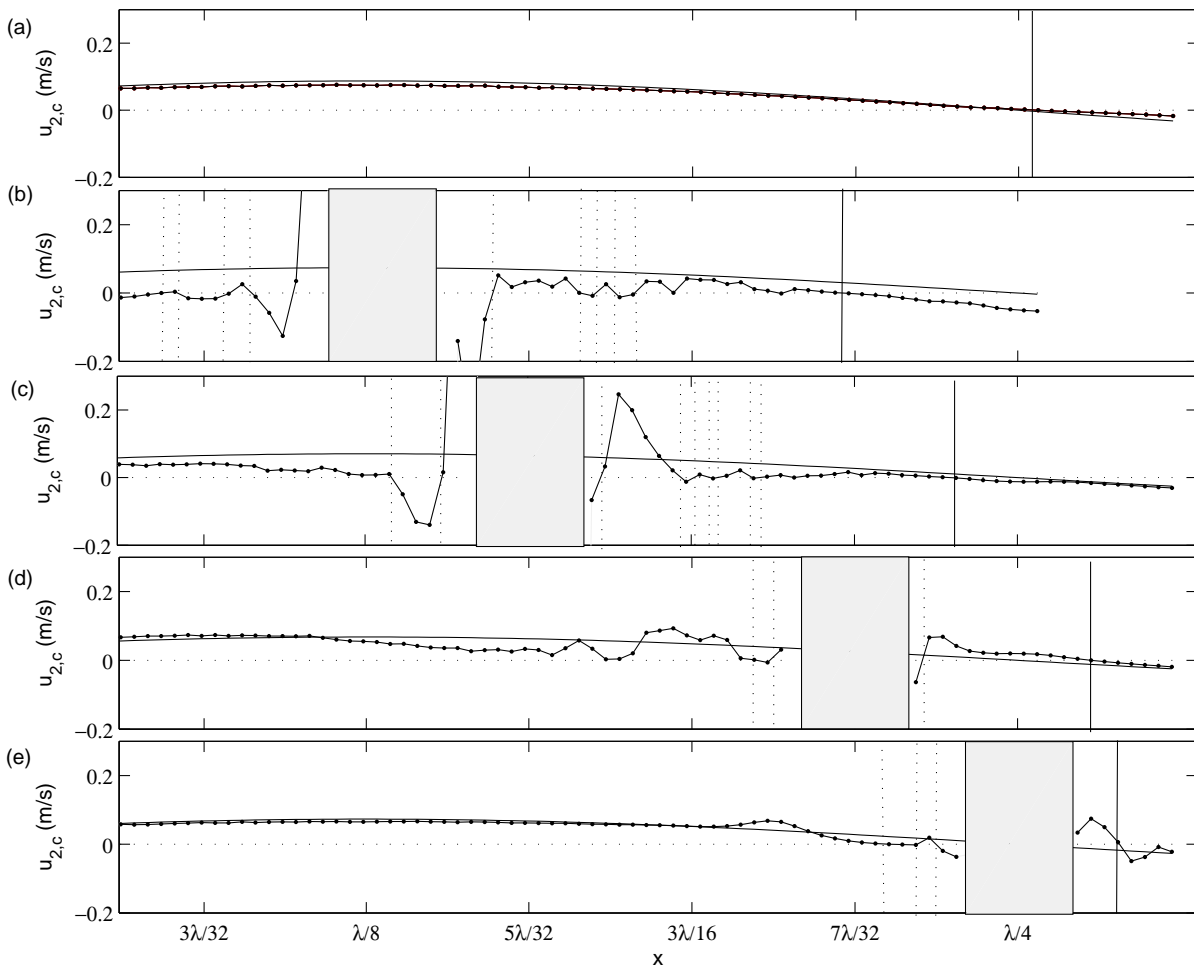
**Tab. 6.2:** Caractéristiques des différentes expériences menées dans le résonateur de section circulaire avec insertion d'un stack ( $f_{ac} = 88\text{Hz}$ ).

Les différents paramètres des études réalisées sont regroupés dans le Tab. 6.2. Pour un nombre de Reynolds non linéaire constant, des mesures au centre du guide ( $r = 0$ ) ont été effectuées pour plusieurs position du stack :  $x_s = \lambda/4$ ,  $x_s = 7\lambda/32$ ,  $x_s = 5\lambda/32$  et  $x_s = \lambda/8$ . Pour une même

position du stack,  $x_s = 5\lambda/32$ , des mesures au centre du guide ont été effectuées pour deux niveaux acoustiques et donc deux nombres de Reynolds non linéaires :  $Re_{NL} = 2$  et  $Re_{NL} = 4$ . Compte tenu des valeurs trouvées pour les différents nombres de Reynolds, les études réalisées avec un stack correspondent à un régime laminaire dans les pores du stack et dans le guide d'onde.

### 6.2.4.2 Résultats

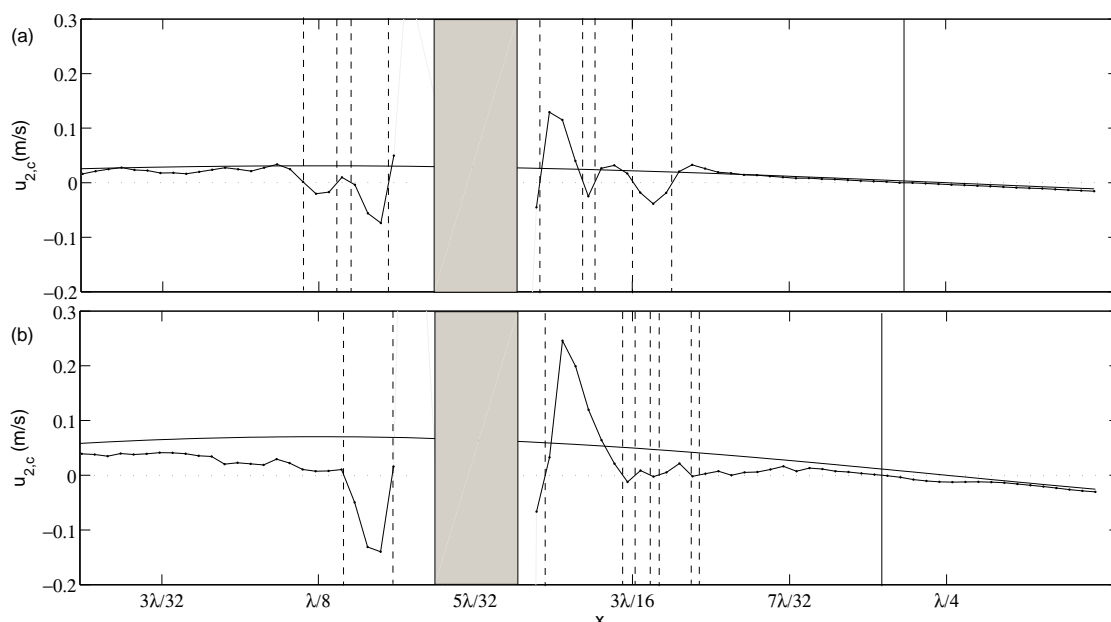
La Fig. 6.14 présente les mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide ( $r = 0$ ) pour  $Re_{NL} = 4$ , sans insertion de stack (Fig. 6.14(a)) et avec insertion d'un stack à différente position :  $x_s \approx \lambda/8$  (Fig. 6.14(b)),  $x_s = 5\lambda/32$  (Fig. 6.14(c)),  $x_s = 7\lambda/32$  (Fig. 6.14(d)) et  $x_s = \lambda/4$  (Fig. 6.14(e)).



**Fig. 6.14:** Mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide (•) pour  $Re_{NL} = 4$  comparée à l'expression théorique de Rayleigh (—) sans stack (a) et avec insertion d'un stack à la position  $x_s \approx \frac{\lambda}{8}$  (b),  $x_s = \frac{5\lambda}{32}$  (c),  $x_s = \frac{7\lambda}{32}$  (d) et  $x_s = \frac{\lambda}{4}$  (e).  $\cdots$  verticaux : extrémité d'un tourbillon des écoulements redressés généré par l'insertion d'un stack; | : extrémité des cellules des écoulements redressés.

## 6.2. MESURES VLD DES ÉCOULEMENTS REDRESSÉS

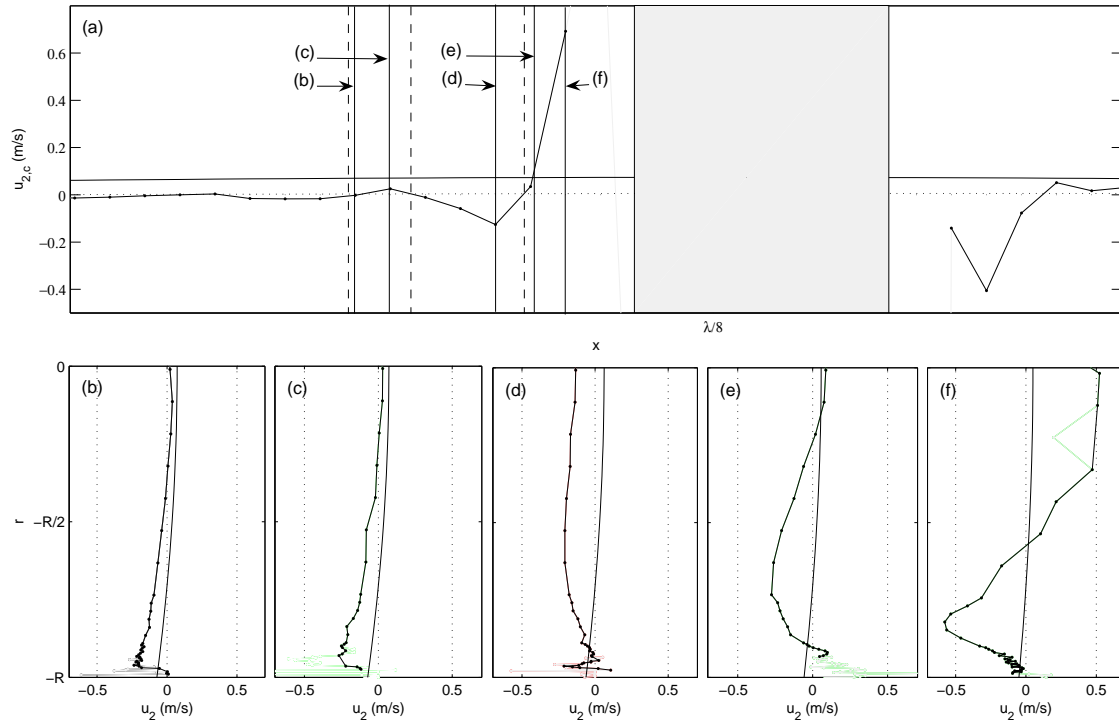
Pour  $Re_{NL} = 4$ , sans stack dans le guide, le profil de la vitesse centrale,  $u_{2,c}$ , est proche de la théorie laminaire donné par Rayleigh (voir Fig. 6.14(a)). Avec l'insertion d'un stack, la vitesse centrale des écoulements redressés est modifiée de part et d'autre du stack quelle que soit la position du stack dans le guide. Pour  $Re_{NL} = 4$ , en dehors de la région proche du stack, le schéma de Rayleigh n'est pas trop perturbé. Le maximum de la vitesse théorique laminaire de Rayleigh des écoulements redressés est situé à  $\lambda/8$  et plus la position du stack  $x_s$  se rapproche de cette position, plus la vitesse centrale des écoulements redressés est perturbée. Le stack perturbe le schéma de Rayleigh de part et d'autre du stack sur une distance qui augmente lorsque le stack se déplace vers  $x_s = \lambda/8$ . Les extrémités d'un tourbillon sont définies par le passage à zéro de la vitesse centrale axiale des écoulements redressés et délimitées par les lignes en pointillé sur la Fig. 6.14. Ainsi, des nouveaux tourbillons des écoulements redressés apparaissent aux extrémités du stack. Leur nombre et leur amplitude augmente lorsque le stack se déplace vers  $x_s = \lambda/8$ . Une cellule de tourbillons des écoulements redressés peut être définie comme une demi-périodicité spatiale des écoulements redressés, le guide d'onde de longueur  $\frac{\lambda}{2}$  comprend donc deux cellules de tourbillons des écoulements redressés : une première cellule qui contient le stack et une seconde qui n'en contient pas. Les traits pleins verticaux représentent l'extrémité de cette seconde cellule des écoulements redressés dont la longueur est modifiée par les perturbations dues au stack.



**Fig. 6.15:** Mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide (●) comparée à l'expression théorique de Rayleigh (—) avec insertion d'un stack à la position  $x_s = \frac{5\lambda}{32}$  pour  $Re_{NL} = 2$  (a) et pour  $Re_{NL} = 4$  (b).

La Fig. 6.15 représente les mesures de la vitesse des écoulements redressés au centre du guide pour une même position du stack dans le guide,  $x_s = 5\lambda/32$  et pour deux niveaux acoustiques et donc deux nombres de Reynolds non linéaire :  $Re_{NL} = 2$  (Fig. 6.15(a)) et  $Re_{NL} = 4$  (Fig. 6.15(b)). La Fig. 6.15 montre que lorsque le nombre de Reynolds  $Re_{NL}$  augmente, l'amplitude des tourbillons générés aux extrémités du stack par l'insertion de ce dernier augmente et donc la longueur de recollement des mesures de la vitesse axiale au centre du guide avec la théorie de Rayleigh est de plus en plus grande. Une loi concernant le nombre de tourbillons des écoulements redressés générés est difficile à établir, car le nombre de mesures suivant l'axe central du guide pour différents nombre de Reynolds  $Re_{NL}$  et une même position du stack est insuffisant.





**Fig. 6.16:** Mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés (●) comparée à l'expression théorique de Rayleigh (—) avec insertion d'un stack à la position  $x \approx \frac{\lambda}{8}$  pour  $Re_{NL} = 4$ . En (a), la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide ( $r = 0$ ) selon l'axe  $x$  est représenté. En (b), (c), (d), (e) et (f), la vitesse axiale des écoulements redressés selon l'axe radiale  $r$  est représentée pour des coupes définie sur (a).

La Fig. 6.16 représente les mesures de la vitesse des écoulements redressés pour  $x_s \approx \lambda/8$  et  $Re_{NL} = 4$  au centre du guide (Fig. 6.16(a)) et selon l'axe radial  $r$  pour différentes positions dans le guide (Fig. 6.16(b) à (f)). Plus la position de la coupe est proche du stack et plus le profil de la vitesse des écoulements redressés est déformé par rapport à la théorie laminaire donnée par Rayleigh. Les traits pointillés noirs verticaux de la Fig. 6.16(a) représentent les extrémités d'un tourbillon définies par le passage à zéro de la vitesse central axiale des écoulements redressés. Les coupes de la Fig. 6.16(b) et Fig. 6.16(c) sont des coupes à travers un unique tourbillon. Ces deux profils de la vitesse des écoulements redressés ont la même allure avec deux tourbillons visibles dans le corps du guide. Les coupes de la Fig. 6.16(e) et Fig. 6.16(f) sont aussi des coupes faites à travers un unique tourbillon différent des Fig. 6.16(b) et Fig. 6.16(c). Ces deux profils de la vitesse des écoulements redressés ont aussi la même allure avec quatre tourbillons visibles dans le corps du guide. La Fig. 6.16(d) est une coupe de la vitesse à travers un autre tourbillon et l'allure du profil de la vitesse des écoulements redressés est différente de celle des autres coupes. Le phénomène est complexe et hormis le fait que les profils de vitesse des écoulements redressés ont la même allure dans un même tourbillon et une allure bien différentes pour deux tourbillons distincts, il est pour l'instant difficile de dégager d'autres tendances.

### 6.3 Conclusion

Depuis la première modélisation des tourbillons externes des écoulements redressés dans un guide large par Rayleigh, ce phénomène a motivé de nombreuses études théoriques. Les effets thermiques sur les tourbillons externes des écoulements redressés ont été initialement considérés

par Rott [54]. Plus tardivement et indépendamment, Qi [50] obtient un résultat similaire à Rott avec une description à la fois des tourbillons internes et externes des écoulements redressés. Récemment, les applications thermoacoustiques ont suscité plusieurs études théoriques pour décrire des effets thermiques et/ou pour étendre la théorie aux conduits étroits. Toutes les études précédentes considèrent une vitesse des écoulements redressés très petite, suffisamment petite pour prétendre que les variables du premier ordre ne sont pas perturbées par les écoulements redressés ( $Re_{NL} \ll 1$ ). Lorsque la vitesse des écoulements redressés augmente, des études théoriques récentes menées par Menguy et Gilbert [36], pour  $Re_{NL} \approx 1$ , montrent que les effets non-linéaires de l'inertie du fluide rendent les écoulements redressés distordus. Malgré ces études théoriques et en dépit du développement des techniques Laser, les études expérimentales sur les écoulements redressés sont peu nombreuses. Ces études portent sur les tourbillons externes des écoulements redressés et donc aucune étude expérimentale n'a permis de caractériser les tourbillons internes. De plus les nombres de Reynolds non linéaire,  $Re_{NL}$ , étudiés n'excèdent pas 20. Le but des études expérimentales de cette thèse concernant les écoulements redressés est de mesurer par VLD l'évolution de la vitesse des écoulements redressés pour  $0.5 \leq Re_{NL} \leq 220$  et notamment en proche paroi pour détecter des tourbillons internes des écoulements redressés.

Pour un écoulement redressé lent, les mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés obtenues au centre du guide sont légèrement supérieures aux courbes théoriques de Rayleigh, en accord avec les résultats théoriques de Bailliet *et al.* [4]. Lorsque le niveau acoustique est augmenté, les mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide tendent vers la prédiction théorique de Rayleigh puis deviennent inférieures à celles-ci, en accord avec les résultats de Thompson *et al.* [62]. Ainsi pour un écoulement redressé rapide, la vitesse axiale mesurée des écoulements redressés au centre du guide tend vers zéro.

En proche paroi, différents comportements des tourbillons externes et internes ont été dissociés selon la position axiale  $x$  des mesures :  $x = \frac{\lambda}{8}$  et  $x = \frac{3\lambda}{16}$  d'une part et  $x = \frac{\lambda}{16}$  et  $x = \frac{\lambda}{14}$  d'autre part. Pour  $x = \frac{\lambda}{8}$  et  $x = \frac{3\lambda}{16}$ , les mesures suivant l'axe radial  $r$  montrent qu'un tourbillon externe est présent sur une moitié de section du guide. Les mesures ne peuvent pas être effectuées suffisamment proche de la paroi pour faire apparaître entièrement le tourbillon interne décrit par la théorie. Cependant, ces mesures confirment la présence de ce tourbillon. Les maxima de la vitesse du tourbillon externe des écoulements redressés sont observés aux mêmes positions sur la section du guide : au centre et à une distance de  $3\delta_v$  de la paroi. Cette dernière position correspond à la position du maximum négatif de la vitesse des écoulements redressés des résultats théoriques de Bailliet *et al.* [4]. Lorsque le nombre de Reynolds non linéaire,  $Re_{NL}$ , augmente, le maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe en proche paroi diminue indépendamment de l'évolution du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe au centre du guide.

Pour  $x = \frac{\lambda}{16}$  et  $x = \frac{\lambda}{14}$ , l'évolution des écoulements redressés est différente de celle observée pour les positions  $x = \frac{\lambda}{8}$  et  $x = \frac{3\lambda}{16}$ . Pour  $Re_{NL} < 70$ , un tourbillon externe et un tourbillon interne sont présents sur une moitié de section du guide. Lorsque  $Re_{NL}$  augmente (toujours pour  $Re_{NL} < 70$ ), la vitesse normalisée du tourbillon externe décroît et son épaisseur diminue, permettant à des tourbillons internes d'apparaître en proche paroi pour  $Re_{NL} = 70$ . Pour  $Re_{NL} > 70$ , deux tourbillons internes sont présents en proche paroi. Lorsque  $Re_{NL}$  augmente, l'épaisseur du tourbillon externe continue à décroître. La position d'une extrémité des tourbillons internes (maximum positif de la vitesse) reste identique : cette position correspond à la position du maximum négatif de la vitesse des écoulements redressés des résultats théoriques de Bailliet *et al.* [4]. Cette position peut être donc perçue comme une position critique pour la génération et l'évolution des tourbillons des écoulements redressés. Comme observé pour les autres positions,

---

lorsque  $Re_{NL}$  augmente, le maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe en proche paroi se déplace vers le centre du guide et diminue indépendamment de l'évolution du maximum de la vitesse normalisée du tourbillon externe au centre du guide. Lorsque les tourbillons des écoulements redressés deviennent rapides ( $Re_{NL} > 70$ ), un transfert de quantité de mouvement peut donc avoir lieu entre les tourbillons externes et internes.

Une étude préliminaire a été effectuée en vue d'observer l'influence d'un obstacle sur le schéma de Rayleigh pour aider à la compréhension des phénomènes présents dans les machines thermoacoustiques. Un empilement est donc introduit dans le guide d'onde pour observer les effets qu'il entraîne sur les tourbillons des écoulements redressés du guide d'onde. Lorsque la position du stack se rapproche du maximum de la vitesse théorique laminaire de Rayleigh ou lorsque l'amplitude de la vitesse acoustique augmente, le nombre et l'amplitude de tourbillons des écoulements redressés aux extrémités du stack augmentent. L'amplitude de la vitesse des écoulements redressés est importante et les tourbillons sont complexes aux extrémités du stack, on peut donc supposer que les effets thermiques sont aussi importants et complexes aux extrémités du stack où sont situés les échangeurs de chaleur des machines thermoacoustiques.

## Chapitre 7

# Conclusion et perspectives

Dans un guide d'onde acoustique, un niveau acoustique élevé peut générer des écoulements turbulents ou continus dans l'ensemble du guide (e. g. les écoulements redressés) ou localement (e. g. au niveau d'une discontinuité). Deux de ces phénomènes de l'acoustique non-linéaire à fort niveau sont étudiés lors de cette thèse : la transition à la turbulence et les écoulements redressés en guide d'onde acoustique. Ces domaines intéressent de nombreuses thématiques de l'acoustique, de l'aéroacoustique à l'acoustique musicale ; une évaluation des pertes acoustiques associées aux phénomènes de transition à la turbulence et des écoulements redressés intéresserait bon nombre de communautés, à commencer par celle des thermo-acousticiens. Ces effets non linéaires ont pour origine des effets de la couche limite visqueuse et l'ordre de grandeur des vitesses associées est très inférieure à celui de la vitesse acoustique. La mesure d'une grandeur vectorielle (la vitesse) est primordiale pour la compréhension de ces phénomènes liés à la dynamique de l'écoulement et les mesures par Vélocimétrie Laser par effet Doppler (VLD) se révèlent être les plus appropriées en guide d'onde cylindrique.

Dans une première partie de ce travail, les outils nécessaires aux études de la transition à la turbulence et des écoulements redressés ont été mis en place à savoir l'utilisation de la VLD en acoustique, l'obtention des mesures VLD en couche limite acoustique et la conception d'un montage expérimental. Le principe de la VLD et son application pour des mesures acoustiques en proche paroi sont donc d'abord abordés (chapitre 2). Pour l'estimation des caractéristiques de l'onde acoustique en proche paroi, une attention particulière est portée aux méthodes de traitement du signal de la vitesse acoustique. Ensuite, les mesures VLD en proche paroi dans un guide d'onde sont effectuées et comparées à la théorie (chapitre 3). Des mesures préliminaires par PIV sont d'abord réalisées pour isoler l'influence des terminaisons du guide d'onde. Pour un niveau acoustique bas, les résultats des mesures VLD et PIV, loin de toute perturbation, sont en bonne concordance avec les résultats théoriques pour un régime laminaire. Les mesures VLD étant validées en proche paroi pour un régime laminaire, un dispositif expérimental propre à l'étude de la transition à la turbulence et des écoulements redressés en résonateur acoustique est développé (chapitre 4). Dans un premier temps, un modèle analytique du système couplé haut-parleur / résonateur est établi donnant la vitesse et la pression en tout point du guide d'onde pour aider au choix des paramètres de ce montage. Ce modèle est développé grâce aux équations fondamentales du mouvement et au modèle électroacoustique de la source. Ensuite, le choix de la source acoustique et des caractéristiques du montage sont déterminées et le montage est réalisé. Puis les mesures de vitesse et de pression sont comparées aux résultats théoriques. Des mesures préliminaires sont effectuées pour rechercher le temps de stabilisation des écoulements (redressés et acoustiques) et la convergence des résultats des mesures VLD. Pour isoler les phénomènes étudiés que sont la transition à la turbulence et les écoulements redressés, les autres phénomènes non-linéaires qui peuvent apparaître dans le guide d'onde (influence des

---

harmoniques supérieurs dans le guide d'onde et influence des discontinuités du montage) sont évalués. Les outils nécessaires aux études des phénomènes de la transition à la turbulence et des écoulements redressés étant développés, l'étude de ces phénomènes est donc ensuite abordée (partie II).

Si la transition à la turbulence en conduites a fait l'objet de nombreuses études depuis plusieurs décennies, il n'en va pas de même en résonateur acoustique comme le montre la synthèse bibliographique sur ce sujet (chapitre 5). Les développements des techniques Laser permettent aujourd'hui d'aborder ce thème de recherche avec une approche nouvelle en regard des travaux précurseurs de Merkli et Thomann [37], qui font office de référence. Les travaux précédents ont fait apparaître que la transition à la turbulence en fluide oscillant dépend de la dynamique de l'écoulement en proche paroi et différents régimes d'écoulement, du régime laminaire au régime entièrement turbulent, ont été définis. Cependant, les résultats trouvés dans la littérature sur l'étude de la transition à la turbulence demandent à être confortés car la limite entre chaque régime d'écoulement n'est pas clairement définie. Dans ce document, une étude expérimentale sur la transition à la turbulence a été menée en augmentant progressivement l'amplitude de la vitesse et donc le nombre de Reynolds dans un guide d'onde pour un nombre de Womersley fixé (égal à une fréquence constante). La caractérisation des différents régimes et la comparaison avec la littérature s'est faite à partir de la forme d'onde de la vitesse acoustique, des profils de la vitesse acoustique par phase du cycle, du profil de son amplitude et de sa phase, des profils de l'intensité turbulente et de l'énergie cinétique turbulente. Les caractéristiques des points de mesures correspondent soit à un régime laminaire, soit à un régime turbulent intermittent. Ainsi les régimes de transition (laminaire distordu et légèrement turbulent) n'ont pas été observés lors de nos mesures. Pour comparaison avec la littérature, nos résultats expérimentaux ont été réunis dans un diagramme de stabilité présentant les points de mesure dans un plan fréquence adimensionnelle (nombre de Womersley) en fonction du nombre de Reynolds acoustique. Notre limite entre les écoulements laminaires et turbulents correspond à celle de Merkli et Thomann et non à celle donnée par les autres auteurs.

Dans la littérature, les régimes non observés lors de nos mesures (laminaire distordu et légèrement turbulent) ont été montrés comme dépendant des conditions expérimentales. L'influence de la rugosité des parois du guide d'onde sur le phénomène de la transition à la turbulence a très rarement été prise en compte lors des différentes travaux trouvés dans la littérature. Une étude préliminaire sur ce sujet a donc été réalisée par notre équipe lors d'un stage de Master effectué par Olivier Estienne (avril-août 2007). Cette récente étude a permis de mettre en évidence qu'une rugosité élevée favorise le développement de la turbulence dans un guide d'onde et donc diminue le nombre de Reynolds critique pour la transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent. Des mesures plus complètes, notamment par PIV, permettraient l'observation des structures en proche paroi et amèneraient des résultats plus complets.

D'autres perspectives de travail sur le phénomène de transition à la turbulence peuvent être envisagées, comme la mesure de la vitesse de friction à la paroi qui permettrait de tracer des profils logarithmiques et d'étudier l'évolution de la sous-couche visqueuse, de la sous-couche logarithmique et du sillage externe. Cependant, pour pouvoir faire un calcul assez précis de cette grandeur, le premier point de mesure VLD devrait être plus proche de la paroi ou l'épaisseur de couche limite plus importante (diminution de la fréquence). Un travail sur l'analyse des spectres fréquentiels conditionnels de la vitesse acoustique en fonction de la position dans le guide  $(x,r)$  a été commencé par notre équipe, car il permettrait de donner l'évolution de la fréquence et de l'amplitude des perturbations qui apparaissent dans le phénomène de transition à la turbulence.

---

Depuis la première modélisation des tourbillons externes des écoulements redressés dans un guide large par Rayleigh [52], ce phénomène a motivé de nombreuses études théoriques. Hormis les travaux récents menés par Menguy et Gilbert [36], ces études théoriques concernent uniquement les écoulements redressés dits lents ( $Re_{NL} \ll 1$ ). Les études expérimentales sont elles peu nombreuses. En particulier, les écoulements redressés rapides ont été peu mesurés et aucune mise en évidence expérimentale des tourbillons internes n'a été effectuée. Pour des écoulements redressés lents, nos mesures de la vitesse axiale des écoulements redressés au centre du guide sont en accord avec les résultats théoriques disponibles dans la littérature. Lorsque le niveau acoustique augmente et les écoulements redressés deviennent rapides, la vitesse axiale normalisée des écoulements redressés au centre du guide diminue et tend vers zéro. Des mesures en proche paroi ont permis de suivre l'évolution des tourbillons internes qui diffère selon la position dans le schéma de Rayleigh. Pour des positions proches d'une des extrémités du tourbillon externe, lorsque l'amplitude acoustique augmente, l'épaisseur du tourbillon externe décroît et un nouveau tourbillon interne apparaît en proche paroi. Lorsque les écoulements redressés deviennent rapides ( $Re_{NL} > 70$ ), un transfert de quantité de mouvement peut donc avoir lieu entre les tourbillons externes et internes. Ces observations ont été faites pour deux fréquences différentes et le nombre de Reynolds non linéaire critique pour l'apparition des tourbillons internes paraît indépendant de la fréquence. Des mesures complémentaires pour différentes fréquences doivent être réalisées pour confirmer cette hypothèse.

Nos études ont été effectuées à la fréquence fondamentale dans un guide d'onde de demi-longueur d'onde, comprenant donc deux cellules tourbillonnaires des écoulements redressés. Des études préliminaires ont mis en évidence que les convergents influent sur la vitesse centrale (pour  $r = 0$ ) des écoulements redressés sur une distance de 0.34m donc une extrémité de chaque cellule tourbillonnaire est perturbée par un convergent. Nos mesures pour  $Re_{NL} < 20$  sont bien en accord avec celles de Thompson *et al.* [62] et donc peuvent être considérées comme valides, mais aucune mesure n'ayant été effectuée dans la littérature pour  $Re_{NL} > 20$ , nos résultats peuvent être mis en doute. En particulier, l'apparition de tourbillons internes près du convergent pour  $Re_{NL} > 70$  est-elle vraiment due à l'évolution des écoulements redressés ou à la présence des convergents ? D'autres mesures pour des modes supérieurs de la fréquences ont été réalisées dans le but d'avoir plusieurs cellules tourbillonnaires des écoulements redressés non influencées par les convergents. Cependant les harmoniques supérieurs de la fréquence d'excitation du signal devenaient non négligeables. Des mesures complémentaires avec un montage différent doivent donc être réalisées pour appuyer ou non nos observations.

Les résultats expérimentaux des profils de la vitesse des écoulements redressés ont été comparés à l'expression dérivée par Bailliet *et al.* [4] dans le cas d'un gradient de température aux parois nul car aucune mesure du gradient de température n'a pu être effectuée dans le cadre de ce travail. Une telle mesure permettrait d'avoir une estimation plus précise de la vitesse des écoulements redressés car on peut supposer que le niveau acoustique augmentant, les effets thermoacoustiques jouent un rôle grandissant et modifient les écoulements redressés. Néanmoins, cette expression n'est valable que pour des écoulements redressés lents ( $Re_{NL} \ll 1$ ) et la théorie pour écoulements redressés rapides ( $Re_{NL} > 1$ ), complétant les travaux de Menguy et Gilbert [36] ( $Re_{NL} \approx 1$ ), nécessite d'être développée. Pour les applications thermoacoustiques (écoulements redressés dans l'empilement), il serait aussi intéressant de répéter ce type de mesure dans les guides d'onde étroits, mais cela reste un vrai défi expérimental.

L'écoulement redressé a des conséquences néfastes sur le comportement des machines thermoacoustiques réfrigérantes du fait des transferts de chaleur associés, aussi est-il primordial de bien comprendre son comportement en vue de le maîtriser. Une étude préliminaire a été ef-

---

fectuée en vue d'observer l'influence d'un obstacle sur le schéma de Rayleigh pour aider à la compréhension des phénomènes présents dans les machines thermoacoustiques. Un empilement a donc été introduit dans le guide d'onde pour observer les effets qu'il entraîne sur les tourbillons des écoulements redressés du guide d'onde. Les résultats ont montré que le schéma de Rayleigh est peu modifié hormis aux extrémités de l'empilement pour les  $Re_{NL}$  étudiés ( $Re_{NL} \leq 4$ ). Aux extrémités de l'obstacle, l'amplitude de la vitesse des écoulements redressés est importante et les tourbillons sont complexes. On peut donc supposer que les écoulements redressés dégradent les performances des machines thermoacoustiques. Des mesures complémentaires sur l'influence d'un obstacle sur le schéma de Rayleigh ont été effectuées lors de mon séjour en Écosse et sont actuellement en cours de dépouillement. Elles devraient permettre d'éclaircir de nombreux points dans ce domaine.

Que ce soit pour l'étude du phénomène de la transition à la turbulence ou celle des écoulements redressés, des mesures PIV complémentaires aux mesures VLD permettrait d'apporter plus de cohérence spatiale aux résultats. Des mesures PIV ont été réalisées pour l'étude du phénomène de transition à la turbulence et sont en cours de dépouillement. Elles feront l'objet de prochaines études sur le phénomène de transition à la turbulence avec une approche couplée VLD-PIV. En ce qui concerne l'étude des écoulements redressés par PIV, notre équipe doit d'abord travailler au calcul de la vitesse des écoulements redressés par cette méthode Laser.



# Bibliographie

- [1] R. AKHAVAN, R.D. KAMM, and A.H. SHAPIRO. An investigation of transition to turbulence in bounded oscillatory Stokes flows. *J. Fluid Mech.*, 225 :395–422, 1991.
- [2] 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(6) :3228–3237, 1991.
- [3] M. P. ARROYO and C. A. GREATED. Stereoscopic particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 2 :1181–1186, 1991.
- [4] H. BAILLIET, V. GUSEV, R. RASPET, and R. A. HILLER. Acoustic streaming in closed thermoacoustic devices. *J. Acoust. Soc. Am.*, 110 :1808–1821, 2001.
- [5] R. BOUCHERON. Propagation acoustique en présence d'écoulement : Développement de techniques Laser, traitement du signal et étude analytique. *Thèse de doctorat, Université de Poitiers*, 2004.
- [6] M. BRUNEAU, C. GARING, and H. LEBLOND. A rate gyro based on acoustic mode coupling. *J. Acoust. Soc. Am.*, 80(2) :672–680, 1986.
- [7] M. CAMPBELL, J. A. COSGROVE, C. A. GREATED, S. JACK, and D. ROCKLIFF. Review of LDA and PIV applied to the measurement of sound and acoustic streaming. *Opt. Laser Technol.*, 32 :629–639, 2000.
- [8] J.R. CASTREJON-PITA, A.A. CASTREJON-PITA, G. HUELSZ, and R. TOVAR. Experimental demonstration of the Rayleigh acoustic viscous boundary layer theory. *Physical Review*, E 73 :1–5, 2006.
- [9] M. CLAMEN and P. MINTON. An experimental investigation of flow in an oscillating pipe. *J. Fluid Mech.*, 81(3) :421–431, 1977.
- [10] N. DJILALI and I.S. GRATSHORE. Turbulent flow around a bluff rectangular plate. part 1 : Experimental investigation. *Transactions of the ASME. Journal of Fluids Engineering*, 113 :51–59, 1991.
- [11] S. DUFFOURD. Réfrigérateur thermoacoustique : études analytiques et expérimentales en vue d'une miniaturisation. *Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon*, 2001.
- [12] D.M. ECKMANN and J.B. GROTBORG. Experiments on transition to turbulence in oscillatory pipe flow. *J. Fluid Mech.*, 222 :329–350, 1991.
- [13] A. MELLING F. DURST and J. WHITELAW. Principles and practice of Laser Doppler Anemometry. *New York : Academic*, 1976.
- [14] 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.
- [15] Y. TAKEDA G. YAMANAKA, H. KIKURA and M. ARITOMI. Flow measurement on oscillating pipe flow near the entrance using the UVP method. *Experiments in Fluids*, 32(2) :212–220, 2002.



- 
- [16] B. GAZENGEL, S. POGGI, and J.-C. VALIÈRE. Evaluation of the performance of two acquisition and signal processing systems for measuring acoustic particle velocities in air by means of Laser Doppler Velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 14 :2047–2064, 2003.
- [17] J. GERRARD and M. HUGHES. The flow due to an oscillating piston in a cylindrical tube : a comparison between experiment and a simple entrance flow theory. *J. Fluid Mech.*, 50 :97–106, 1971.
- [18] R.G. LESSMANN G.R. SAM and F.L. TEST. An experimental study of flow over a rectangular body. *Transactions of the ASME. Journal of Fluids Engineering*, 101 :443–448, 1979.
- [19] M. HAMILTON, Y. ILINSKI, and E. ZABOLOTSKAYA. Acoustic streaming generated by standing waves in two-dimensional channels of arbitrary width. *J. Acoust. Soc. Am.*, 113 :153–160, 2003.
- [20] M. HAMILTON, Y. ILINSKI, and E. ZABOLOTSKAYA. Thermal effects on acoustic streaming in standing waves. *J. Acoust. Soc. Am.*, 114 :3092–3101, 2003.
- [21] D. B. HANN and C. A. GREATER. The measurement of flow velocity and acoustic particle velocity using particle-image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 8 :1517–1522, 1997.
- [22] X. HE and D.N. KU. Unsteady entrance flow development in a straight tube. *Transactions of the ASME. Journal of Biomechanical Engineering*, 116 :355–360, 1994.
- [23] M. HINO, M. KASHIWAYANAGI, A. NAKAYAMA, and T. HARA. Experiments on turbulence statistics and the structure of a reciprocating oscillatory flow. *J. Fluid Mech.*, 131 :363–400, 1983.
- [24] M. HINO, M. SAWAMOTO, and S. TAKASU. Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow. *J. Fluid Mech.*, 75(2) :193–207, 1976.
- [25] M. HINO and S. TAKASU. Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow. *Proc. 18th Conf. Hydraulic Research*, pages 145–150, 1974.
- [26] G. HUELSZ, F. LÓPEZ-ALQUICIRA, and E. RAMOS. Velocity measurements in the oscillatory boundary layer produced by acoustic waves. *Experiments in Fluids*, 32 :612–615, 2002.
- [27] U. INGARD and H. ISING. Acoustic nonlinearity of an orifice. *J. Acoust. Soc. Am.*, 42(1) :6–17, 1967.
- [28] F. KERHERVÉ J.-C. VALIÈRE and P. HERZOG. 2D Laser Doppler Velocimetry measurements in a loudspeaker port. *17th ICA, Rome*, 2001.
- [29] F. KERHERVÉ J.-C. VALIÈRE and P. HERZOG. Non-linéarités générées au niveau des événements d’enceintes. *6e Congrès Français d’Acoustique, Lille*, 2002.
- [30] B.L. JENSEN, B.M. SUMER, and J. FREDSSØE. Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 206 :265–297, 1989.
- [31] E. KASSIANIDES and J.H. GERRARD. The calculation of entrance length in physiological flow. *Medical and Biological Engineering*, 13(4) :558–560, 1975.
- [32] M. KIYA and K. SASAKI. Free stream turbulence effects on a separation bubble. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 14 :375–386, 1983.
- [33] U.H. KURZWEIG, E.R. LINDGREN, and B. LOTHROP. Onset of turbulence in oscillating flow at low Womersley number. *Phys. Fluids A*, 1(12) :1972–1975, 1989.
- [34] A.M. LEGENDRE. Mémoire sur la méthode des moindres carrés et sur l’attraction des ellipsoïdes homogènes. 1830.
- [35] H. LI. Stability of oscillatory laminar flow along a wall. *Beach Erosion Bd., US Army Corps of Engineers Tech. Memo.*, 47, 1954.
- [36] L. MENGUY and J. GILBERT. Non-linear acoustic streaming accompanying a plane stationary wave in a guide. *Acustica*, 86 :249–259, 2000.
-

- [37] P. MERKLI and H. THOMANN. Transition to turbulence in oscillating pipe flow. *J. Fluid Mech.*, 68(3) :567–575, 1975.
- [38] S. MOREAU, H. BAILLIET, and J.C. VALIÈRE. LDV measurement of fast acoustic streaming in a standing wave guide. *19th International Congress on Acoustics, Madrid (Espagne)*, 2-7 sept. 2007.
- [39] S. MOREAU, H. BAILLIET, and J.C. VALIÈRE. Mesures Laser dans les couches limites transitionnelles en résonateur acoustique. *Congrès Français d'Acoustique, Tours (France)*, 2006.
- [40] S. MOREAU, H. BAILLIET, and J.C. VALIÈRE. Measurement of inner and outer streaming vortices in a standing wave guide using Laser Doppler Velocimetry (LDV). *J. Acoust. Soc. Am.*, article accepté, 2007.
- [41] S. MOREAU, H. BAILLIET, and J.C. VALIÈRE. Entrance length in an acoustic waveguide. *Forum Acusticum, Budapest (Hongrie)*, août 2005.
- [42] S. MOREAU, R. BOUCHERON, J.C. VALIÈRE, and H. BAILLIET. Mesures LDV et PIV dans les couches limites acoustiques. *9e congrès francophone de vélocimétrie laser, Brussels (Belgique)*, 14-17 sept. 2004.
- [43] P. van ECK N.B. ROOZEN, M. BOCKHOLTS and A. HIRSCHBERG. Vortex sound in bass-reflex ports of loudspeakers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104(4) :1914–1924, 1998.
- [44] M. OHMI and M. IGUCHI. Critical Reynolds number in an oscillating pipe flow. *Bull. Japan Soc. Mech. Eng.*, 25(200) :165–172, février 1982.
- [45] M. OHMI, M. IGUCHI, K. KAKEHASHI, and T. MASUDA. Transition to turbulence and velocity distribution in an oscillating pipe flow. *Bull. Japan Soc. Mech. Eng.*, 25(201) :365–371, mars 1982.
- [46] M. OHMI, M. IGUCHI, and I. URAHATA. Flow patterns and frictional losses in an oscillating pipe flow. *Bull. Japan Soc. Mech. Eng.*, 25(202) :536–543, avril 1982.
- [47] J. R. OLSON and G. W. SWIFT. Acoustic streaming in pulse tube refrigerators : Tapered pulse tubes. *Cryogenics*, 37 :769–776, 1997.
- [48] T. OTA and H. NISHIYAMA. A correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 30 :1193–1200, 1987.
- [49] J.A. PEACOCK and J.W. STAIRMAND. Film gauge calibration in oscillatory pipe flow. *Journal of Physics, E : Scientific Instruments*, 16 :571–576, 1983.
- [50] Q. QI. The effect of compressibility on acoustic streaming near a rigid boundary for a plane traveling wave. *J. Acoust. Soc. Am.*, 94 :1090–1098, 1993.
- [51] M. RAFFEL, C. WILLERT, and J. KOMPENHANS. Particle image velocimetry : a practical guide. *Heidelberg : Springer*, 1998.
- [52] Lord RAYLEIGH. On the circulation of air observed in Kundt's tubes, and on some allied acoustical problems. *Philos. Trans. R. Soc. London*, 175 :1–21, 1884.
- [53] M. ROSSI. Traité d'électricité / Electro-acoustique. *Presses Polytechniques Romandes*, XXI, 1986.
- [54] N. ROTT. The influence of heat conduction on acoustic streaming. *Z. Angew. Math. Phys.*, 25 :417–421, 1974.
- [55] R.M. SADRI and J.M. FLORYAN. Accurate evaluation of the loss coefficient and the entrance length of the inlet region of a channel. *Journal of Fluids Engineering*, 124 :685–693, 2002.
- [56] S.I. SERGEEV. Fluid oscillations in pipes at moderate reynolds numbers. *Fluid Dynamics*, 1(1) :121–122, 1966.

- 
- [57] J. P. SHARPE, C. A. GREATER, C. GRAY, and D. M. CAMPBELL. The measurements of acoustic streaming using particle image velocimetry. *Acustica*, 68 :168–172, 1989.
- [58] G.-W. SWIFT. Thermoacoustic engines. *J. Acoust. Soc. Am.*, 88 :1145–1180, 1988.
- [59] G. TEDESCHI and R.K. MENON. Frequency response of solid particles in oscillating flows. *8th International Symposium on Application of Laser techniques to fluid mechanics*, page Lisbonne (Portugal), juillet 1996.
- [60] M. THOMPSON and A. ATCHLEY. Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities in a standing wave using Laser Doppler Anemometry. *J. Acoust. Soc. Am.*, 117 :1828–1838, 2005.
- [61] M. THOMPSON and A. ATCHLEY. Measurements of Rayleigh streaming in high-amplitude standing wave. *18th International Congress on Acoustics, Kyoto (Japon)*, pages Vol. 1, pp. 183–190, 4-9 avril 2004.
- [62] 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.
- [63] V. VALEAU. Mesure de la vitesse particulaire acoustique par Anémométrie Laser Doppler : estimation de la fréquence instantanée à variation sinusoïdale, validation de la mesure. *Thèse de doctorat, Université du Maine*, 1999.
- [64] J.-C. VALIÈRE, P. HERZOG, V. VALEAU, and G. TOURNOIS. Acoustic velocity measurements in the air by means of laser Doppler velocimetry : dynamic and frequency range limitations and signal processing improvements. *J. Sound and Vibration*, 229(3) :607–626, 2000.
- [65] J.-C. VALIÈRE, S. MOREAU, and H. BAILLIET. Developpement of laser techniques for boundary layer measurement - Parti : Signal processing for LDV for high acoustic displacements. *soumis au J. Acoust. Soc. Am.*, 2007.
- [66] G. VITTORI and R. VERZICCO. Direct simulation in an oscillatory boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 371 :207–232, 1998.
- [67] R. WAXLER. Stationary velocity and pressure gradients in a thermoacoustic stack. *J. Acoust. Soc. Am.*, 109 :2739–2750, 2001.
- [68] M. YAGHOUBI and S. MAHMOODI. Experimental study of turbulent separated and reattached flow over a finite blunt plate. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29 :105–112, 2004.
- [69] T.S. ZHAO and P. CHENG. Experimental studies on the onset of turbulence and frictional losses in an oscillatory turbulent pipe flow. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 17 :356–362, 1996.
- [70] T.S. ZHAO and P. CHENG. A numerical study of laminar reciprocating flow in a pipe of finite length. *Applied Scientific Research*, 59(1) :11–25, 1998.

## Annexe A

# Equations de base, simplifications et solutions

Pour obtenir l'équation de propagation de la pression dans un guide d'onde cylindrique, les équations fondamentales de l'acoustique linéaire doivent être adaptées au cas étudié puis combinées.

### A.1 Les équations fondamentales

Les grandeurs en usage et les hypothèses simplificatrices énoncées à la section 4.1.1 donnent le couple d'équations de la pression Eq. (4.6) et de la vitesse Eq. (4.7) particulière. En l'absence de sources extérieures, les équations de bases de la mécanique des fluides s'écrivent :

- l'équation de Navier-Stokes

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} P + \mu \nabla^2 \vec{u} + \left( \eta + \frac{\mu}{3} \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \quad (\text{A.1})$$

avec  $\mu$  et  $\eta$  respectivement les coefficients de viscosité de cisaillement et de volume.

- l'équation de conservation de la masse

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

- l'équation de conduction de la chaleur dans le fluide

$$\rho T \left( \frac{\partial S}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} S \right) = K \Delta T + O_2(\vec{u}) \quad (\text{A.3})$$

avec  $K$  le coefficient de conductivité thermique du fluide et  $O_2(\vec{u})$  un terme d'ordre supérieur qui exprime la transformation par effet de viscosité de l'énergie cinétique en chaleur.

- les expressions différentielles totales exactes des variables  $S$  et  $\rho$

$$dS = \frac{C_p}{T} dT - \frac{\alpha}{\rho} dP, \quad (\text{A.4})$$

$$d\rho = -\rho \alpha dT + \rho \chi_t dP, \quad (\text{A.5})$$

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

---

## A.2 La vitesse particulaire

Pour obtenir l'équation de propagation pour la pression, il convient d'établir une expression de la vitesse particulaire axiale  $u$  en fonction de  $\partial p/\partial x$ , de la géométrie du système et des propriétés du fluide. Dans le cadre de l'acoustique linéaire, cette expression est établie à partir de la composante selon  $x$  de l'équation de Navier-Stokes, Eq. (A.1), au premier ordre

$$i\omega\rho_0 u = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)u + \left(\eta + \frac{\mu}{3}\right)\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (\text{A.6})$$

En raison de l'importance des effets de viscosité de cisaillement, la variation de la vitesse particulaire suivant  $r$ ,  $\frac{\partial}{\partial r}$ , est très supérieure à sa variation suivant  $x$ ,  $\frac{\partial}{\partial x}$ . L'Eq. (A.6) se réduit donc à la loi de Poiseuille

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + k_\nu^2 u = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (\text{A.7})$$

où  $k_\nu^2 = -\frac{i\omega\rho_0}{\mu}$ . Avec les conditions aux limites  $u(\pm R) = 0$ , cette équation a pour solution

$$\frac{\partial p}{\partial x} + Z_v U = 0, \quad (\text{A.8})$$

avec le débit volumique acoustique selon  $x$ ,  $U = u\pi R^2$ , et l'impédance linéique équivalente aux effets visqueux

$$Z_v = \frac{i\omega\rho_0}{\pi R^2(1 - f_\nu)}, \quad (\text{A.9})$$

avec

$$f_\nu = \frac{2J_1\left(\frac{(1+i)R}{\delta_\nu}\right)}{\frac{(1+i)R}{\delta_\nu} J_0\left(\frac{(1+i)R}{\delta_\nu}\right)}, \quad (\text{A.10})$$

et l'épaisseur de la couche limite visqueuse

$$\delta_\nu = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}, \quad (\text{A.11})$$

$J_0$  et  $J_1$  étant respectivement les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre zéro et un.

## A.3 L'écart instantané de température

Dans le cadre de l'acoustique linéaire et en supposant que la variation de température particulaire suivant  $r$  est très supérieure à sa variation suivant  $x$ , l'équation de conduction de chaleur, Eq. (A.3), au premier ordre devient

$$\rho_0 T_0 i\omega s = K \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2}. \quad (\text{A.12})$$

L'équation d'état pour l'entropie, Eq. (A.4), peut s'exprimer en fonction des termes d'ordre 1 (approximation linéaire)

$$ds = \frac{C_p}{T_0} d\tau - \frac{\alpha}{\rho_0} dp. \quad (\text{A.13})$$

Par intégration cette dernière équation devient

$$s = \frac{C_p}{T_0} \tau - \frac{\alpha}{\rho_0} p. \quad (\text{A.14})$$

En reportant l'expression de  $s$ , Eq. (A.14), dans l'Eq. (A.12), il vient

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} + k_h^2 \tau = \frac{-T_0 \alpha i \omega}{K} p, \quad (\text{A.15})$$

avec  $k_h^2 = \frac{-i \omega \rho_0 C_p}{K}$ . En négligeant la viscosité, la solution de cette équation qui satisfait aux conditions aux limites  $\tau(\pm R) = 0$  s'écrit

$$\tau = (1 - f_h) \frac{(\gamma - 1)}{\alpha \rho_0 c_0^2} p, \quad (\text{A.16})$$

avec

$$f_h = \frac{2J_1((1+i)R/\delta_h)}{(1+i)R/\delta_h J_0((1+i)R/\delta_h)}, \quad (\text{A.17})$$

l'épaisseur de la couche limite thermique

$$\delta_h = \sqrt{\frac{2K}{C_p \rho_0 \omega}}, \quad (\text{A.18})$$

$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$  le rapport des capacités calorifiques massique à pression  $C_p$  et à volume  $C_v$  constants et en rappelant que  $\frac{T_0 \alpha}{C_p} = \frac{(\gamma-1)}{\alpha c_0^2}$ .

## A.4 La pression acoustique

Dans le cadre de l'acoustique linéaire, l'équation de conservation de la masse, Eq. (A.2), au premier ordre devient

$$i\omega \rho' + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (\text{A.19})$$

L'équation d'état pour la masse volumique, Eq. (A.5), peut s'exprimer en fonction des termes d'ordre 1 (approximation linéaire)

$$d\rho' = -\rho_0 \alpha d\tau + \rho_0 \chi_t dp \quad (\text{A.20})$$

qui par intégration devient

$$\rho' = -\rho_0 \alpha \tau + \frac{\gamma}{c_0^2} p. \quad (\text{A.21})$$

En remplaçant  $\rho'$  par son expression, Eq. (A.21), et  $\tau$  par l'Eq. (A.16) dans l'Eq. (A.19), il vient

$$\frac{\partial U}{\partial x} + Y_h p = 0, \quad (\text{A.22})$$

où  $Y_h$  est l'admittance linéique équivalente aux effets thermiques

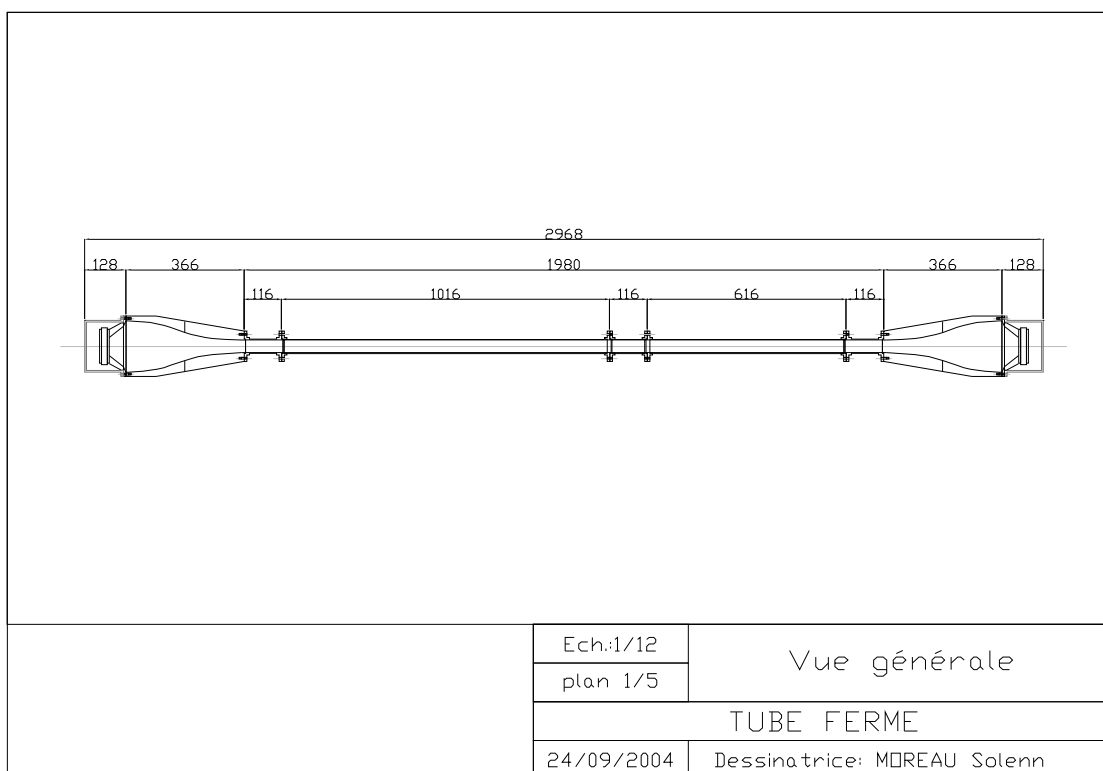
$$Y_h = \frac{i\omega \pi R^2}{\rho_0 c_0^2} (1 + (\gamma - 1) f_h). \quad (\text{A.23})$$

Les calculs à partir des équations de bases ont permis d'obtenir un système de deux équations (Eq. (A.8) et Eq. (A.22)) qui aboutit à l'équation de propagation pour la pression acoustique.



## Annexe B

# Plans et photo du montage



**Fig. B.1:** Plan général du montage.



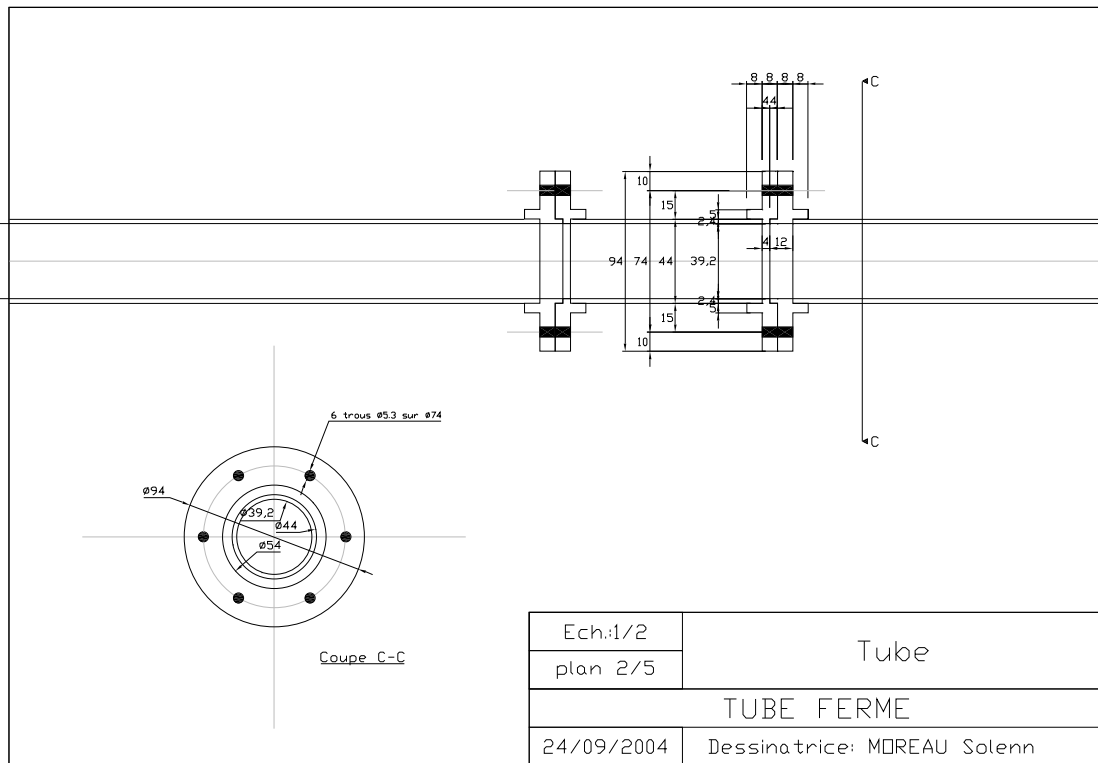


Fig. B.2: Plan des brides.

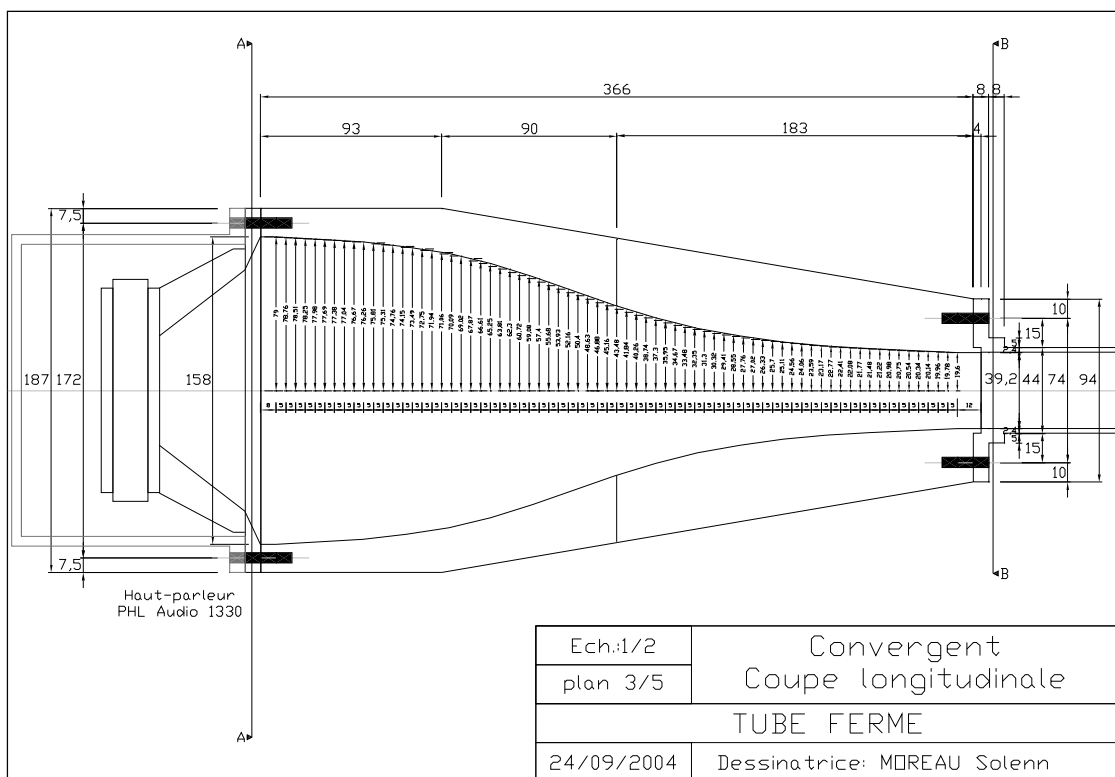


Fig. B.3: Coupe longitudinale du convergent.

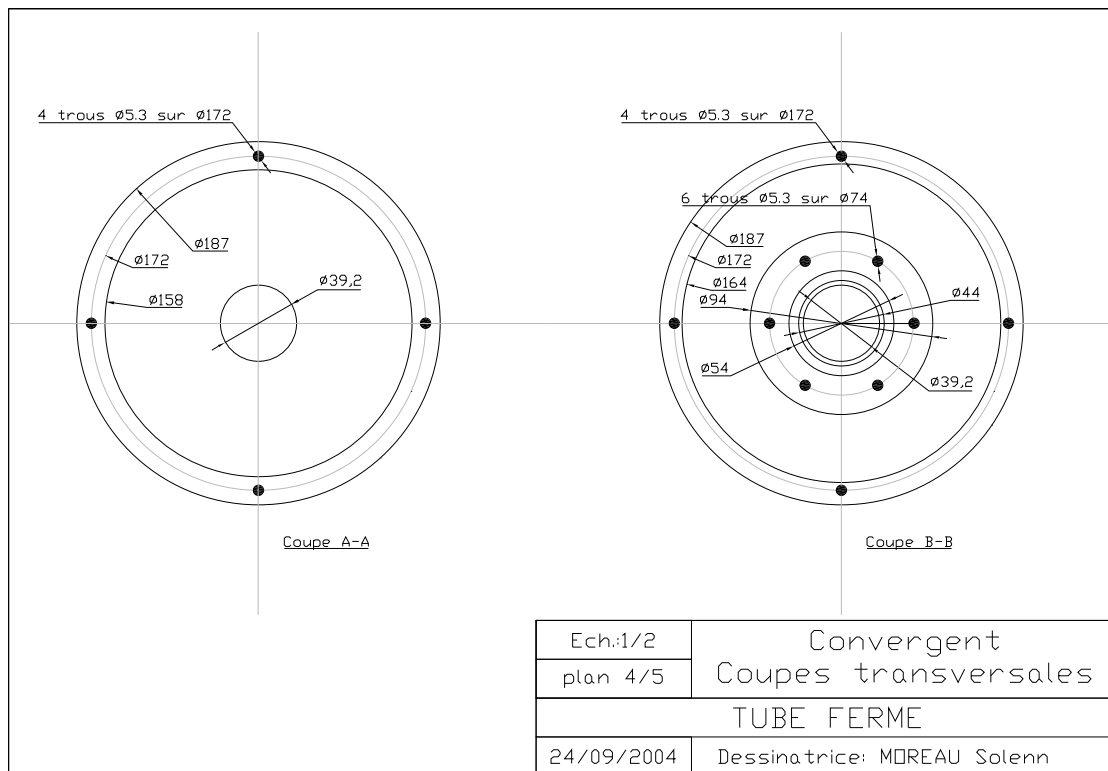


Fig. B.4: Coupes transversales du convergent.

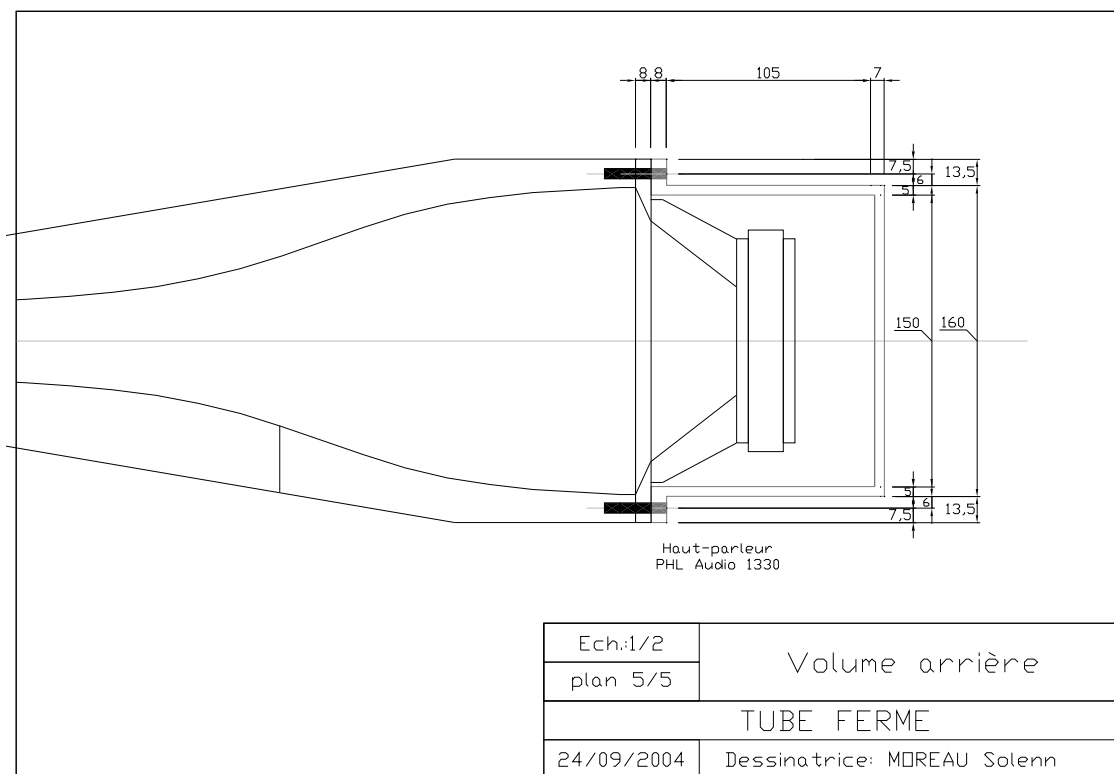
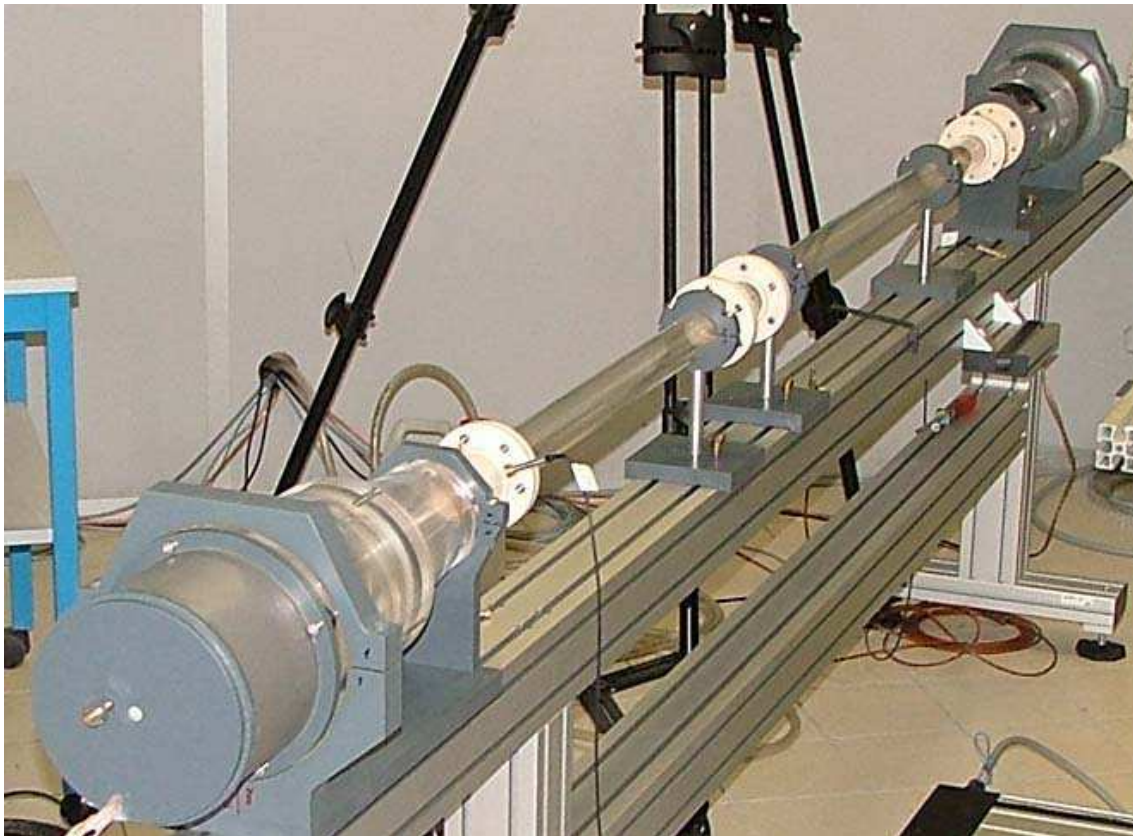


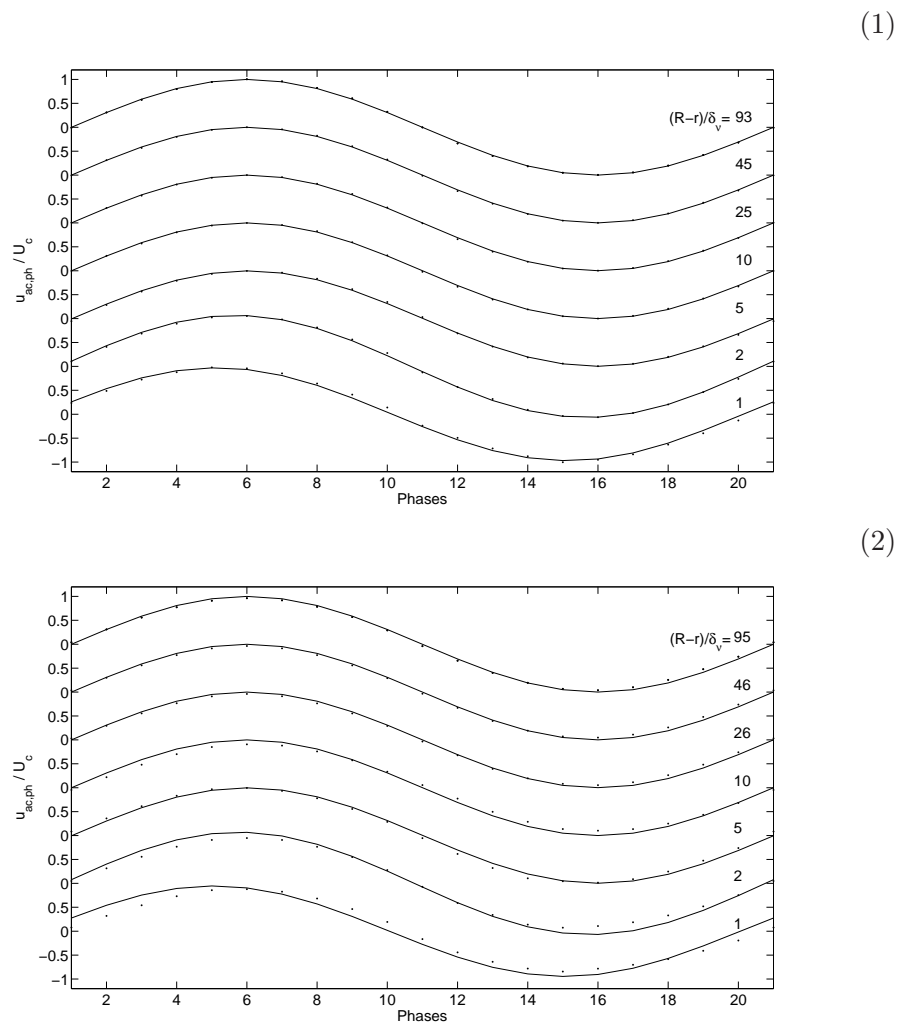
Fig. B.5: Plan du volume arrière.



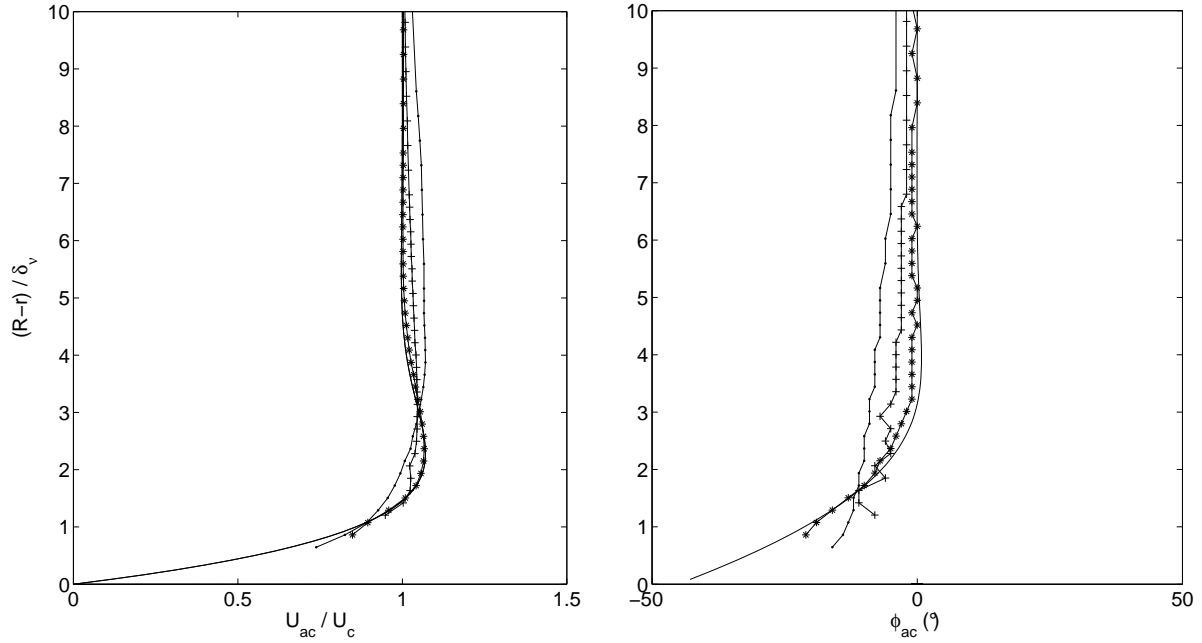
**Fig. B.6:** Photographie générale du montage.

## Annexe C

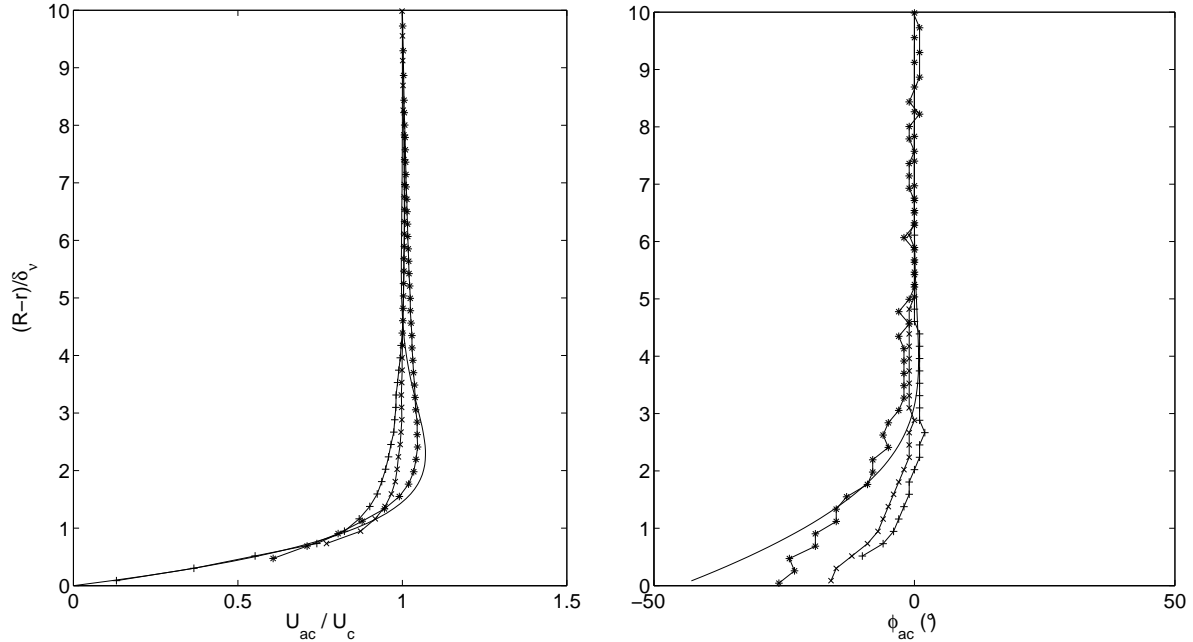
# Résultats complémentaires pour l'étude de la transition à la turbulence



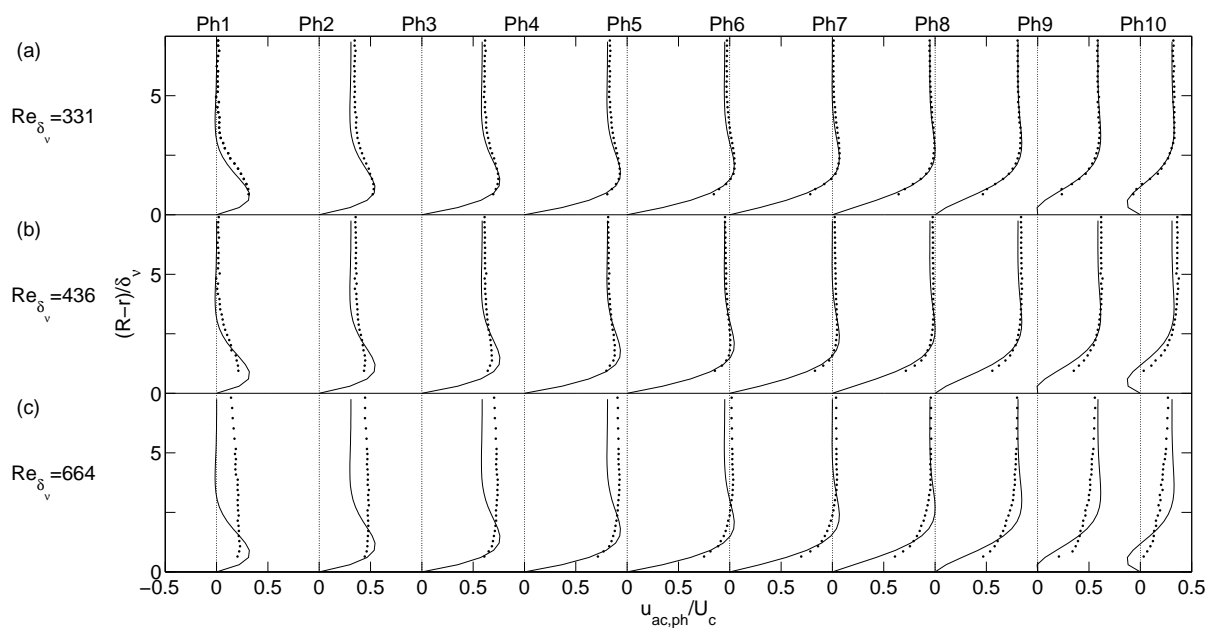
**Fig. C.1:** Forme d'onde adimensionnelle de la vitesse acoustique axiale dans le guide d'onde pour  $W_0 = 137$ ; (1) :  $Re_{\delta_v} = 394$  ( $Re = 76613$ ), (2) :  $Re_{\delta_v} = 513$  ( $Re = 99725$ );  $\bullet$  : mesures VLD;  $—$  : théorie laminaire.



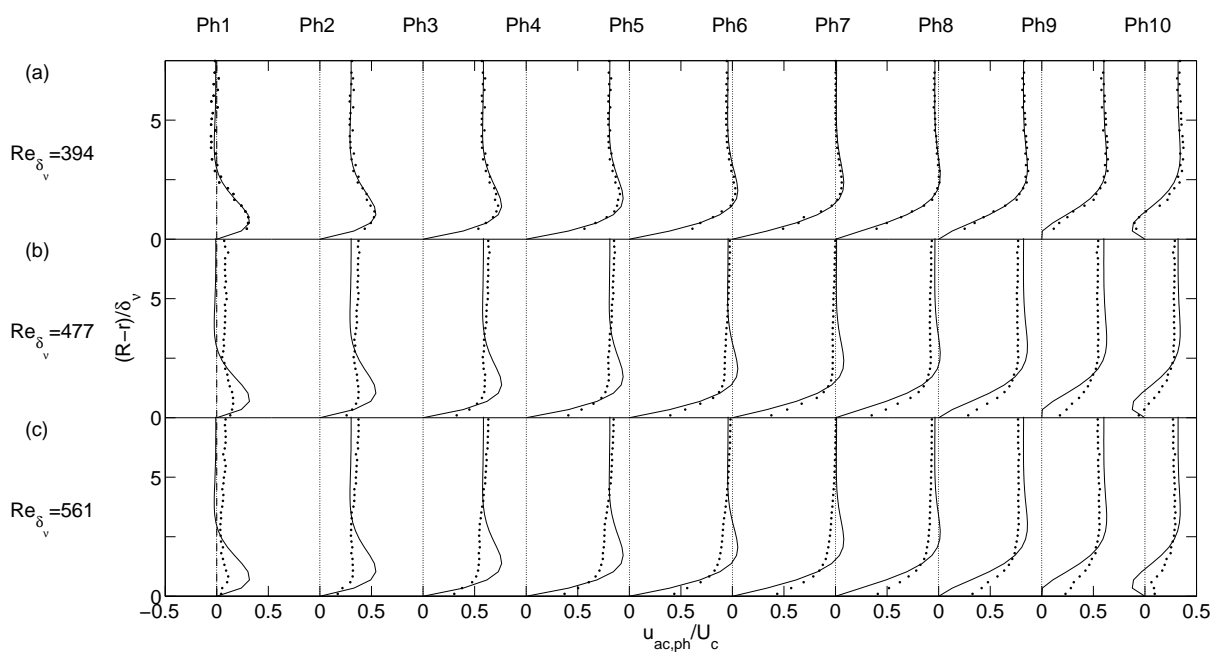
**Fig. C.2:** Profils en proche paroi de l'amplitude de vitesse acoustique axiale  $U$  adimensionnée avec l'amplitude de la vitesse au centre du guide  $U_c$  et de la phase de la vitesse acoustique axiale dans le guide d'onde pour  $W_0 = 122$ ; — : théorie laminaire; \* :  $Re_{\delta_v} = 331$  ( $Re = 56912$ ); + :  $Re_{\delta_v} = 505$  ( $Re = 86906$ ); • :  $Re_{\delta_v} = 664$  ( $Re = 114336$ ).



**Fig. C.3:** Profils en proche paroi de l'amplitude de vitesse acoustique axiale  $U$  adimensionnée avec l'amplitude de la vitesse au centre du guide  $U_c$  et de la phase de la vitesse acoustique axiale dans le guide d'onde pour  $W_0 = 138$ ; — : théorie laminaire; \* :  $Re_{\delta_v} = 394$  ( $Re = 76613$ ); × :  $Re_{\delta_v} = 477$  ( $Re = 93160$ ); + :  $Re_{\delta_v} = 561$  ( $Re = 109589$ ).

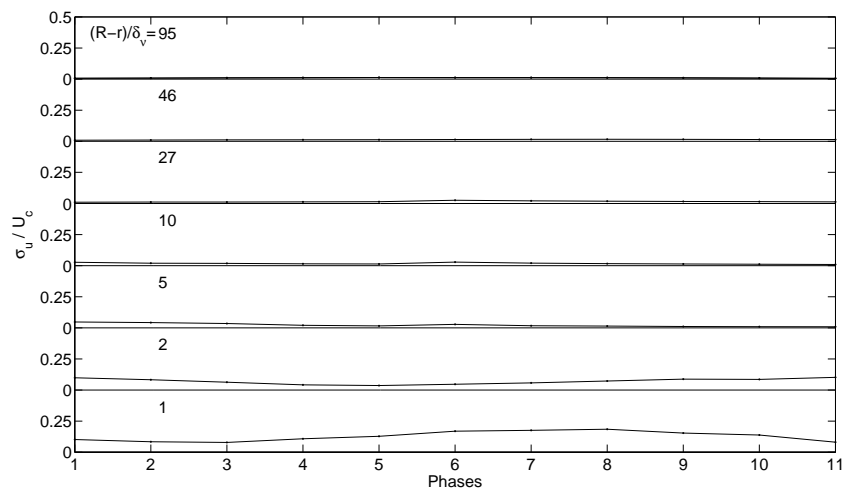


**Fig. C.4:** Profils adimensionnels en proche paroi de vitesse acoustique axiale dans le guide d'onde pour  $W_0 = 122$ ;  $\bullet$  : mesures VLD ;  $-$  : théorie laminaire.

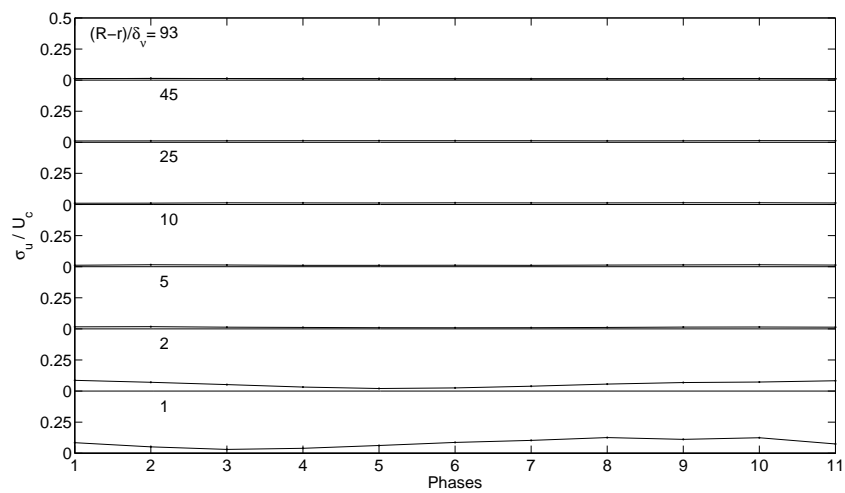


**Fig. C.5:** Profils adimensionnels en proche paroi de vitesse acoustique axiale dans le guide d'onde pour  $W_0 = 138$ ;  $\bullet$  : mesures VLD ;  $-$  : théorie laminaire.

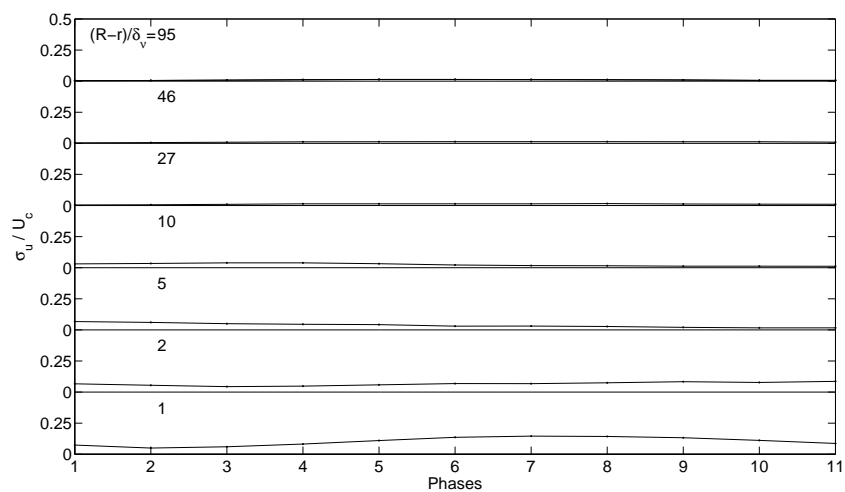
(1)



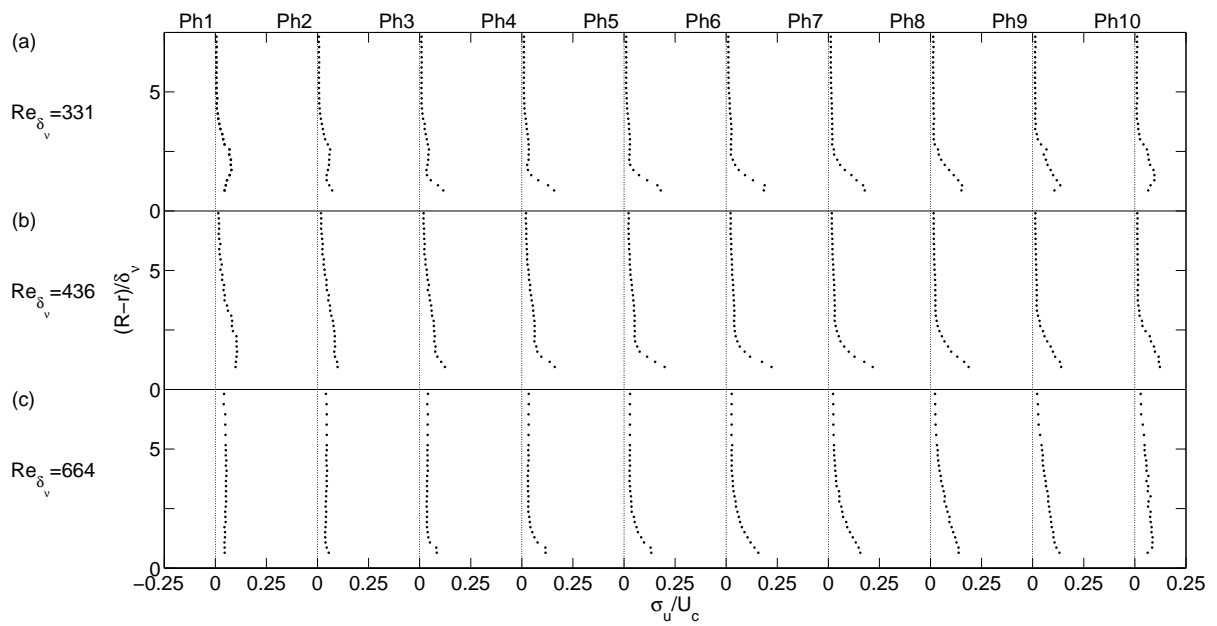
(2)



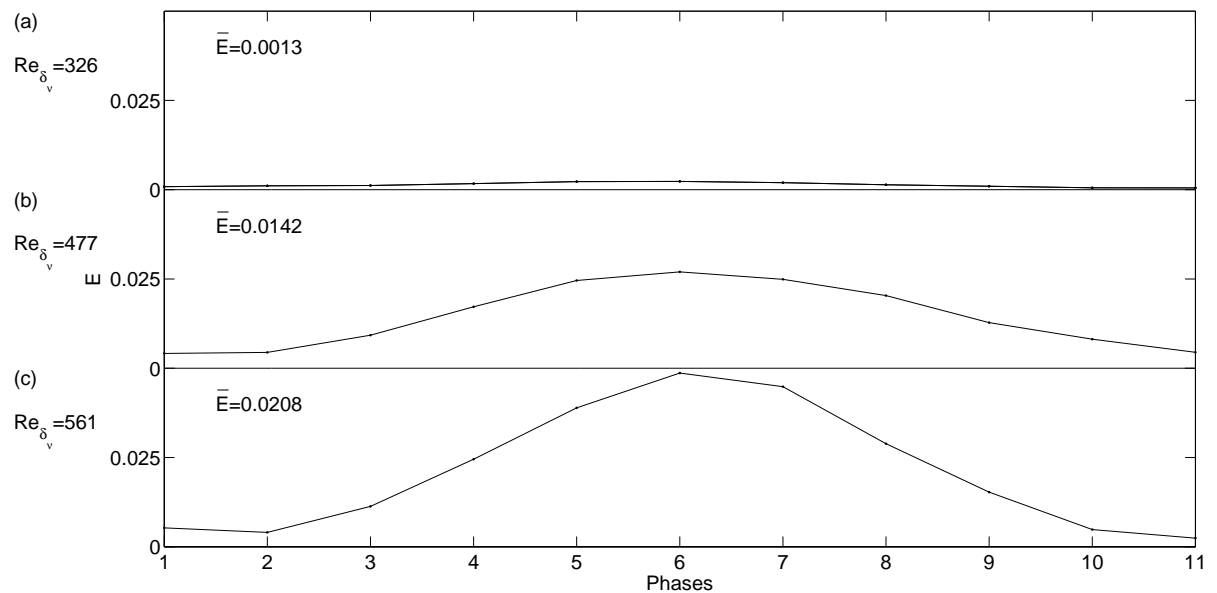
(3)



**Fig. C.6:** Forme d'onde du taux de turbulence axial dans le guide d'onde par mesure VLD pour  $W_0 = 138$ ; (1) :  $Re_{\delta_v} = 235$  ( $Re = 45896$ ), (2) :  $Re_{\delta_v} = 394$  ( $Re = 76613$ ), (3) :  $Re_{\delta_v} = 561$  ( $Re = 109589$ ).



**Fig. C.7:** Profils adimensionnels du taux de turbulence axial dans le guide d'onde par mesure VLD pour  $W_0 = 122$ .



**Fig. C.8:** Energie cinétique turbulente axiale dans le guide d'onde par mesure VLD pour  $W_0 = 138$ .



**Titre: Conception d'un dispositif expérimental et étude de l'écoulement oscillant en résonateur acoustique fort niveau pour la caractérisation de phénomènes non-linéaires: transition à la turbulence et écoulements redressés**

**Résumé:**

Deux phénomènes de l'acoustique non-linéaire à fort niveau sont étudiés lors de cette thèse: la transition à la turbulence et les écoulements redressés en guide d'onde acoustique. Le développement récent de la Vélocimétrie Laser par effet Doppler (VLD) ouvre de nouvelles voies pour l'étude de ces phénomènes. Une partie du travail de cette thèse a ainsi consisté en l'adaptation de la VLD à des mesures acoustiques en proche paroi. Ce travail préliminaire a permis de proposer par la suite l'étude de la transition à la turbulence en fluide oscillant compressible et celle des tourbillons internes et externes des écoulements redressés. Pour ce faire, un dispositif expérimental a été conçu, réalisé, instrumenté et caractérisé, impliquant en particulier une étude de l'ensemble couplé source acoustique / résonateur. Pour isoler les phénomènes à l'étude, les autres phénomènes non-linéaires qui peuvent apparaître dans le guide d'onde sont évalués. Des mesures par VLD de vitesse acoustique et de turbulence dans la couche limite acoustique permettent de préciser l'évolution des régimes d'écoulements qui interviennent dans la transition à la turbulence et de déterminer une limite expérimentale entre le régime laminaire et le régime turbulent. Des mesures de la vitesse des écoulements redressés sont effectuées pour observer l'évolution des tourbillons internes et externes des écoulements redressés, en particulier pour des écoulements redressés rapides. Une étude préliminaire est aussi effectuée en vue d'étudier l'influence d'un obstacle sur le schéma de Rayleigh pour aider à la compréhension des phénomènes présents dans les machines thermoacoustiques.

**Mots-clés:** VLD, résonateur acoustique, transition à la turbulence, écoulements redressés

---

**Title: Design of an experimental device and study of oscillating flow in a high acoustic level resonator for the characterization of non-linear phenomena: transition to turbulence and acoustic streaming**

**Abstract:**

Two of nonlinear acoustic phenomena of high acoustic level are studied in this thesis: the transition to turbulence and the streaming flow in an acoustic wave guide. The recent development of Laser measurement techniques such as Laser Doppler Velocimetry (LDV) allow to reconsider the study of these phenomena. Part of the present work consists in the adaptation of LDV to acoustic measurements in the near wall region. This makes it possible to begin thereafter the study of the transition to turbulence in a compressible oscillating fluid and the study of the inner and outer streaming especially for high acoustic levels. For this purpose, an experimental set-up was designed, carried out, instrumented and characterized on the basis of the study of the coupled electroacoustic system: source / acoustic resonator. To isolate the studied phenomena, the other non-linear phenomena which can appear in the wave guide (nonlinear propagation and minor losses at geometric discontinuity) are quantified. LDV measurements of acoustic velocity and turbulence in the acoustic boundary layer make it possible to specify the evolution of the flow regimes which appear in the transition to turbulence and to determine an experimental limit between a laminar flow and a turbulent flow for our measurements. Velocity measurements of acoustic streaming are performed to study the evolution of the inner and outer acoustic streaming especially for high acoustic levels. A preliminary study was also carried out in order to study the effect of an obstacle on the Rayleigh cells so as to help understand of phenomena in thermoacoustic machines.

**Key-words:** LDV, acoustic resonator, transition to turbulence, acoustic streaming

---