



**HAL**  
open science

# Caractérisation expérimentale et théorique des écoulements entraînés par ultrasons. Perspectives d'utilisation dans les procédés de solidification du Silicium Photovoltaïque.

Brahim Moudjed

## ► To cite this version:

Brahim Moudjed. Caractérisation expérimentale et théorique des écoulements entraînés par ultrasons. Perspectives d'utilisation dans les procédés de solidification du Silicium Photovoltaïque.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. INSA de Lyon, 2013. Français. NNT : . tel-02946090

**HAL Id: tel-02946090**

**<https://hal.science/tel-02946090>**

Submitted on 22 Sep 2020

**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.

Thèse

# Caractérisation expérimentale et théorique des écoulements entraînés par ultrasons. Perspectives d'utilisation dans les procédés de solidification du Silicium Photovoltaïque.

Présentée devant  
L'Institut National des Sciences Applyquées de Lyon

Pour obtenir  
Le grade de docteur

Formation doctorale : Mécanique des fluides  
École doctorale : Mécanique - Energetique - Génie civil - Acoustique

Par  
**Brahim MOUDJED**  
Soutenue le 02 décembre 2013 devant la Commission d'examen

## Composition du jury de thèse

---

Directeurs de thèse	H. BEN-HADID	Pr. (UCBL / LMFA)
	V. BOTTON	MdC HdR (INSA de Lyon / LMFA)
	J.P. GARANDET	Dr. HdR, Ingénieur (CEA / INES)
Président	Y. FAUTRELLE	Pr. (INP Grenoble / EPM-SIMAP)
Rapporteurs	A. MOJTABI	Pr. (UPS Toulouse / IMFT)
	A. POTHERAT	Pr. (Université de Coventry / AMRC)
Examineurs	D. HENRY	D. R. (CNRS / LMFA)
	Y. BAILLY	Pr. (Université de Franche-Comté / FEMTO-ST)

Laboratoire de recherche : LMFA UMR CNRS 5509



# Rhône-Alpes Région

*Thèse réalisée au* Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique  
UMR CNRS 5509  
École Centrale de Lyon  
36, avenue Guy de Collongue  
69134 Écully cedex - France  
Tél : +33 (0)4 72 18 61 76  
Fax : +33 (0)4 78 64 71 45

[lmfa.ec-lyon.fr/](http://lmfa.ec-lyon.fr/)

*Sous la direction de* Hamda Ben Hadid    [hamda.benhadid@univ-lyon1.fr](mailto:hamda.benhadid@univ-lyon1.fr)  
Valéry Botton            [valery.botton@insa-lyon.fr](mailto:valery.botton@insa-lyon.fr)  
Jean Paul Garandet    [jean-paul.garandet@cea.fr](mailto:jean-paul.garandet@cea.fr)

*Financement* Allocation de recherche de la Région Rhône-alpes

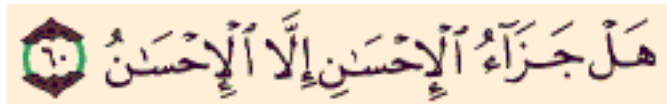


---

« *Not only can a jet generate sound, but also sound can generate a jet!* »

Lighthill [1], 1978

« Y a-t-il d'autre récompense pour le bien, que le bien ? »



Sourate 55 (sourate Ar-Rahman), verset 60



# Résumé

La présente étude s'intéresse à un écoulement d'*acoustic streaming*, c'est-à-dire un écoulement généré par la propagation d'une onde acoustique dans un fluide. Le travail consiste à comparer deux approches : expérimentale et numérique. Les ultrasons sont émis à 2MHz par un transducteur piézo-électrique de 28.5mm de diamètre. Ce dernier est plongé dans une cuve d'eau équipée de deux parois absorbantes : l'une sert à séparer le champ proche du champ lointain et l'autre est placée à l'extrémité du domaine fluide afin d'éviter toute réflexion. On réalise ainsi une étude en champ proche et une étude en champ lointain. Les mesures sont de deux types : champ de pression acoustique (hydrophone) et champ de vitesse (PIV). En parallèle, on effectue des simulations numériques directes avec le logiciel *StarCCM+*<sup>TM</sup>. Il s'agit de résoudre les équations de Navier-Stokes en fluide incompressible complétées d'un terme source de force acoustique. L'expression de ce dernier est obtenue par séparation des échelles de temps, ce qui consiste à négliger à l'échelle de temps acoustique les variations temporelles lentes, de l'écoulement généré. La démarche est ensuite analogue à celle utilisée en turbulence pour le calcul des tenseurs de Reynolds. On obtient finalement un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux de la modélisation numérique.

**Mots clés** : *Acoustic streaming*, ultrasons, force acoustique, jet hydrodynamique.





***Experimental and theoretical  
characterization of acoustic streaming.  
Prospect of an use for photovoltaic  
Silicon solidification.***



# Abstract

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

**Keywords :** *Acoustic streaming, ultrasound, acoustic force, hydrodynamics jet.*



# Notations

## Indices

$ac$	<u>ac</u> oustique
$e$	<u>é</u> coulement

## Lettres latines

$a$	Rayon du transducteur	$m$	$P_{ac}$	Puissance	$W$
$c$	Célérité du son	$m.s^{-1}$	$P_{elec}$	Puissance électrique	$W$
$C_p$	Chaleur spécifique à pression constante	$J.K^{-1}.kg^{-1}$	$p_{max}$	Amplitude maximale de la pression acoustique	$Pa$
$d_s$	Diamètre du transducteur ( $d_s = 2a$ )	$m$	$R_e$	Rayon du jet hydrodynamique	$m$
$f$	Fréquence du transducteur	$Hz$	$R_{ac}$	Rayon du faisceau acoustique	$m$
$f'$	Distance focale	$m$	$u$	Composante longitudinale de la vitesse instantanée	$m.s^{-1}$
$f_{ac}$	Force acoustique	$N.m^{-3}$	$u_{ac}$	Vitesse acoustique	$m.s^{-1}$
$h$	Hauteur d'eau	$m$	$U_{ac}$	Amplitude de la vitesse acoustique	$m.s^{-1}$
$I_{ac}$	Intensité acoustique	$W.m^{-2}$	$u_e$	Vitesse de l'écoulement	$m.s^{-1}$
$k$	Nombre d'onde	$m^{-1}$	$v$	Composante horizontale transversale de la vitesse instantanée	$m.s^{-1}$
$L$	Longueur de la cuve d'eau	$m$	$w$	Composante verticale de la vitesse instantanée	$m.s^{-1}$
$l$	Largeur de la cuve d'eau	$m$	$x$	Position longitudinale, distance au transducteur	$m$
$L_f$	Longueur de Fresnel	$m$	$x_0$	Distance au transducteur de la plaque absorbante intercalaire	$m$
$p$	Pression	$Pa$	$y$	Position horizontale transversale, origine sur l'axe du transducteur	$m$
$\tilde{p}_{ac}$	Amplitude complexe de la pression acoustique	$Pa$	$z$	Position verticale, origine sur l'axe du transducteur	$m$
$p_{ac}$	Norme de l'amplitude de la pression acoustique	$Pa$	$Z_{ac}$	Impédance acoustique	$Pa.s.m^{-1}$

**Lettres grecques**

$\alpha$	Angle de discrétisation de la source	<i>degré</i>
$\alpha_{ac}$	Coefficient d'atténuation acoustique en amplitude	$m^{-1}$
$\alpha_{cyl}$	Angle d'ouverture de la lentille cylindrique	<i>degré</i>
$\delta$	Epaisseur de la nappe laser	$m$
$\eta$	Viscosité de volume	$Pa.s$
$\theta$	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$\theta_{diff}$	Demi-angle au sommet du cône du diffraction	<i>degré</i>
$\theta_{conv}$	Angle de convergence de la lentille convergente	<i>degré</i>
$\kappa$	Coefficient de dilatation thermique	$K^{-1}$
$\lambda$	Longueur d'onde de l'onde acoustique	$m$
$\lambda_{laser}$	Longueur d'onde du laser	$m$
$\mu$	Viscosité dynamique	$Pa.s$
$\nu$	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
$\rho$	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\sigma$	Rayon de discrétisation de la source acoustique	$m$
$\phi$	Diamètre du faisceau en sortie de laser	$m$
$\varphi$	Déphasage	<i>degré</i>
$\Delta t_{pulse}$	Temps entre les deux tirs laser	$ms$
$\Delta t_{trame}$	Temps entre les deux premières trames de chaque doublets de la caméra	$ms$

**Abréviations**

ADV	<u>A</u> coustic <u>D</u> oppler <u>V</u> elocimetry
KZK	<u>K</u> hokhlov - <u>Z</u> abolotskaya - <u>K</u> uznetsov
LDA	<u>L</u> aser <u>D</u> oppler <u>A</u> nenometry
LDV	<u>L</u> aser <u>D</u> oppler <u>V</u> elocimetry
NI	<u>N</u> ational <u>I</u> nstruments <sup>TM</sup>
PIV	<u>P</u> article <u>I</u> magery <u>V</u> elocimetry
PCI	<u>P</u> eripheral <u>C</u> omponent <u>I</u> nterconnect
PXI	<u>P</u> CI <u>e</u> Xtensions for <u>I</u> nstrumentations
Si-PV	<u>S</u> ilicium <u>P</u> hoto <u>V</u> oltaïque
SWR	<u>S</u> tanding <u>W</u> ave <u>R</u> atio
ZI	<u>Z</u> one d' <u>I</u> nterrogation

La moyenne temporelle est notée avec un trait au dessus de la variable :  $\bar{X}$ .

La convention utilisée pour les équations est la notation indicelle avec la sommation implicite.

Les valeurs numériques des paramètres fixes sont :

diamètre du transducteur :	$d_s = 28.5mm$
fréquence des ultrasons :	$f = 2MHz$
masse volumique de l'eau :	$\rho = 1000kg.m^{-3}$
célérité du son dans l'eau :	$c = 1480m.s^{-1}$
coefficient d'atténuation acoustique :	$\alpha_{ac} = 0.1m^{-1}$
Dimension de la cavité en champ proche :	$265 \times 180 \times 160mm (L \times l \times h)$
Dimension de la cavité en champ lointain :	$470 \times 180 \times 160mm (L \times l \times h)$

# Remerciements

J'ai débuté cette thèse à l'âge de 24 ans. Me voici, 3ans après, Docteur en Mécanique des Fluides, moi, Brahim MOUDJED.

Ceci, je le dois tout d'abord à **mes parents**, **3 supers frères** et **1 formidable soeur** qui n'ont cessé de me soutenir depuis tout petit, de me conseiller et de m'aider dans mes choix. Je leur dédie ce manuscrit, en particulier à vous, **maman** et **papa**, vous, qui arrivés d'Algérie avec rien, avez su faire 5 merveilleux enfants que vous avez élevé et éduqué de la meilleure manière qui soit. Alors **merci maman** et **merci papa**. Bien sûr, ils ne m'ont pas enseigné les mathématiques, ni la physique ou la mécanique des fluides, et encore moins *l'acoustic streaming*.

Non, l'apprentissage de ce dernier point, je l'ai fait avec un homme remarquable : **Valéry Botton**. Avant d'être un Maître de Conférences confirmé et un Directeur de recherche admirable, c'est tout d'abord un père de famille et un homme simple et généreux. Je ne te remercierai jamais assez de m'avoir fait confiance pendant ces 3ans (et plus) ainsi que pour tout ce que tu m'as appris tant sur le plan scientifique qu'humain.

En ce qui concerne la simplicité, il y a également **Daniel Henry** avec qui j'ai partagé plusieurs voyages dans le cadre de Congrès. Celui qui m'a le plus marqué restera sans doute celui à Oujda au Maroc où je t'ai vu te rememorer de bons souvenir avec plein d'enthousiasme en retournant sur des lieux et retrouvant des personnes du début de ta carrière. Je crois que pendant ce modeste quart de siècle que j'ai vécu, je n'ai jamais connu un homme aussi simple et humble ... et pointilleux ! Parce qu'il faut dire que pour ce qui est de la rigueur, Daniel est quelqu'un de très consciencieux et minutieux.

Je me rappelle, par ailleurs, de la première personne que j'ai contacté lorsque j'ai voulu postuler à cette thèse : il s'agit de toi **Jean Paul Garandet**. Outre ta bonne humeur, tes interventions ont toujours été très enrichissantes notamment grâce à ton approche physique et tes questions toujours aussi pertinentes.

Il y a également une autre personne que je n'ai vu que très rarement du fait de son emploi du temps chargé mais, dont les brèves interventions m'ont été très bénéfiques : il s'agit du Grand Chef, comme tout le monde a pris l'habitude de l'appeler, **Hamda Ben Hadid**.

Parmi tous ces hommes, il fallait une touche de féminité : **Séverine Millet**, très gentille et très humaine. J'aimerais tout simplement dire : merci Séverine.

Voilà donc, les cinq personnes qui m'ont initié et permis de faire mes premiers pas dans le monde de la recherche scientifique. Merci à vous cinq.

Maintenant, j'aimerais passer aux deux doctorants que j'ai rencontré et avec qui je me suis lié d'amitié : **Mohamed-Hatem Allouche** et **Redouane Boussaa**. Les frères, j'espère sincèrement que nous resterons en contact ou bien mieux encore que nous travaillerons ensemble sur des projets de recherche communs et je nous souhaite aussi, à nous trois, de rester avant tout, des hommes bons, *In Shaa Allah*.

J'ai pendant ces trois années, partagé le bureau avec **Emmanuelle Mignot**. Je te remercie très sincèrement de ton accueil ainsi que de tous ces échanges scientifiques que l'on a pu avoir, nous, au fond d'un couloir, au 1<sup>ère</sup> étage du bâtiment Jacquard de l'INSA de Lyon. Dans ce



couloir, il y avait également d'autres personnes que je tiens à remercier pour leur sympathie et bonne humeur quotidienne. Il s'agit de Jean Yves Champagne, Mahmoud El Hajem, Nicolas Rivière, Serge Simoëns, Gilbert Travin et Cedric Marmounier (notre technicien) ainsi que des doctorants, qui étaient déjà présents quand je suis arrivé (Yann Peltier, Pierre Valiorgue et Trong Dai), ou qui ont débuté après moi (Nicolas Souzy, Han Lei et Cai Wei).

Un grand merci à **Nathalie Grosjean**, ingénieur de recherche CNRS et responsable de la plateforme PIV au LMFA. Je la remercie pour sa grande disponibilité, son efficacité et bien sûr sa sympathie.

Je remercie également tout le personnel du LMFA ainsi que celui de l'INSA qui, de loin ou de près, ont pu contribuer au bon déroulement de cette thèse.

J'aimerais finir par les propos suivants : cette thèse a été pour moi une aventure merveilleuse, et si c'était à refaire, je me ré-engagerai sans hésitation !

# Table des matières

Résumé	iii
<i>Abstract</i>	vii
Notations	ix
Remerciements	xi
Table des matières	xiii
Table des figures	xvii
Liste des tableaux	xxix
Introduction	1
<b>1 Etat de l'art</b>	<b>5</b>
1.1 Quelques rappels d'acoustique . . . . .	5
1.1.1 Atténuation acoustique dans les liquides . . . . .	5
1.1.2 Champ proche et champ lointain . . . . .	7
1.1.3 Intégrale de Rayleigh . . . . .	8
1.1.4 Solution analytique de l'intégrale de Rayleigh . . . . .	9
1.1.5 Modèle non-linéaire de propagation acoustique : l'équation de KZK .	11
1.2 Historique . . . . .	12
1.2.1 Découverte du phénomène - Faraday (1831) . . . . .	12
1.2.2 Configuration « Rayleigh (1929) - Schlichting (1955) » <i>streaming</i> . .	12
1.2.3 Configuration « Eckart » <i>streaming</i> - Eckart (1948) . . . . .	13
1.2.4 Travaux théoriques . . . . .	13
1.2.4.1 Modèle de Nyborg (1952) . . . . .	13
1.2.4.2 Extension du modèle Nyborg (Lighthill,1978) . . . . .	16
1.3 L' <i>acoustic streaming</i> : études expérimentales et numériques . . . . .	17
1.3.1 Travaux expérimentaux . . . . .	17
1.3.2 Travaux numériques . . . . .	18
1.4 Conclusion . . . . .	22
<b>2 Description et mesures expérimentales</b>	<b>25</b>
2.1 Production des ultrasons . . . . .	25
2.1.1 Le transducteur piézo-électrique . . . . .	26
2.1.2 Alimentation électrique et régulation . . . . .	26

2.2	Mesures acoustiques : hydrophone et balance acoustique . . . . .	31
2.2.1	Positionnement de l'axe acoustique : alignement transducteur/hydrophone	32
2.2.2	Résultats . . . . .	32
2.2.3	Mesure de la puissance acoustique : la balance acoustique . . . . .	38
2.2.4	Bilan des mesures acoustiques . . . . .	44
2.3	Mesures hydrodynamiques par PIV . . . . .	47
2.3.1	Configuration expérimentale . . . . .	47
2.3.2	Visualisation de l'écoulement par PIV . . . . .	50
2.3.2.1	Principe de la PIV . . . . .	50
2.3.2.2	Les particules d'ensemencement . . . . .	51
2.3.2.3	Le montage optique . . . . .	51
2.3.2.4	Le mode double frame . . . . .	54
2.3.2.5	La corrélation croisée adaptative . . . . .	54
2.3.3	Résultats . . . . .	55
2.3.3.1	Description des dispositifs expérimentaux de PIV . . . . .	55
2.3.3.2	Le champ proche . . . . .	58
2.3.3.3	Le champ lointain . . . . .	67
2.3.4	Bilan des mesures des vitesses de l'écoulement par PIV . . . . .	77
2.4	Observation du comportement oscillatoire du jet d' <i>acoustic streaming</i> en champ lointain . . . . .	79
2.5	Conclusion . . . . .	86
<b>3</b>	<b>Modèle de propagation acoustique</b>	<b>89</b>
3.1	Modèle linéaire de propagation acoustique . . . . .	89
3.1.1	Calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh . . . . .	89
3.1.2	Comparaison des deux méthodes d'intégration . . . . .	92
3.2	Ajustement par la méthode des moindres carrés . . . . .	95
3.3	Influence de l'atténuation . . . . .	97
3.4	Ondes planes progressives sinusoïdales . . . . .	99
3.5	Bilan et conclusion . . . . .	102
<b>4</b>	<b>Modèle hydrodynamique</b>	<b>107</b>
4.1	Limites du développement en petites perturbations . . . . .	107
4.2	Méthode de séparation des échelles de temps . . . . .	108
4.2.1	Variation locale de la masse volumique . . . . .	108
4.2.2	Principe de décomposition des grandeurs physiques . . . . .	108
4.2.3	Equation de continuité . . . . .	109
4.2.4	Equation du mouvement . . . . .	109
4.2.5	Cas des ondes planes progressives sinusoïdales . . . . .	110
4.3	Modèle numérique . . . . .	111
4.3.1	Simulation en champ proche . . . . .	114
4.3.1.1	Validation du maillage . . . . .	114
4.3.1.2	Résultats . . . . .	116
4.3.2	Simulation en champ lointain . . . . .	119
4.4	Conclusion . . . . .	124

<b>5</b>	<b>L'acoustic streaming : vers de nouvelles configurations</b>	<b>127</b>
5.1	Analyse dimensionnelle appliquée au jet d' <i>acoustic streaming</i> . . . . .	127
5.1.1	Analyse d'échelle . . . . .	127
5.1.1.1	Effets d'inertie . . . . .	128
5.1.1.2	Effets visqueux . . . . .	133
5.1.1.3	Compétition diffraction/viscosité . . . . .	135
5.1.2	Analyse dimensionnelle . . . . .	135
5.1.2.1	Paramètres adimensionnels . . . . .	136
5.1.2.2	La théorie des maquettes . . . . .	137
5.1.3	Application de l'analyse dimensionnelle aux métaux liquides . . . . .	139
5.1.4	Conclusion . . . . .	141
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>143</b>
	<b>Annexes</b>	<b>147</b>
<b>A</b>	<b>Solution analytique de l'intégrale de Rayleigh</b>	<b>149</b>
<b>B</b>	<b>Table des valeurs du SWR</b>	<b>153</b>
<b>C</b>	<b>Etalonnage de l'hydrophone</b>	<b>155</b>
<b>D</b>	<b>Champs de vitesse expérimentaux en champ proche dans le plan horizontal <math>Oxy</math> pour <math>P_{ac} = 1.4, 4.2</math> et <math>5.6W</math></b>	<b>157</b>
<b>E</b>	<b>Champs de vitesse expérimentaux en champ proche dans le plan vertical <math>Oxz</math> pour <math>P_{ac} = 1.4, 4.2</math> et <math>5.6W</math></b>	<b>159</b>
<b>F</b>	<b>Champs de vitesse numériques en champ proche dans le plan horizontal <math>Oxy</math> pour <math>P_{ac} = 0.9, 1.7</math> et <math>3.3W</math></b>	<b>161</b>
<b>G</b>	<b>Champs de vitesse numériques en champ proche dans le plan vertical <math>Oxz</math> pour <math>P_{ac} = 0.9, 1.7</math> et <math>3.3W</math></b>	<b>163</b>
<b>H</b>	<b>Champs de vitesse axiale numérique en champ lointain dans les plans transversaux <math>Oyz</math> en <math>x_1 = 1.5L_f, x_2 = 2L_f</math> et <math>x_3 = 2.3L_f</math></b>	<b>165</b>
<b>I</b>	<b>Calcul de la puissance acoustique</b>	<b>167</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>169</b>



# Table des figures

1.1.1	Schéma du champ acoustique rayonné par une source acoustique circulaire plane d'après Les Techniques de l'Ingénieur [2, 3]. . . . .	7
1.1.2	Schéma pour le calcul du champ de pression acoustique rayonnée par un disque situé dans le plan $Oyz$ . . . . .	9
1.1.3	Isovaleurs de l'amplitude de pression acoustique dans le plan horizontal $Oxy$ passant par l'axe du transducteur et issue de l'équation 1.1.7. Les paramètres du calcul sont $p_{max} = 2.5 \cdot 10^5 Pa$ et $d_s = 2a = 28.5mm$ . Le maillage comporte 4 487 101 points : $[0 :0.1 :640]mm$ sur l'axe $x$ et $[-35 :0.1 :35]mm$ sur l'axe $y$ . . . . .	10
1.1.4	Profils transversaux de l'amplitude de pression acoustique calculée avec la solution analytique de l'intégrale de Rayleigh sur l'axe $y$ en $x = L_f (\approx 274mm)$ , $x = 1.5L_f (\approx 411mm)$ et $x = 2L_f (\approx 549mm)$ . Les paramètres du calcul sont $p_{max} = 2.5 \cdot 10^5 Pa$ et $d_s = 2a = 28.5mm$ ( $L_f = 274.4mm$ ). Le maillage est très raffiné sur l'axe $y$ pour avoir les zéros de la fonction de Bessel cardinale : il y a un point tous les dixièmes de millimètre entre -35 et +35mm. . . . .	10
1.1.5	Profil longitudinal de l'amplitude de la pression acoustique calculée avec la solution analytique de l'intégrale de Rayleigh (éq. 1.1.7). Le comportement asymptotique en $1/x$ (éq. A.0.12) est également tracé. Les paramètres du calcul sont $p_{max} = 2.5 \cdot 10^5 Pa$ et $d_s = 2a = 28.5mm$ ( $L_f = 274.4mm$ ). Le maillage est très raffiné sur l'axe $x$ pour capter au mieux les variations sinusoïdales : il y a un point tous les dixièmes de millimètre entre 0 et 640mm. . . . .	11
1.2.1	Ecoulement en configuration de Rayleigh-Schlichting. . . . .	12
1.2.2	Ecoulement en configuration d'Eckart. . . . .	13
1.3.1	Evolution des vitesses expérimentales en fonction de la puissance acoustique pour différentes études. Pour plus de clarté, l'échelle des abscisses a été multipliée par 1000 pour le cas de Nowicki car les puissances mises en jeu sont en mW. Les lois linéaires, $\bar{u} = A_0 \cdot P_{ac}$ , et en racine, $\bar{u} = B_0 \sqrt{P_{ac}}$ , avec $A_0$ et $B_0$ les coefficients de proportionnalité dont les valeurs sont données en légende, sont également tracées en ligne continue. Les chiffres entre parenthèses, pour Mitome, correspondent à la distance au transducteur du point de mesure. Réf. : <sup>1</sup> Mitome [4], <sup>2</sup> Frenkel <i>et al.</i> [5], <sup>3</sup> Nowicki <i>et al.</i> [6]. . . . .	19
2.1.1	Schéma du transducteur piézo-électrique ultrasonore (a) monoélément et (b) piézo-composite d'après [7]. . . . .	27
2.1.2	Photo du transducteur piézo-composite <i>Imasonic</i> <sup>TM</sup> de 29 mm de diamètre nominal avec une fréquence de 2MHz. . . . .	27
2.1.3	Schéma de la boucle itérative de la régulation de type Proportionnelle. . . . .	28
2.1.4	Photo du montage électronique pour la génération d'ultrasons. . . . .	29

2.1.5	Diagramme du dispositif expérimental pour la mesure du champ de pression acoustique. . . . .	30
2.2.1	Dispositif expérimental pour les mesures acoustiques; la largeur de la cuve sur l'axe $y$ est de 180 mm. . . . .	31
2.2.2	Photo des tables motorisées. . . . .	33
2.2.3	Photo du support en aluminium du transducteur. . . . .	34
2.2.4	Schéma représentatif des trois parties de mesure du champ de l'amplitude de pression acoustique dans le plan horizontal $Oxy$ passant par l'axe du transducteur; vue de dessus de la cuve. L'origine est prise au centre de la membrane du transducteur : les valeurs sur l'axe $x$ correspondent aux distances au transducteur et les valeurs sur l'axe $y$ représentent les distances à l'axe du transducteur. . . . .	35
2.2.5	Cartographie du champ de l'amplitude de la pression acoustique expérimentale dans le plan horizontal $Oxy$ passant par l'axe du transducteur; le champ en couleur permet de visualiser les variations d'amplitude et le champ en niveaux de gris permet d'illustrer la structure du faisceau, en particulier, le cône de diffraction. Il s'agit bien de deux représentations de la même grandeur. . . . .	36
2.2.6	Cartographie du champ de l'amplitude de la pression acoustique expérimentale dans le plan transversal $Oyz$ à 30cm du transducteur; (a) représentation 3D et (b) projection sur le plan $Oyz$ . . . . .	37
2.2.7	Profil longitudinal de l'amplitude de la pression acoustique sur l'axe du transducteur; le maillage de mesure est le suivant : [10 :2 :298, 300 :5 :600] mm. Les fluctuations sur la courbe maîtresse sont faibles devant la précision des mesures avec l'hydrophone estimée à $\pm 13\%$ à 2MHz par le constructeur (annexe C). . . . .	39
2.2.8	Superposition des profils transversaux de l'amplitude de la pression acoustique sur les axes $y$ et $z$ à (a) 30cm, (b) 45cm et (c) 60cm du transducteur; pour chaque valeur de $x$ , le maillage s'étend de -35mm à +35mm avec un point de mesure tous les millimètres sur les deux axes. Ces résultats montrent un décalage de la valeur de $p_{ac}$ au centre, entre les profils mesurés sur l'axe $y$ et ceux mesurés sur l'axe $z$ . Mais cette différence est inférieure à la précision de mesure avec l'hydrophone de $\pm 13\%$ à 2MHz (annexe C). Les profils sur l'axe $z$ ont été réalisés quatre jours après ceux de l'axe $y$ ; la différence peut alors être associée à des conditions expérimentales différentes, en particulier, la régulation de la puissance électrique. Etant données les barres d'erreur de mesures (hydrophone, positionnement et régulation de la puissance), il est difficile d'affirmer que cette différence relève d'un défaut d'axisymétrie; si tel était le cas, on pourrait plus l'attribuer à un défaut de la membrane du transducteur qu'à la présence de la surface libre. . . . .	40
2.2.9	Photos du montage expérimental de la balance acoustique; (a) balance + montage électrique et (b) zoom sur la cuve. . . . .	42
2.2.10	Evolution temporelle de l'impédance électrique du transducteur pour des séries de mesures espacées sur deux jours. . . . .	43
2.2.11	Evolution de la tension aux bornes de l'hydrophone en un point sur l'axe acoustique à 45 cm du transducteur. Le gain indiqué par le constructeur est de 1325.1mV/MPa à 2MHz (annexe C); on a donc ici une amplitude de pression acoustique de $1.7 \cdot 10^5$ Pa. La mesure est effectuée toutes les secondes pendant 45min. . . . .	44

2.2.12	Profils transversaux de la pression acoustique normalisée à (a) 30cm, (b) 45cm et (c) 60cm du transducteur sur l'axe $y$ . Le profil en trait plein correspond à une mesure faite le 07/11/21012 et le profil en points noirs, à une mesure faite le 22/04/2013. . . . .	46
2.3.1	Superposition de profils transversaux de l'amplitude de la pression acoustique sur l'axe $y$ sans et avec paroi intercalaire à (a) 30cm, (b) 45cm et (c) 60cm du transducteur. Les profils ont été réalisés le même jour (12/04/2012). . .	48
2.3.2	Photo de la paroi intercalaire. . . . .	48
2.3.3	Configurations expérimentales pour les mesures PIV en (a) champ lointain et en (b) champ proche ; vues de côté. En champ lointain, la zone d'étude est à droite de la paroi intercalaire. En champ proche, toute le volume à droite de la paroi absorbante (empêchant les réflexions) est inutilisé ; la zone d'étude est à gauche de cette plaque. . . . .	49
2.3.4	Configuration expérimentale pour les mesures PIV en champ lointain avec un plan laser horizontal ; les particules d'ensemencement sont des particules de PSP (Polyamid Seeding Particles) de $5\mu\text{m}$ . . . . .	51
2.3.5	Photo du montage optique. . . . .	52
2.3.6	Principe du montage optique pour le réglage du plan laser ; (a) vue de coté et (b) vue de dessus. . . . .	53
2.3.7	Photo de l'épaisseur du plan laser ; il apparaît comme un trait vert sur le réglet. Son épaisseur correspond à celle d'un tiret tracé sur le réglet. . . . .	53
2.3.8	Principe du double frame : (a) un doublet et (b) succession de doublets. . .	54
2.3.9	Principe de la corrélation d'une même ZI de deux images successives pour le traitement PIV ; les ronds blancs et noirs représentent les particules d'ensemencement. . . . .	55
2.3.10	Photo du dispositif expérimental pour les mesures PIV en champ lointain dans le plan laser horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur. . . . .	56
2.3.11	Photo du dispositif expérimental pour les mesures PIV en champ proche dans le plan laser vertical $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur. . . . .	57
2.3.12	Schéma des zones de mesures PIV, dans le plan horizontal $Oxy$ passant par l'axe du transducteur, en champ proche ; vue de dessus de la cuve. L'origine est prise sur la membrane du transducteur en $x$ et sur l'axe du transducteur en $y$ ; les valeurs en $x$ correspondent alors à la distance au transducteur et les valeurs en $y$ correspondent à la distance à l'axe du transducteur. La hauteur d'eau en $z$ est de 160mm. . . . .	59
2.3.13	Evolution temporelle de la vitesse axiale instantanée $u_e$ sur l'axe du transducteur, en champ proche, aux points (a) $x_1 = 50\text{mm}$ , (b) $x_2 = 100\text{mm}$ , (c) $x_3 = 150\text{mm}$ et (d) $x_4 = 200\text{mm}$ du transducteur, dans le plan horizontal $Oxy$ . On montre la mise en vitesse sur les deux premières minutes d'une mesure qui dure 25 minutes. Sur chacun des graphiques, le trait rouge représente la valeur de la vitesse axiale moyennée sur les 25 minutes de mesure PIV. . . . .	60
2.3.14	Evolution en champ proche (a) de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ sur l'axe du transducteur et (b) de l'écart type associé en fonction de la puissance acoustique dans le plan horizontal $Oxy$ aux quatre points caractéristiques. Sur le graphe de gauche, les traits discontinus correspondent à l'équation $\bar{u} \sim \sqrt{P_{ac}}$ ajustée par la méthode des moindres carrés et dont le coefficient d'ajustement vaut $3.33 \cdot 10^{-3}$ en $x_1 = 50\text{mm}$ , $5.28 \cdot 10^{-3}$ en $x_2 = 100\text{mm}$ , $5.66 \cdot 10^{-3}$ en $x_3 = 150\text{mm}$ et $7.48 \cdot 10^{-3}$ en $x_4 = 200\text{mm}$ . . . . .	61



2.3.15 Champs expérimentaux de vitesse moyenne (a) dans le plan horizontal  $Oxy$  et (b) dans le plan vertical  $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur, en champ proche, pour  $P_{ac} = 2.8W$ . Les parois latérales de la cuve sont à  $-90$  et  $+90mm$  sur l'axe  $y$ . La paroi au fond de la cuve se situe dans les valeurs négatives de  $z$  (en bas) alors que la surface libre est dans les valeurs positives de  $z$  (en haut). La longueur de l'axe  $x$  dans le plan vertical en (b) est plus petite que celle dans le plan horizontal en (a). Les champs à  $1.4$ ,  $4.2$  et  $5.6W$  sont tracés en annexe D pour le plan horizontal  $Oxy$  et en annexe E pour le plan vertical  $Oxz$  (aucune différence notable avec les tracés ci-dessus n'est à signaler). . . . . 63

2.3.16 Profils expérimentaux longitudinaux de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  sur l'axe du transducteur, mesurés dans les plans horizontal  $Oxy$  (traits continus) et vertical  $Oxz$  (traits discontinus), pour les puissances acoustiques de  $1.4$ ,  $2.8$ ,  $4.2$  et  $5.6W$ . Les profils du plan horizontal en trait plein sont constitués de deux parties car le système PIV a dû être déplacé pour couvrir la totalité de la longueur de la zone d'étude tout en assurant une définition suffisante. L'abscisse  $x = 0$  correspond à la surface du transducteur, le film plastique de la paroi intercalaire étant en  $x = 10mm$ . . . . . 64

2.3.17 Profils longitudinaux normalisés de l'intensité acoustique  $I_{ac}$  ( — ) et de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  expérimentale sur l'axe du transducteur, mesurés dans le plan horizontal  $Oxy$ , pour les puissances acoustiques de  $1.4$  ( — ),  $2.8$  ( — ),  $4.2$  ( ····· ) et  $5.6W$  ( — ). L'intensité acoustique correspond à la solution analytique montrée sur la figure 1.1.1 et qui sera démontrée rigoureusement au chapitre 3. . . . . 65

2.3.18 Profils expérimentaux transversaux de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de  $1.4$ ,  $2.8$ ,  $4.2$  et  $5.6W$  en (a)  $x_1 = 50mm$ , (b)  $x_2 = 100mm$ , (c)  $x_3 = 150mm$  et (d)  $x_4 = 200mm$  (distances par rapport au transducteur). . . . . 66

2.3.19 Profils expérimentaux transversaux de l'intensité acoustique  $I_{ac}$  normalisée (traits noirs) et de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  normalisée dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de  $1.4$  (carrés bleus),  $2.8$  (ronds magenta),  $4.2$  (losanges noirs) et  $5.6W$  (étoiles vertes) aux quatre abscisses caractéristiques du champ proche. Les 2 traits mixtes noirs correspondent au diamètre du faisceau. . . . . 68

2.3.20 Profils expérimentaux transversaux de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  normalisée dans les plans horizontal  $Oxy$  (trait continu bleu) et vertical  $Oxz$  (points noirs), passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de  $1.4W$  (à gauche) et  $5.6W$  (à droite) en (a)  $x_2 = 100mm$ , (b)  $x_3 = 150mm$  et (c)  $x_4 = 200mm$  (distances par rapport au transducteur). L'axe des  $z$  a été inversé et la surface libre se trouve dans les valeurs négatives de  $-z$ . . . . . 69

2.3.21 Schéma des zones de mesure, dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur, du champ de vitesse par PIV en champ lointain; vue de dessus de la cuve. L'origine des axes est prise au centre de la membrane du transducteur; les valeurs en  $x$  correspondent alors à la distance au transducteur et les valeurs en  $y$  correspondent à la distance à l'axe du transducteur. La hauteur d'eau en  $z$  est de  $160mm$ . . . . . 70

2.3.22	Evolution temporelle de la vitesse axiale instantanée $u_e$ sur l'axe du transducteur, en champ lointain, aux points (a) $x_1 = 1.5L_f \approx 411mm$ , (b) $x_2 = 2L_f \approx 549mm$ et (c) $x_3 = 2.3L_f \approx 640mm$ (distances au transducteur), dans le plan horizontal $Oxy$ . Sur chacun des graphiques, le trait rouge représente la valeur de la vitesse axiale moyennée sur les 23 dernières minutes de mesure PIV. . . . .	71
2.3.23	Evolution (a) de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}_e$ et (b) de l'écart type associé, sur l'axe du transducteur en champ lointain en fonction de la puissance acoustique en $x_2 = 2L_f \approx 549mm$ du transducteur, dans le plan horizontal $Oxy$ . En (a), on a également tracé en traits noirs mixtes, la régression linéaire de type $\bar{u}_e \sim P_{ac}$ passant par zéro, des points expérimentaux et les barres d'erreurs rouges correspondent à plus ou moins la valeur de l'écart type calculé sur les 25 minutes d'acquisition. En (b), on a rajouté en traits noirs mixtes, une évolution exponentielle ajustée par la méthode des moindres carrés à l'écart type de la vitesse; le coefficient d'ajustement est donné en légende. . . . .	72
2.3.24	Champs expérimentaux bidimensionnels de la vitesse moyenne dans le plan horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, en champ lointain pour (a) $P_{ac} = 1.4W$ , (b) $P_{ac} = 2.8W$ , (c) $P_{ac} = 4.2W$ et (d) $P_{ac} = 5.6W$ . Les parois latérales de la cuve sont à $-90$ et $+90mm$ sur l'axe $y$ . Les 2 traits rouges sur chaque figure délimitent le cône de diffraction. . . . .	74
2.3.25	Profils expérimentaux transversaux de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}_e$ dans le plan horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de 1.4, 2.8, 4.2 et 5.6W en (a) $x_1 = 1.5L_f \approx 411mm$ , (b) $x_2 = 2L_f \approx 549mm$ et (c) $x_3 = 2.3L_f \approx 640mm$ (distances au transducteur). . . . .	75
2.3.26	Profils expérimentaux transversaux de l'intensité acoustique $I_{ac}$ normalisée et de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}_e$ normalisée dans le plan horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de 1.4 (carré bleu), 2.8 (rond magenta), 4.2 (losange noir) et 5.6W (étoile verte) en (a) $x_1 = 1.5L_f \approx 411mm$ , (b) $x_2 = 2L_f \approx 549mm$ et (c) $x_3 = 2.3L_f \approx 640mm$ (distances au transducteur). . . . .	76
2.3.27	Profils expérimentaux transversaux en champ lointain de l'intensité acoustique normalisée (points noirs) et de la vitesse axiale moyenne normalisée (ligne bleue) sur l'axe $y$ en $x_1 = 1.5L_f \approx 411mm$ , $x_2 = 2L_f \approx 549mm$ et $x_3 = 2.3L_f \approx 640mm$ (distances au transducteur) pour une puissance acoustique de 2.8W. Les traits noirs discontinus correspondent au cône de diffraction (éq. 1.1.3). . . . .	77
2.3.28	Profils transversaux de la vitesse axiale moyenne normalisée à 5.6W dans le plan horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, en champ lointain en $x_1 = 1.5L_f = 411mm$ (trait plein bleu), $x_2 = 2L_f = 549mm$ (points noirs) et $x_3 = 640mm$ (carrés rouges). . . . .	78
2.3.29	Profils expérimentaux longitudinaux de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}_e$ dans le plan horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de 1.4, 2.8, 4.2 et 5.6W. La moyenne a été faite sur 1000 images à 2 et 4Hz. . . . .	78
2.4.1	Situation de la zone d'étude pour le phénomène d'oscillation du jet d' <i>acoustic streaming</i> en zone 3 du champ lointain dans le plan horizontal $Oxy$ passant par l'axe du transducteur; vue de dessus de la cuve. . . . .	80

2.4.2	Evolution temporelle de la vitesse transversale (a) $v_e$ dans le plan horizontal $Oxy$ et (b) $w_e$ dans le plan vertical $Oxz$ en un point situé sur l'axe du transducteur à 720mm du transducteur. Les ronds bleus entourant les points noirs correspondent aux temps sélectionnés pour le tracé des champs 2D en figure 2.4.4, 2.4.5 et 2.4.6, 2.4.7. L'origine du temps en abscisses est prise à la mise sous tension du transducteur. Les deux résultats correspondent à des expériences différentes. . . . .	81
2.4.3	Diagramme spatio-temporel de la composante transversale (a) $v_e$ dans le plan horizontal $Oxy$ et (b) $w_e$ dans le plan vertical $Oxz$ pour la vitesse instantanée mesurée sur l'axe du transducteur. Les deux diagrammes correspondent à des mesures différentes. . . . .	81
2.4.4	Evolution temporelle du champ de vitesse axiale $u_e$ dans le plan horizontal $Oxy$ passant par l'axe du transducteur. Ces champs ont été pris avec une fréquence d'acquisition de 3.75Hz, un peu moins de 10 min après la mise sous tension du transducteur. L'extrémité droite correspond à la plaque absorbante en extrémité de cuve. Le temps augmente de haut en bas de la figure. . . . .	82
2.4.5	Evolution temporelle du champ de vitesse transversale $v_e$ dans le plan horizontal $Oxy$ passant par l'axe du transducteur. Le temps augmente de haut en bas de la figure : les champs sont séparés d'environ 267ms ( $\Delta t_{trame} = 3.75Hz$ ) et ont été pris un peu moins de 10 min après la mise sous tension du transducteur. L'extrémité droite correspond à la plaque absorbante en extrémité de cuve. . . . .	83
2.4.6	Evolution temporelle du champ de la vitesse axiale $u_e$ dans le plan vertical $Oxz$ passant par l'axe du transducteur. Ces champs ont été pris avec une fréquence d'acquisition de 3.75Hz, un peu plus de 7 min après la mise sous tension du transducteur. L'extrémité droite correspond à la plaque absorbante en extrémité de cuve. Le temps augmente de haut en bas de la figure. . . . .	84
2.4.7	Evolution temporelle du champ de la vitesse transversale $w_e$ dans le plan vertical $Oxz$ passant par l'axe du transducteur. Le temps augmente de haut en bas de la figure : les champs sont séparés d'environ 267ms ( $\Delta t_{trame} = 3.75Hz$ ) et ont été pris un peu plus de 7 min après la mise sous tension du transducteur. L'extrémité droite correspond à la plaque absorbante en extrémité de cuve. . . . .	85
3.1.1	Schéma du principe de la discrétisation de la source acoustique pour le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh (éq. 1.1.6). . . . .	90
3.1.2	Zoom en champ proche sur les profils longitudinaux de l'amplitude de pression acoustique pour différentes discrétisations de la source ; calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh avec les paramètres $p_{max} = 2.5 \times 10^5 Pa$ et $d_s = 28.5mm$ . . . . .	92

3.1.3	Profils transversaux de l'amplitude de pression acoustique en champ lointain. Calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh pour trois discrétisations différentes de la source (a) et (b) en $x = L_f (\approx 274mm)$ , (c) et (d) en $x = 2L_f (\approx 549mm)$ . (b) et (d) représentent un zoom sur le maximum de l'amplitude de la pression des profils en (a) et (c) respectivement. Les paramètres du calcul sont $p_{max} = 2.5 \times 10^5 Pa$ et $d_s = 28.5mm$ . On voit que sur ces quatre graphiques, les solutions obtenues avec ces trois discrétisations se superposent parfaitement. . . . .	93
3.1.4	Profils transversaux de l'amplitude de pression acoustique en champ proche. Calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh pour trois discrétisations différentes de la source (a) en $x = 100mm$ et (b) en $x = 150mm$ (distances au transducteur). Les paramètres du calcul sont $p_{max} = 2.5 \times 10^5 Pa$ et $d_s = 28.5mm$ . On voit que sur ces deux graphiques, les solutions obtenues avec ces trois discrétisations se superposent parfaitement. . . . .	94
3.1.5	Illustration de la discrétisation de la source acoustique avec 100 rayons $\sigma$ et 100 angles $\alpha$ ; (a) disque complet et (b) zoom sur le centre. . . . .	94
3.1.6	Comparaison des profils transversaux (a) en $x = L_f (274mm)$ , (b) en $x = 2L_f (549mm)$ de l'amplitude de la pression calculée analytiquement et numériquement avec l'intégrale de Rayleigh. Les paramètres des calculs sont $p_{max} = 2.5 \times 10^5 Pa$ et $d_s = 28.5mm$ . Le maillage utilisé comprend un point tous les dixièmes de millimètres sur l'axe $x$ , de 0 à 640mm du transducteur, et sur l'axe $y$ entre -35 et +35mm. . . . .	95
3.1.7	Comparaison des profils longitudinaux de l'amplitude de la pression calculée analytiquement et numériquement avec l'intégrale de Rayleigh (a). Un zoom en champ proche jusqu'à l'avant dernier minimum est fourni en (b). Les paramètres des calculs sont $p_{max} = 2.5 \times 10^5 Pa$ et $d_s = 28.5mm$ . Le maillage utilisé comprend un point tous les dixièmes de millimètres sur l'axe $x$ , de 0 à 640mm du transducteur, et sur l'axe $y$ entre -35 et +35mm. . . . .	96
3.2.1	Comparaison entre les profils d'intensité acoustique mesurés et ceux calculés numériquement par l'intégrale de Rayleigh (éq. 3.1.3) en champ lointain : (a) profils transversaux en $x = L_f (\approx 274mm)$ , (b) profils transversaux en $x = 2L_f (\approx 549mm)$ et (c) profils longitudinaux. Les paramètres utilisés, $p_{max} = 247\,959 Pa$ et $d_s = 28.5mm$ , sont ceux issus de l'ajustement par la méthode des moindres carrés. . . . .	98
3.2.2	Comparaison entre les profils transversaux d'intensité acoustique mesurés et ceux calculés numériquement par l'intégrale de Rayleigh (éq. 3.1.3) en champ proche (a) en $x = 100mm$ et (b) en $x = 150mm$ . Les paramètres sont : $p_{max} = 247\,959 Pa$ et $d_s = 28.5mm$ . . . . .	99
3.2.3	Cartographie de l'intensité acoustique : (a) expérience, (b) calcul numérique (éq. 1.1.7) et (c) solution analytique (éq. 3.1.3) de l'intégrale de Rayleigh, dans le plan horizontal $Oxy$ passant par l'axe du transducteur. L'intégrale de Rayleigh est évaluée avec les paramètres d'ajustement en champ lointain : $p_{max} = 247\,959 Pa$ et $d_s = 28.5mm$ . Le maillage du champ d'intensité expérimental est celui détaillé au §2.2.2 du chapitre 2. Le maillage utilisé pour évaluer l'intégrale de Rayleigh est proche du maillage de mesure : $[0 : 1 : 640]mm$ sur $x$ et $[-35 : 1 : 35]mm$ sur $y$ . . . . .	100
3.3.1	Profils longitudinaux d'intensité acoustique calculée numériquement avec l'intégrale de Rayleigh ajustée aux mesures expérimentales dans le champ lointain sans atténuation et avec atténuation. . . . .	101

3.4.1	Cartographie du déphasage $\varphi$ (éq. 3.4.1) en champ proche de (a) 0 à 5cm et (b) 10 à 15cm du transducteur. La phase est évaluée à partir des parties réelle et imaginaire de l'amplitude complexe de la pression acoustique obtenue par le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh avec les paramètres ajustés ( $p_{max} = 247\,959Pa$ et $d_s = 28.5mm$ ), sur un maillage comprenant un point tous les dixièmes de millimètre. . . . .	102
3.4.2	Cartographie du déphasage $\varphi$ (éq. 3.4.1) en champ proche de (a) 99 à 101mm et (b) 149 à 150mm du transducteur, et en champ lointain de (c) 273 à 275mm, (d) 410 à 412mm, (e) 548 à 550mm et (f) 685 à 687mm du transducteur. La phase est évaluée à partir des parties réelle et imaginaire de l'amplitude complexe de pression acoustique obtenue par le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh avec les paramètres ajustés ( $p_{max} = 247\,959Pa$ et $d_s = 28.5mm$ ), sur un maillage comprenant un point tous les centièmes de millimètre. A noter que la distance sur l'axe des $x$ est de 2mm alors qu'elle est de 70mm sur l'axe des $y$ , et que l'échelle de l'axe des abscisses est 5 fois plus grande que l'échelle de l'axe des ordonnées. . . . .	103
3.4.3	Profil transversal du déphasage (à gauche) et de l'amplitude de pression acoustique (à droite) en champ proche (a) et (b) en $x=100mm$ , (c) et (d) en $x=150mm$ (distances au transducteur) ainsi qu'en champ lointain (e) et (f) en $x=549mm$ (distances au transducteur). La ligne pleine bleue représente le profil transversal issu de la figure 3.4.2e. La ligne noire en tirets correspond au centre du profil bleu translaté de $+90^\circ$ . Les lignes rouge et magenta en pointillés correspondent au parties externes du profil bleu, translatées de $-90^\circ$ . . . . .	104
4.3.1	Aperçu du maillage en champ proche : (a) vue globale et (b) vue de près. Le maillage est visualisé sur 5 plans : les plans horizontal et vertical le long de l'axe $x$ ainsi que les plans transversaux en $x= 10, 150$ et $275mm$ du transducteur. . . . .	113
4.3.2	Tracé des profils transversaux de la vitesse axiale (a) sur l'axe $y$ en $x = 10cm$ et (b) sur l'axe $z$ en $x = 15cm$ , pour la validation des maillages. Un zoom sur la partie centrale (c) du profil en $y$ et (d) du profil en $z$ , et un zoom sur la zone de retour (e) du profil en $y$ et (f) du profil en $z$ sont également réalisés. Les paramètres physiques des calculs sont les mêmes : $p_{max} = 1.4\,10^5Pa$ et $d_s = 28.5mm$ . . . . .	115
4.3.3	Ecart relatif de la vitesse axiale de l'écoulement sur l'axe du faisceau aux quatre abscisses en fonction du maillage; la référence est le maillage 6 qui est le plus raffiné. . . . .	116
4.3.4	Profils longitudinaux de la vitesse axiale moyenne (a) dimensionnelle et (b) normalisée issue du calcul numérique sur <i>StarCCM+</i> <sup>TM</sup> , des mesures PIV (fig. 2.3.16) et des résultats expérimentaux et numériques de Kamakura <i>et al.</i> (fig. 6 dans réf. [8]). . . . .	117
4.3.5	Profils transversaux normalisés de la vitesse axiale moyenne sur les axes $y$ et $z$ issue des mesures PIV, du calcul numérique <i>StarCCM+</i> <sup>TM</sup> et des résultats numériques de Kamakura <i>et al.</i> (fig. 7 dans réf. [8]) en (a) $x_1 = 50mm$ , (b) $x_2 = 100mm$ , (c) $x_3 = 150mm$ , (d) $x_4 = 200mm$ . L'axe $z/d_s$ a été inversé et la surface libre se trouve dans les valeurs négatives de $-z/d_s$ . . . . .	118

4.3.6	Profil transversaux sur l'axe $y$ de l'intensité acoustique normalisée (trait plein bleu) et de la vitesse axiale moyenne normalisée (points noirs) en champ proche aux points $x_1 = 50mm$ , $x_2 = 100mm$ , $x_3 = 150mm$ et $x_4 = 200mm$ ; ces profils sont issus d'un calcul numérique sur <i>StarCCM+</i> <sup>TM</sup> . Le trait noir en tirets-pointillés correspond au faisceau acoustique en champ proche. . . . .	119
4.3.7	Champ de vitesse axiale numérique dans le plan $yz$ en (a) $x_1 = 50mm$ , (b) $x_2 = 100mm$ , (c) $x_3 = 150mm$ et (d) $x_4 = 200mm$ . . . . .	120
4.3.8	Profils transversaux de la vitesse axiale numérique normalisée en (a) $x_1 = 50mm$ , (b) $x_2 = 100mm$ , (c) $x_3 = 150mm$ et (d) $x_4 = 200mm$ . Ces profils sont tracés sur l'axe horizontal $y$ , l'axe vertical $z$ et les axes diagonaux $\sqrt{y^2 + z^2}$ et $-\sqrt{y^2 + z^2}$ . L'axe vertical a été inversé en $-z$ et l'axe diagonal $\sqrt{y^2 + z^2}$ a été inversé en $-\sqrt{y^2 + z^2}$ de sorte que la surface libre se trouve du côté gauche sur les quatre profils. En raison de la symétrie droite/gauche par rapport au plan vertical passant par l'axe du faisceau, on a une symétrie entre les résultats pour $+y$ et $-y$ ainsi qu'une symétrie entre les résultats pour $\sqrt{y^2 + z^2}$ et $-\sqrt{y^2 + z^2}$ . Comme l'abscisse des différents graphes s'arrête à $\pm 80mm$ , on ne voit pas les valeurs de vitesse dans les coins pour les diagonales. . . . .	121
4.3.9	Profils longitudinaux en champ lointain de la vitesse axiale moyenne calculée numériquement (tirets-pointillés rouges) pour $P_{ac} = 1.25W$ et mesurée expérimentalement pour les quatre puissances acoustiques (1.4, 2.8, 4.2 et 5.6W). . . . .	122
4.3.10	Profils transversaux normalisés en champ lointain de la vitesse axiale moyenne calculée numériquement (traits bleus) et mesurée expérimentalement (points noirs) pour $P_{ac} = 1.4W$ en (a) $x_1 = 1.5L_f \approx 411mm$ et (b) $x_2 = 2L_f = 549mm$ . . . . .	123
4.3.11	Profils transversaux de la vitesse axiale numérique en (a) $x_1 = 1.5L_f \approx 411mm$ et (b) $x_2 = 2L_f \approx 549mm$ . Ces profils sont tracés sur l'axe horizontal $y$ , l'axe vertical $z$ et l'axe diagonal $\sqrt{y^2 + z^2}$ . Le profil vertical a été tracé en fonction de $-z$ et le profil diagonal, en fonction de $-\sqrt{y^2 + z^2}$ , de sorte que la surface libre se trouve du côté gauche sur les deux profils. . . . .	124
4.3.12	Champs de vitesse axiale : (a) expérimental dans le plan horizontal $Oxy$ , (b) numérique dans le plan horizontal $Oxy$ et (c) numérique dans le plan vertical $Oxz$ ; les deux plans passent par l'axe du transducteur et la puissance acoustique est, dans les deux cas, de 1.4W. Les traits rouges représentent le cône de diffraction. On retrouve une bonne concordance de la structure du jet mesuré expérimentalement et calculé numériquement. . . . .	125
4.3.13	Profils transversaux normalisés en champ lointain de l'intensité acoustique (points bleus) et de la vitesse axiale numérique (traits noirs) pour une puissance acoustique de 1.4W. Les lignes noires en traits mixtes représentent le cône de diffraction. Les profils d'intensité acoustique sont extraits du même calcul numérique que celui des profils de vitesse. . . . .	126

5.1.1	Tracé de l'équation 5.1.3 : la composante axiale $\bar{u}_e$ des vitesses moyennes mesurées dans les diverses études expérimentales (tab. 1.2) est tracée en fonction du terme de droite de l'équation 5.1.3. La droite en trait plein noir correspond à la droite de pente 1, c'est-à-dire à une égalité dans l'équation 5.1.3. La pente des droites dessinées par les différents symboles représente le coefficient d'ajustement de la loi en racine sur les données expérimentales. Les points de Nowicki <i>et al.</i> [6] et de Kamakura <i>et al.</i> [8] sont tracés à puissance acoustique fixée. Tous les autres sont tracés à distance fixée. Le nombre de points étant limité pour Kamakura (fig. 4.3.4b), on choisit de représenter ici ses points numériques. . . . .	129
5.1.2	La composante axiale $u$ , des vitesses moyennes mesurées dans l'étude de Kamakura et dans la présente étude en champ lointain et en champ proche, est tracée en fonction du terme de droite de l'équation 5.1.3. La droite en trait plein noir correspond à la droite de pente 1. Pour plus de clarté, on a choisi de ne pas rajouter les données de Mitome, Frenkel et Nowicki de la figure 5.1.1. . . . .	132
5.1.3	Comparaison des données expérimentales avec l'ordre de grandeur donné par la relation 5.1.8 : la composante axiale $\bar{u}$ des vitesses moyennes mesurées dans les diverses études expérimentales (tab. 1.2) est tracée en fonction du membre de droite de l'équation 5.1.8. La pente des droites en traits mixtes représente le coefficient d'ajustement de la loi linéaire sur les données expérimentales, en symboles. La droite en trait plein noir correspond à la droite de pente 1. . . . .	134
5.1.4	Synthèse de la démarche utilisée pour le développement d'un outil de modélisation pour l' <i>acoustic streaming</i> . . . . .	144
A.1	Schéma du principe de découpage de la source acoustique en couronnes pour la solution analytique de l'intégrale de Rayleigh (éq. 1.1.6). . . . .	149
C.1	Tracé du facteur de conversion (mV vers MPa) en fonction de la fréquence. . . . .	156
D.1	Champs expérimentaux de vitesse moyenne dans le plan horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, en champ proche, pour $P_{ac} = 1.4W$ . Les parois latérales de la cuve sont à -90 et +90mm sur l'axe $y$ . . . . .	157
D.2	Champs expérimentaux de vitesse moyenne dans le plan horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, en champ proche, pour (a) $P_{ac} = 4.2W$ et (b) $P_{ac} = 5.6W$ . Les parois latérales de la cuve sont à -90 et +90mm sur l'axe $y$ . . . . .	158
E.1	Champ de vitesse moyenne expérimentale dans le plan vertical $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur, en champ proche pour $P_{ac} = 1.4W$ . La paroi au fond de la cuve se situe dans les valeurs négatives de $z$ (en bas) alors que la surface libre est dans les valeurs positives de $z$ (en haut). . . . .	159
E.2	Champs expérimentaux de vitesse moyenne dans le plan vertical $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur, en champ proche pour (a) $P_{ac} = 4.2W$ et (b) $P_{ac} = 5.6W$ . La paroi au fond de la cuve se situe dans les valeurs négatives de $z$ (en bas) alors que la surface libre est dans les valeurs positives de $z$ (en haut). . . . .	160

F.1	Champ de vitesse numérique dans le plan horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche ; $P_{ac} = 0.9W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure D.1. . . . .	161
F.2	Champ de vitesse numérique dans le plan horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche, $P_{ac} = 1.7W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure 2.3.15a. . . . .	162
F.3	Champ de vitesse numérique dans le plan horizontal $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche, $P_{ac} = 3.3W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure D.2b. . . . .	162
G.1	Champ de vitesse numérique dans le plan vertical $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche ; $P_{ac} = 0.9W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure E.1. . . . .	163
G.2	Champ de vitesse numérique dans le plan vertical $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche ; $P_{ac} = 1.7W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure 2.3.15b . . . . .	164
G.3	Champ de vitesse numérique dans le plan vertical $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche ; $P_{ac} = 3.3W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure E.2b . . . . .	164
H.1	Champs de vitesse axiale numérique en champ lointain dans les plans transversaux $Oyz$ en $x_1 = 1.5L_f$ , $x_2 = 2L_f$ et $x_3 = 2.3L_f$ . Les valeurs de la vitesse ont été pris entre $-0.58\text{mm.s}^{-1}$ et 0 pour pouvoir visualiser les gradients de vitesse dans l'écoulement de retour. On constate qu'il y a une légère tendance à ce que l'écoulement de retour se fasse préférentiellement dans les plans diagonaux. Le gradient de vitesse est très faible entre les vitesses mises en jeu dans les plans diagonaux et les plans horizontal et vertical : $\sim 0.1\text{mm.s}^{-1}$ . L'écoulement est symétrique par rapport au plan vertical central $Oxz$ du fait des conditions limites symétriques. . . . .	165





# Liste des tableaux

1.1	Evaluation de la contribution des termes liés à la viscosité dynamique, à la viscosité de volume et aux effets thermiques dans l'expression du coefficient d'atténuation acoustique (eq. 1.1.1) pour de l'eau à 20°C. Réf. : <sup>1</sup> Pinkerton [9], <sup>2</sup> Liebermann [10] et <sup>3</sup> Kinsler <i>et al.</i> [11]. . . . .	6
1.2	Tableau récapitulatif des dispositifs et moyens de mesures expérimentaux des articles expérimentaux sur l' <i>acoustic streaming</i> ; les valeurs entre parenthèse sur la ligne des diamètres pour les transducteurs focalisés représentent les distances focales en cm. Réf. : <sup>1</sup> Mitome [4], <sup>2</sup> Frenkel <i>et al.</i> [5], <sup>3</sup> Cosgrove <i>et al.</i> [12], <sup>4</sup> Nowicki <i>et al.</i> [6], <sup>5</sup> Hariharan <i>et al.</i> [13], <sup>6</sup> Myers <i>et al.</i> [14], <sup>7</sup> Matsuda <i>et al.</i> [15] et <sup>8</sup> Kamakura <i>et al.</i> [8]. . . . .	20
1.3	Classement des articles sur les études numériques de l' <i>acoustic streaming</i> en fonction des modèles hydrodynamiques et des modèles de force acoustique. Les coches vertes signifient que le terme de la colonne a été pris en compte par le modèle de l'auteur et les croix rouges veulent dire qu'il ne le prend pas en compte. Notons bien que dans toutes les études, $f_i$ est proportionnelle à $\alpha_{ac}$ (éq. 1.2.21) mais suivant les cas, le modèle de propagation acoustique prend ou non en compte l'élargissement du faisceau (diffraction), la décroissance de son intensité (atténuation) et la présence d'effets non linéaires (non-linéarités). Réf. : <sup>1</sup> Nowicki <i>et al.</i> [6], <sup>2</sup> Rudenko <i>et al.</i> [16], <sup>3</sup> Dridi <i>et al.</i> [17, 18, 19, 20], <sup>4</sup> Mojtabi <i>et al.</i> [21], <sup>5</sup> Lighthill [1], <sup>6</sup> Hariharan <i>et al.</i> [13] et <sup>7</sup> Kamakura <i>et al.</i> [8]. . . . .	21
2.1	Evolution pour différentes campagnes de mesures dans le temps avec le même transducteur de la puissance acoustique calculée avec trois méthodes : le bilan électrique, l'intégration de $I_{ac}$ d'après les mesures à l'hydrophone et la balance acoustique. La puissance acoustique est calculée pour une puissance électrique de 1W affichée au wattmètre. Le rendement du transducteur a été pris à la valeur initiale du constructeur, à savoir, environ 80%, mais il est susceptible d'évoluer. . . . .	41
2.2	Inventaire des temps entre les <i>pulses</i> laser en fonction de la puissance acoustique pour chacune des deux zones A et B en champ proche dans le plan horizontal <i>Oxy</i> , passant par l'axe du transducteur. . . . .	59
2.3	Inventaire des temps (en ms) entre les <i>pulses</i> laser en fonction de la puissance acoustique pour chacune des trois zones en champ lointain dans le plan horizontal <i>Oxy</i> , passant par l'axe du transducteur. . . . .	70
3.1	Tableau comparatif des modèles de propagation acoustique. . . . .	105
4.1	Tailles des mailles des six maillages en champ proche. . . . .	114

5.1	Ajustement de l'équation 5.1.3 sur les données expérimentales des études du tableau 1.2 du chapitre 1. Réf. : <sup>1</sup> Mitome [4], <sup>2</sup> Frenkel <i>et al.</i> [5], <sup>3</sup> Nowicki <i>et al.</i> [6], <sup>4</sup> Kamakura <i>et al.</i> [8]. . . . .	130
5.2	Ajustement de l'équation 5.1.3 sur les données expérimentales de la présente étude en champ proche. . . . .	131
5.3	Ajustement de l'équation 5.1.8 sur les données expérimentales des études du tableau 1.2 et valeur de $x_{lim}$ . Réf. : <sup>1</sup> Mitome [4], <sup>2</sup> Nowicki <i>et al.</i> [6], <sup>3</sup> Frenkel <i>et al.</i> [5]. . . . .	134
5.4	Tableau récapitulatif des variables dimensionnelles du problème, leurs unités et paramètres adimensionnés associés. . . . .	136
5.5	Valeurs numériques des propriétés du silicium et du sodium liquide nécessaires au calcul du coefficient d'atténuation acoustique (eq. 1.1.1). Réf. : <sup>1</sup> Inatomi <i>et al.</i> [22], <sup>2</sup> Hayashi <i>et al.</i> [23], <sup>3</sup> Rhim et Oshaka [24], <sup>4</sup> Okhotin <i>et al.</i> , <sup>5</sup> Sobolev [25]. . . . .	139
5.6	Evaluation du coefficient d'atténuation acoustique pour le silicium et le sodium liquide légèrement au dessus du point de fusion. . . . .	140
5.7	Application numérique du paramètre d'échelle ( $\Sigma$ ) et des rapports des principaux paramètres ( $f$ , $\mathbf{N}$ , $P_{ac}$ et $U$ ) pour qu'une expérience en eau soit en similitude avec une expérience en silicium (1 <sup>ère</sup> ligne) et en sodium (2 <sup>ème</sup> ligne).141	
B.1	Table de conversion de la valeur du SWR en puissance électrique réfléchie. .	154
C.1	Table d'étalonnage de l'hydrophone : facteur de conversion des mV en MPa et incertitude en fonction de la fréquence. . . . .	155
I.1	Comparaison des puissances acoustiques utilisées dans l'expérience et dans les simulations numériques pour atteindre les mêmes valeurs de vitesse, en champ proche et en champ lointain. La puissance acoustique expérimentale est estimée à l'aide d'une balance acoustique. Numériquement, on calcule $P_{ac}$ par intégration du champ d'intensité acoustique dans une section transversale et à l'aide de l'équation I.0.8. L'intégration de $I_{ac}$ est faite directement dans le logiciel commercial <i>StarCCM+</i> <sup>TM</sup> . En champ lointain, la cas à 5.6W est très instationnaire et compliqué à traiter numériquement ! . . . . .	168

# Introduction

Les cellules photovoltaïques, dont l'assemblage permet de constituer les panneaux solaires, sont issues du découpage de lingots de silicium multi (ou mono)-cristallin élaborés par solidification dirigée. Du silicium à l'état liquide est initialement contenu dans un creuset. La solidification est amorcée par extraction de la chaleur au fond du creuset et un front de solidification se crée entre la phase solide et la phase liquide. Une fois que la totalité du Silicium en fusion a été solidifié, la découpe du lingot permet de réaliser les plaques de semi conducteur, les *wafers* qui servent de base à l'élaboration des cellules. Les propriétés du Silicium Photovoltaïque (Si-PV) sont directement liées à sa concentration en impuretés ainsi qu'à la nature des ces impuretés. Le solide formé comporte une certaine proportion d'impuretés. Cette proportion est définie par un diagramme de phase qui permet de connaître, pour une température de fusion donnée, la concentration en impuretés dans le liquide,  $c_l$  et dans le solide,  $c_s$ . Pour respecter l'équilibre des concentrations, un certain pourcentage de soluté est donc rejeté du solide vers le liquide. Ce pourcentage est déterminé par le rapport  $k = c_s/c_l$ , qui représente le coefficient de partage et, en général, est inférieur à 1 [26] afin de permettre une ségrégation optimale des impuretés.

La volonté actuelle des industriels est de solidifier le Si-PV dans des creusets dont les tailles ne cessent d'augmenter. Les dimensions actuelles des creusets sont de 80 x 80 x 40cm (Longueur x largeur x hauteur) alors qu'ils étaient de 40 x 40 x 40cm il y a quelques années. Jusqu'à présent, la convection naturelle liée au gradient de température, en plus de la diffusion solutale, suffisait à homogénéiser la concentration du soluté. Mais dans la mesure où les creusets ont été multipliés par quatre en volume, et pour satisfaire les exigences des industriels, il est nécessaire d'augmenter le niveau de convection pour évacuer les impuretés accumulées au front et de les répartir de manière homogène dans le bain liquide. Cela revient alors, à trouver une technique de brassage efficace et qui ne modifie pas les propriétés du Si-PV. Les champs électromagnétiques alternatifs [27] ont été la première méthode envisagée mais, ils n'agissent que sur une faible épaisseur, dite épaisseur de peau. Leur action est limitée puisque la profondeur de pénétration est faible devant la taille des creusets qui ne cesse d'augmenter. Deux autres techniques sont donc à l'étude. La première technique consiste en un brassage mécanique. Elle a fait l'objet d'un stage de modélisation numérique en vue de paramétrer un dispositif expérimental qui sera utilisé au cours d'une thèse qui vient de débuter (thèse de Marc Chatelain, co-encadrée par Valéry Botton, LMFA, et Michael Albarick, CEA-INES). Ce procédé a l'inconvénient d'être intrusif et soulève la question du matériau adéquat pour ne pas apporter de pollution supplémentaire au Si-PV. L'autre méthode envisagée est une technique de brassage par ultrasons, potentiellement moins intrusive et localisée. C'est à cette méthode que la présente étude s'intéresse. Il s'agit de générer un écoulement *via* la propagation d'une onde ultrasonore au sein du fluide. Là encore, la première difficulté est d'introduire des ultrasons dans du silicium en fusion à 1400K sans le polluer ; deux brevets ont été déposés pour répondre à cette gageure.

Les écoulements entraînés par ultrasons sont plus connus sous le terme anglais d'*acoustic streaming*. La littérature sur la croissance cristalline propose déjà plusieurs études sur l'influence des ultrasons dans les processus de solidification. Ces articles sont tous orientés sur la comparaison des cristaux avec et sans ultrasons, et tous montrent que l'application des ultrasons améliore les propriétés microscopiques et macroscopiques des cristaux [28, 29, 30, 31, 32, 33], dans certaines gammes de paramètres, en particulier, pour de très fortes puissances (plusieurs centaines de Watts). En revanche, aucun auteur n'explique si la modification de ces propriétés est due directement à la propagation des ondes acoustiques dans le milieu ou à l'écoulement induit par la propagation des ultrasons dans le milieu et quel est le mécanisme responsable de ces améliorations. Seul Kozhemyakin *et al.* [34, 35, 36] montre que, lors de la solidification par la méthode de Czochralski, la convection crée des stries sur le cristal mais que l'application d'ultrasons avec le mouvement convectif permet de faire disparaître ces stries et d'avoir un cristal plus homogène, sans aller plus loin sur le lien entre la propagation du son et la modification de l'écoulement qui en résulte.

La présence de stries étant souvent imputable à l'existence d'instabilité oscillatoire de l'écoulement de convection naturelle existant dans ce type de configuration, des études ont été lancées au LMFA au sujet de l'influence de l'*acoustic streaming* sur les instabilités de convection naturelle [17]. C'est à cette occasion qu'est apparue l'opportunité d'utiliser les ultrasons comme moyen de brassage supplémentaire. La région Rhône-Alpes a apporté son soutien à l'exploration de cette perspective en finançant l'allocation de recherche de cette thèse.

Dans le cadre de ce travail, on se propose de caractériser les écoulements entraînés par ultrasons en eau. Pour ce faire, une partie importante de l'étude est consacrée à l'obtention de résultats expérimentaux reproductibles à partir d'une analyse exhaustive des paramètres physiques intervenant dans la formulation du problème. Des mesures du champ de pression seront corrélées aux prédictions des modèles analytique et numérique afin de constituer une base solide sur l'expression du champ de force acoustique au sein du fluide. Par rapport aux études de la littérature, nous proposons une approche plus originale pour son expression, qui est basée sur une séparation en échelle de temps. Cette formulation nous permettra alors de reconstituer l'écoulement induit par les ultrasons.

**L'objectif de la présente étude est donc de construire un modèle numérique, validé par des mesures expérimentales en eau, et qui puisse nous aider à prédire l'écoulement généré par *acoustic streaming* dans de nouvelles configurations ou pour des liquides moins accessibles expérimentalement.** Comme il s'agit d'un outil de modélisation de l'ingénieur, on s'attache à utiliser des logiciels commerciaux.

La configuration expérimentale a été définie avant la thèse (dimensions de la source, fréquence des ultrasons, *etc...*) ainsi que le choix des outils numériques : *Matlab*<sup>TM</sup> et *StarCCM+*<sup>TM</sup>. De même, le dispositif expérimental a été conçu avant la thèse [37] mais il a, néanmoins, subi des améliorations significatives qui seront décrites dans ce manuscrit. Le coeur de cette thèse est un travail expérimental de caractérisation du champ acoustique et du champ de vitesse auquel il donne naissance. La partie numérique de ce travail n'est toutefois pas négligeable. Le développement de ces deux axes, le va-et-vient entre approche expérimentale et numérique ont permis de bien comprendre les phénomènes importants et de faire évoluer l'une ou l'autre des techniques en conséquence durant ces trois années.

Le tableau est, à notre avis, un tableau cohérent et assez complet : un modèle hydrodynamique

---

mique en bon accord avec les mesures expérimentales, auquel vient s'adjoindre de nombreux éléments de compréhension des phénomènes. Bien qu'on reste encore assez éloigné de l'application industrielle visée, on peut considérer que les éléments essentiels de sa modélisation sont maintenant connus. C'est à leur description que s'attache ce manuscrit.

On commencera par faire la synthèse de la littérature qui traite de l'*acoustic streaming* (Chapitre 1). Puis, une description du dispositif et des mesures expérimentales sera réalisée et les résultats seront présentés (Chapitre 2). On continuera ensuite sur la modélisation avec une description des modèles acoustiques (Chapitre 3) et hydrodynamique (Chapitre 4), dont les résultats seront confrontés aux données expérimentales. On finira enfin sur une analyse dimensionnelle appliquée au jet d'*acoustic streaming* (Chapitre 5) afin d'envisager le cas particulier des métaux liquides.



# Chapitre 1

## Etat de l'art

La capacité d'un champ acoustique à générer un écoulement dans un milieu dissipatif est connue depuis longtemps, en particulier, depuis Faraday [38] qui effectua les premières visualisations dans l'air. Il existe, en outre, plusieurs articles théoriques tels que ceux de Nyborg [39], Lighthill [1] ou Westervelt [40] dans lesquels sont développés des modèles, notamment celui du terme moteur de l'écoulement à l'origine du forçage acoustique. Dans la littérature plus récente, on trouve quelques articles qui font état d'études expérimentales sur l'*acoustic streaming*. Cependant, parmi ces publications, peu font le lien entre la structure du champ acoustique et la structure du champ hydrodynamique. Certains proposent également un travail numérique basé sur les modèles développés par Nyborg et Lighthill. **L'objectif de ce premier chapitre, est de réaliser la synthèse de cette littérature et de situer la place de la présente étude vis-à-vis de ces articles.** Après avoir rappelé quelques notions d'acoustique, on détaillera, dans un premier temps, le développement des modèles théoriques, puis, dans un deuxième temps, on effectuera la synthèse des différentes études expérimentales et numériques en confrontant les différents résultats.

### 1.1 Quelques rappels d'acoustique

Dans cette toute première section, on se propose de donner quelques éléments d'acoustique nécessaire à la compréhension du phénomène lié à l'*acoustic streaming*. Trois notions, en particulier, sont introduites : il s'agit de l'atténuation, avec l'expression du coefficient d'atténuation acoustique, de la diffraction, avec une description de la structure du champ de pression rayonnée par une source acoustique et des non-linéarités, à travers une équation différentielle non linéaire du troisième ordre, avec des dérivées partielles croisées, permettant de décrire la propagation du son.

#### 1.1.1 Atténuation acoustique dans les liquides

Comme le souligne à juste titre Lighthill [1], l'atténuation est un des paramètres nécessaires pour observer un écoulement entraîné par ultrasons. Il faut prendre garde au fait que deux définitions coexistent dans la littérature suivant que l'on considère l'atténuation d'une onde de pression acoustique ou celle d'une onde d'intensité acoustique. On verra que pour une onde plane, l'intensité acoustique est proportionnelle au carré de la pression acoustique, si bien qu'il existe un rapport deux entre les valeurs que prend le coefficient suivant l'une ou l'autre des définitions. Dans ce document, on décide d'utiliser exclusivement le coefficient en amplitude que nous noterons  $\alpha_{ac}$ . Il est égal à la somme de trois termes : la viscosité dyna-



mique  $\mu$ , la viscosité volumique  $\eta^1$  et un terme lié aux effets thermiques, et son expression est donnée par [41] :

$$\frac{\alpha_{ac}}{f^2} = \frac{2\pi^2}{\rho c^3} \left( \eta + \frac{4}{3}\mu + \frac{c^2 \kappa^2 \theta T}{C_p^2} \right) \quad (1.1.1)$$

avec  $f$  la fréquence,  $\rho$  la masse volumique,  $c$  la célérité du son,  $\eta$  la viscosité de volume,  $\mu$  la viscosité dynamique,  $C_p$  la chaleur spécifique à pression constante,  $\kappa$  le coefficient de dilatation thermique,  $\theta$  la conductivité thermique et  $T$  la température absolue. La viscosité dynamique et les propriétés thermiques des fluides standards sont facilement accessibles dans la littérature et les valeurs restent bien homogènes. La principale difficulté vient de la viscosité de volume pour laquelle on peut trouver différentes valeurs et en conséquence, aboutir à différentes valeurs de  $\alpha_{ac}$ . On résume dans le tableau 1.1 la contribution des différents termes de l'expression de  $\alpha_{ac}$  (eq. 1.1.1) pour de l'eau à 20°C avec les valeurs suivantes :  $\rho = 998.2 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $c = 1480 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $\mu = 10^{-3} \text{ Pa.s}$ ,  $\kappa = 2.07 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ,  $\theta = 0.61 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $C_p = 4180 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ . La première colonne correspond au cas où l'on néglige la viscosité volumique (hypothèse de Stokes [11]) : le terme lié aux effets thermiques est très faible devant le terme associé à la viscosité dynamique. Aussi, on se propose, pour le cas de l'eau, de négliger ce terme thermique dans les trois autres colonnes qui correspondent chacune à une certaine valeur de  $\eta$  trouvée dans la littérature [10, 11]. C'est, en particulier, sur cette valeur de  $\eta$  que vient l'incertitude sur  $\alpha_{ac}$ . A 2MHz, le coefficient d'atténuation acoustique varie de  $0.032 \text{ m}^{-1}$ , dans le cadre de l'hypothèse de Stokes, à 0.083, 0.09 et  $0.105 \text{ m}^{-1}$  pour les trois autres cas. La valeur de  $\alpha_{ac}/f^2$  de Kinsler *et al.* [11] semble être en adéquation avec celle donnée par les Tables de Kaye et Laby [42], issue de mesures expérimentales, à  $250 \cdot 10^{-16} \text{ s}^2.\text{m}^{-1}$ . C'est donc la valeur de  $0.1 \text{ m}^{-1}$  à 2MHz qui sera utilisée, valeur qui, de surcroît, est une bonne moyenne des trois valeurs.

Eau à 20°C	Hypothèse de Stokes	Eau <sup>1</sup>	Eau <sup>2</sup>	Eau <sup>3</sup>
Facteur $\frac{2\pi^2}{\rho c^3}$ ( $\text{s.Pa}^{-1}.\text{m}^{-1}$ )	$60.63 \cdot 10^{-13}$	$60.63 \cdot 10^{-13}$	$60.63 \cdot 10^{-13}$	$60.63 \cdot 10^{-13}$
Terme associé à la viscosité dynamique $4/3\mu$ ( $\text{Pa.s}$ )	$1.33 \cdot 10^{-3}$	$1.33 \cdot 10^{-3}$	$1.33 \cdot 10^{-3}$	$1.33 \cdot 10^{-3}$
Terme associé à la viscosité de volume $\eta$ ( $\text{Pa.s}$ )	0	$2.1\mu$	$2.4\mu$	$3\mu$
Terme associé aux effets thermiques ( $\text{Pa.s}$ )	$0.96 \cdot 10^{-6}$	Négligé	Négligé	Négligé
$\frac{\alpha_{ac}}{f^2}$ ( $\text{s}^2.\text{m}^{-1}$ )	$80.9 \cdot 10^{-16}$	$208 \cdot 10^{-16}$	$226 \cdot 10^{-16}$	$263 \cdot 10^{-16}$
$\alpha_{ac}$ ( $\text{m}^{-1}$ ) pour $f = 2\text{MHz}$	0.032	0.083	0.090	0.105
$\alpha_{ac}$ ( $\text{m}^{-1}$ ) pour $f = 5\text{MHz}$	0.202	0.52	0.565	0.66

TABLE 1.1: Evaluation de la contribution des termes liés à la viscosité dynamique, à la viscosité de volume et aux effets thermiques dans l'expression du coefficient d'atténuation acoustique (eq. 1.1.1) pour de l'eau à 20°C. Réf. : <sup>1</sup>Pinkerton [9], <sup>2</sup>Liebermann [10] et <sup>3</sup>Kinsler *et al.* [11].

1. La viscosité de volume apparaît dans les termes diagonaux du tenseur des contraintes sous la forme  $\eta \partial u_i / \partial x_i$ . Ces contraintes sont associées aux variations de volume du fluide par compression.

Pour certains fluides, l'expression de  $\alpha_{ac}$  donnée par l'équation 1.1.1 n'est pas toujours valable, en particulier, la proportionnalité au carré de la fréquence. En effet, si on prend le cas du sang, fluide non newtonien, alors  $\alpha_{ac} \sim f^b$  avec  $b$  un exposant dont la valeur peut varier d'un auteur à l'autre :  $1.03 \leq b \leq 1.21$  pour Liu *et al.* [43] ou  $1.19 \leq b \leq 1.23$  dans les Tables de Kaye & Laby [42]. L'équation 1.1.1 reste en revanche bien adaptée au cas de l'eau. Une extension aux métaux liquides sera proposée au Chapitre 5.

### 1.1.2 Champ proche et champ lointain

Le champ de pression acoustique rayonnée par une source acoustique circulaire plane peut être décomposé en deux zones : le champ proche et le champ lointain [2, 3] comme représenté sur la figure 1.1.1.

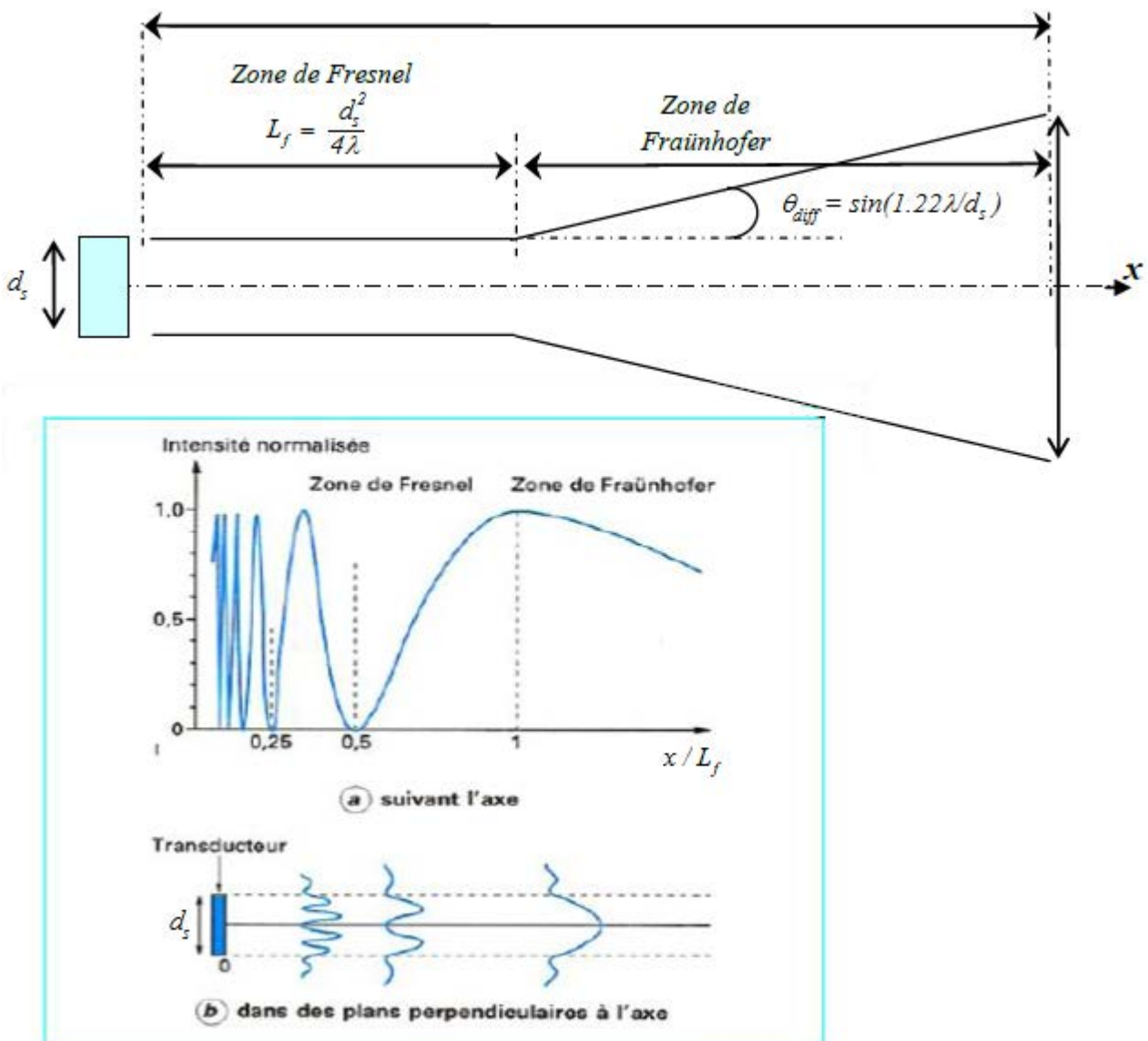


Figure issue de Les Techniques de l'Ingénieur

FIGURE 1.1.1: Schéma du champ acoustique rayonné par une source acoustique circulaire plane d'après Les Techniques de l'Ingénieur [2, 3].

La zone de champ proche, parfois désignée comme la zone de Fresnel, est une région dans laquelle l'amplitude de la pression acoustique varie rapidement dans l'espace. Elle s'étend de la surface de la source acoustique à la longueur de Fresnel définie par [44] :

$$L_f = \frac{d_s^2}{4\lambda}, \quad (1.1.2)$$

où  $d_s$  est le diamètre de la source et  $\lambda$  la longueur d'onde. Le long de l'axe acoustique, cette zone est le siège de maxima successifs de l'amplitude de pression acoustique comme illustré sur la figure 1.1.1. Ces maxima sont de plus en plus espacés à mesure que l'on s'éloigne de la source ; la position du dernier de ces maxima correspond à la longueur définie par l'équation 1.1.2.

La zone de champ lointain, parfois nommée zone de Fraünhofer, est une région dans laquelle les variations spatiales sont moins fortes et dans laquelle le diamètre du faisceau acoustique est plus large que le diamètre de la source acoustique à cause de la diffraction. Le demi-angle au sommet  $\theta_{diff}$  du cône de diffraction est défini par [44] :

$$\sin \theta_{diff} = 1.22 \frac{\lambda}{d_s}. \quad (1.1.3)$$

En faisant le produit des équations 1.1.2 et 1.1.3, on remarquera que plus le demi-angle de diffraction est petit et plus la longueur de Fresnel est grande devant le diamètre de la source acoustique :  $L_f/d_s \sim 1/\sin \theta_{diff}$ .

### 1.1.3 Intégrale de Rayleigh

Soit  $Oxyz$  un repère orthonormé (*cf* fig. 1.1.2). On considère une source acoustique circulaire plane, centrée en  $O(0,0,0)$  et contenue dans le plan  $Oyz$ , de rayon  $a$  ( $a = d_s/2$ ) et vibrant à la fréquence  $f$ . On cherche à calculer le champ de pression acoustique<sup>2</sup> rayonné par cette source dans le volume semi-infini  $xyz$ . Pour ce faire, on définit deux points : le point  $M_0$  appartenant à la source, de coordonnées  $(x_0, y_0, z_0)$  dont on va calculer la contribution au champ rayonné et le point  $M$ , de coordonnées  $(x, y, z)$ , où on va calculer le champ de pression acoustique. Ce champ de pression rayonnée par une source acoustique circulaire plane est axisymétrique [11, 44] ; cette propriété sera vérifiée avec les mesures expérimentales au chapitre suivant. On peut alors se limiter à calculer l'amplitude de la pression dans le plan  $Oxy$ , et par rotation autour de l'axe  $x$ , retrouver le champ de pression tridimensionnel. Le point  $M$  sera donc pris dans le plan  $Oxy$ , et le point  $M_0$  décrira la source complète. On se propose également d'exploiter cette symétrie cylindrique en se plaçant en coordonnées polaire  $(\sigma, \alpha)$  pour  $M_0$  et en coordonnées polaire  $(r, \theta)$ , dans le plan  $Oxy$ , pour  $M$  tels que :

$$\left\{ \begin{array}{l} M_0 \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma \cos \alpha \\ \sigma \sin \alpha \end{pmatrix} \\ M \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \cos \theta \\ r \sin \theta \\ 0 \end{pmatrix} \end{array} \right. . \quad (1.1.4)$$

La distance  $M_0M$  sera notée  $r'$  et s'exprime par :

2. En réalité, il s'agit du champ de « l'amplitude de la pression acoustique », mais pour ne pas alourdir les phrases on dit « le champ de pression ». En revanche, lorsqu'on parlera uniquement de « pression » et non pas de « champ de pression », on restera attentif à bien indiquer « amplitude de pression » lorsqu'il s'agit de  $p_{ac}$  et/ou  $\mathbf{p}_{ac}$  et « pression » lorsqu'on parle de  $p$ .

$$r' = \|\overrightarrow{M_0M}\| = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} = \sqrt{r^2 + \sigma^2 - 2r\sigma \sin \theta \cos \alpha}. \quad (1.1.5)$$

Dans l'hypothèse où l'onde se propage sans atténuation, l'amplitude complexe de la pression acoustique rayonnée par la source est donnée par Kinsler [11] :

$$\tilde{p}_{ac}(r, \theta) = i \frac{p_{max}}{2\lambda} \iint_S \frac{1}{r'} e^{-ikr'} dS, \quad (1.1.6)$$

avec  $p_{max}$  l'amplitude maximale de la pression définie par  $p_{max} = 2\rho c U_{ac}$  et  $k$  le nombre d'onde défini en fonction de la longueur d'onde par  $k = 2\pi/\lambda$ . La grandeur  $\tilde{p}_{ac}$  est l'amplitude complexe de la pression acoustique qui s'écrit  $\tilde{p}_{ac} e^{i\omega t}$  avec  $\omega$  la pulsation. L'intégrale se fait sur la surface  $S$  de la source acoustique et  $dS$  représente un élément de surface de cette même source. Dans la suite, on se référera à l'équation 1.1.6 par l'appellation intégrale de Rayleigh.

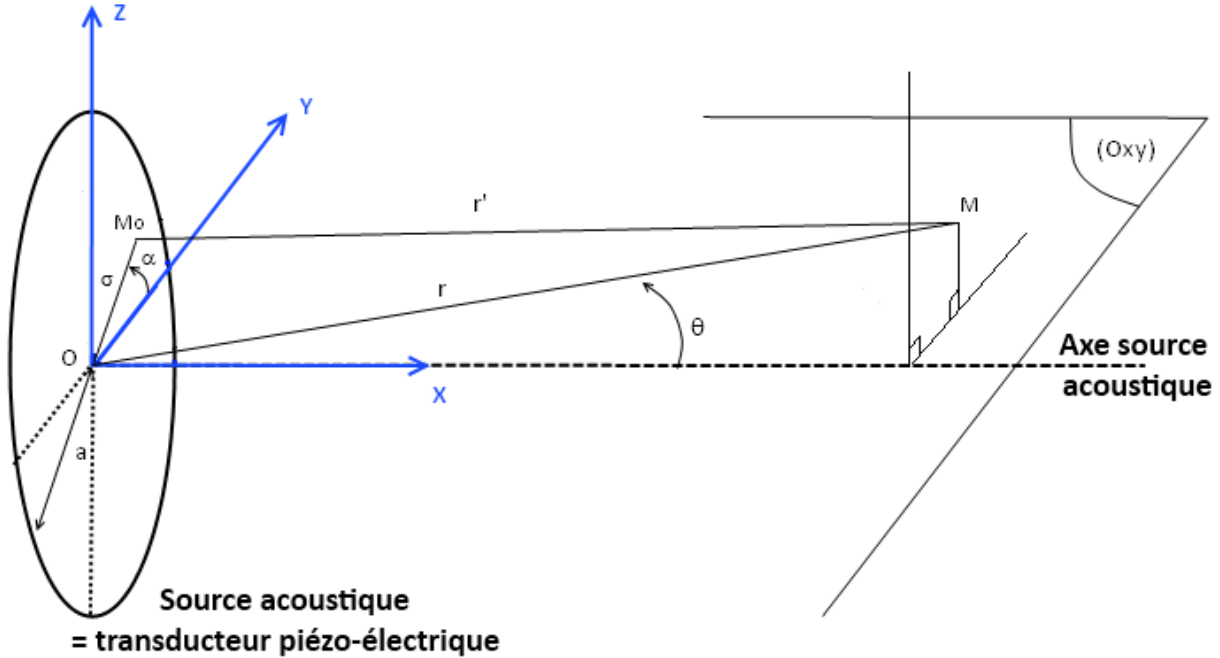


FIGURE 1.1.2: Schéma pour le calcul du champ de pression acoustique rayonnée par un disque situé dans le plan  $Oyz$ .

### 1.1.4 Solution analytique de l'intégrale de Rayleigh

Il existe une solution analytique de l'intégrale 1.1.6. Cette solution, exacte sur l'axe du faisceau acoustique, est valable asymptotiquement en champ très lointain ( $x \gg L_f$ ) pour les variations transversales [11, 44]. L'amplitude de pression acoustique,  $p_{ac}$ , dans le plan horizontal passant par l'axe du faisceau acoustique, est donnée par Kinsler et al. [11] :

$$p_{ac}(x, y) = p_{max} \left| \sin \left[ \frac{\pi x}{\lambda} \left( \sqrt{1 + \left(\frac{a}{x}\right)^2} - 1 \right) \right] 2 \frac{J_1 \left( ka \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right)}{ka \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}} \right|. \quad (1.1.7)$$

La démonstration de l'expression 1.1.7 est faite en annexe A

On trace sur les figures suivantes le champ  $p_{ac}(x, y)$  (fig. 1.1.3), les profils transversaux en  $x = L_f$ ,  $x = 1.5L_f$  et  $x = 2L_f$  (fig. 1.1.4) ainsi que les profils longitudinaux sur l'axe de la source pour la loi en sinus et la loi en  $1/x$  (fig. 1.1.5). Le calcul est fait sur *Matlab*<sup>TM</sup> et, à titre d'illustration, dure 6min sur une station de calcul pour le champ 2D en figure 1.1.3 qui comprend 4 487 101 points :  $[0 :0.1 :640]$ mm sur l'axe  $x$  et  $[-35 :0.1 :35]$ mm sur l'axe  $y$ .

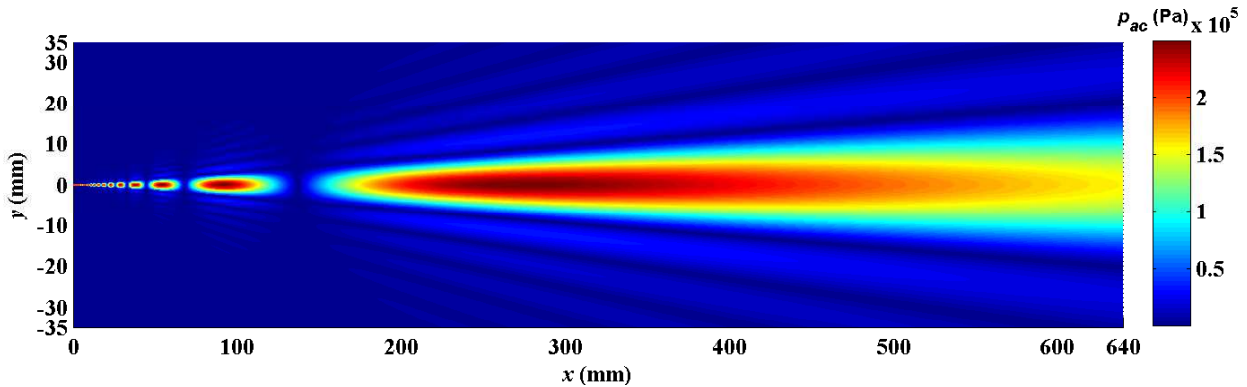


FIGURE 1.1.3: Isovaleurs de l'amplitude de pression acoustique dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur et issue de l'équation 1.1.7. Les paramètres du calcul sont  $p_{max} = 2.5 \cdot 10^5 Pa$  et  $d_s = 2a = 28.5mm$ . Le maillage comporte 4 487 101 points :  $[0 :0.1 :640]$ mm sur l'axe  $x$  et  $[-35 :0.1 :35]$ mm sur l'axe  $y$ .

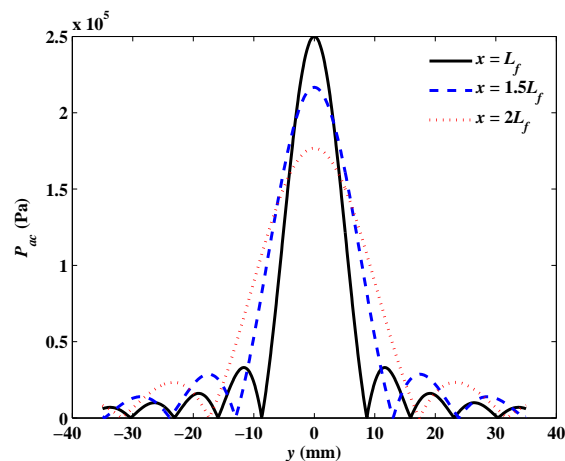


FIGURE 1.1.4: Profils transversaux de l'amplitude de pression acoustique calculée avec la solution analytique de l'intégrale de Rayleigh sur l'axe  $y$  en  $x = L_f$  ( $\approx 274mm$ ),  $x = 1.5L_f$  ( $\approx 411mm$ ) et  $x = 2L_f$  ( $\approx 549mm$ ). Les paramètres du calcul sont  $p_{max} = 2.5 \cdot 10^5 Pa$  et  $d_s = 2a = 28.5mm$  ( $L_f = 274.4mm$ ). Le maillage est très raffiné sur l'axe  $y$  pour avoir les zéros de la fonction de Bessel cardinale : il y a un point tous les dixièmes de millimètre entre  $-35$  et  $+35$ mm.

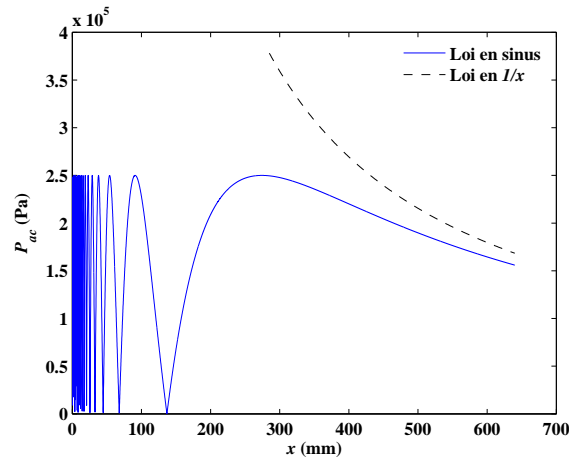


FIGURE 1.1.5: Profil longitudinal de l'amplitude de la pression acoustique calculée avec la solution analytique de l'intégrale de Rayleigh (éq. 1.1.7). Le comportement asymptotique en  $1/x$  (éq. A.0.12) est également tracé. Les paramètres du calcul sont  $p_{max} = 2.5 \cdot 10^5 Pa$  et  $d_s = 2a = 28.5 mm$  ( $L_f = 274.4 mm$ ). Le maillage est très raffiné sur l'axe  $x$  pour capter au mieux les variations sinusoïdales : il y a un point tous les dixièmes de millimètre entre 0 et 640mm.

### 1.1.5 Modèle non-linéaire de propagation acoustique : l'équation de KZK

Dans le chapitre 3, on montrera que la structure du champ de pression acoustique représenté sur la figure 1.1.1 résulte d'un modèle de propagation acoustique linéaire qui prend en compte la diffraction. Cette section présente un modèle de propagation acoustique qui prend en compte, en plus, les effets non-linéaires ; cela peut s'avérer utile pour les applications utilisant des ultrasons à très forte intensité ou dans des milieux complexes comme les tissus ou les liquides à bulles. Il s'agit de l'équation de KZK (Khokhlov - Zabolotskaya - Kuznetsov) obtenue à partir d'un système d'équations qui comprend l'équation de continuité, l'équation de conservation de la quantité de mouvement, d'une équation d'état et de l'équation de la chaleur. La démonstration est faite par Kuznetsov [45] et Aanonsen *et al.* [46]. L'équation de KZK s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t'} = \underbrace{\frac{c}{2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} \right)}_{\text{Diffraction}} + \underbrace{\frac{\alpha_{ac}}{2c^3} \frac{\partial^3 p}{\partial t'^3}}_{\text{Absorption}} + \underbrace{\frac{\beta}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t'^2}}_{\text{Effet non linéaire}}, \quad (1.1.8)$$

avec les paramètres suivants :  $p = p(r, z, t)$ , la pression acoustique en  $Pa$ ,  $x$ , la coordonnée le long de l'axe du faisceau en mètre,  $r$ , la coordonnée radiale en mètre,  $t' = t - \frac{z}{c}$ , un temps retardé en seconde,  $c$ , la célérité du son en  $m.s^{-1}$ ,  $\rho$ , la masse volumique du fluide en  $kg.m^{-3}$ ,  $\alpha_{ac}$ , le coefficient d'atténuation en amplitude en  $m^{-1}$  et  $\beta$ , le coefficient de non linéarité. Ce dernier est défini par  $\beta = 1 + B/2A$ , où  $B/A$  est le paramètre de non linéarité du milieu, et vaut typiquement 5 dans l'eau [8] et 5.6 à 6 dans le sang [42, 43].

Une étude sur le poids des différents termes a été effectuée par Lee et Hamilton [47]. La résolution numérique de l'équation 1.1.8 est faite avec la méthode des différences finies implicite amont et de Crank-Nicolson. Elle est codée en *Fortran*<sup>TM</sup> et disponible en référence [48]

## 1.2 Historique

Dans cette seconde partie du chapitre, on se propose d'établir un historique des travaux sur l'*acoustic streaming*, depuis Faraday, dans la première moitié du XIX<sup>ème</sup> siècle, qui remarqua l'existence d'un courant d'air à la surface d'une plaque vibrante, jusqu'à Lighthill, qui, un siècle et demi plus tard, proposa un modèle d'équation pour l'écoulement généré par les ultrasons en passant par Nyborg qui, au milieu du XX<sup>ème</sup> siècle, développa un modèle de forçage acoustique.

### 1.2.1 Découverte du phénomène - Faraday (1831)

Michael Faraday, éminent chercheur du XIX<sup>ème</sup> siècle, plus connu pour ses travaux en électricité, est le premier à avoir découvert la mise en mouvement d'un fluide sous l'action d'un champ acoustique. Les moyens de l'époque ne lui permettant pas d'accéder aux hautes fréquences telles que les MHz, il utilisa une plaque vibrante et, à l'aide d'une fine poudre, observa la présence de tourbillons dans l'air à proximité des parois. A noter que son idée d'introduire de la poudre pour visualiser le mouvement du fluide est à la base de toutes les techniques actuelles de visualisation. Plus tard, il tenta d'expliquer ce phénomène, en vain.

### 1.2.2 Configuration « Rayleigh (1929) - Schlichting (1955) » *streaming*

L'expérience est réalisée dans une cavité fermée par une paroi vibrante, qui joue le rôle de source acoustique, et une paroi réfléchissante pour le son. La source vibre de manière à exciter un mode de cavité avec apparition d'un système d'ondes stationnaires. Par interaction avec les parois latérales, ces ondes génèrent un écoulement en proche paroi dans l'épaisseur de la couche limite acoustique définie par  $\delta_v = \sqrt{2\nu/\omega}$ , où  $\nu$  représente la viscosité cinématique du fluide et  $\omega$  la pulsation des ondes. C'est le Schlichting *streaming*. Lorsqu'on s'intéresse à un tel écoulement, la taille longitudinale de la zone d'observation est typiquement de plusieurs longueurs d'onde acoustique. Cet écoulement à petite échelle va entraîner par frottement les couches supérieures créant ainsi un écoulement à grande échelle : le Rayleigh *streaming*. Il se caractérise par l'apparition de recirculations, comme illustré sur la figure 1.2.1, dont la taille correspond au quart de la longueur d'onde de l'onde acoustique.

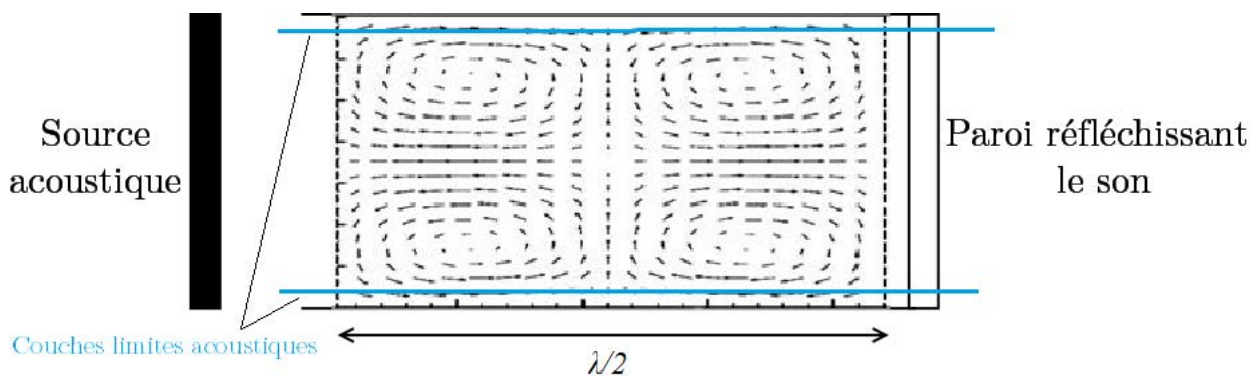


FIGURE 1.2.1: Ecoulement en configuration de Rayleigh-Schlichting.

### 1.2.3 Configuration « Eckart » *streaming* - Eckart (1948)

On considère une source acoustique vibrante dont la taille est plus petite que la largeur de la cavité pour éviter toute interaction avec les parois. Une paroi absorbante pour le son est placée à l'extrémité de la cavité, si bien que le système d'onde généré par la source n'est plus stationnaire mais progressif. Un écoulement apparaît dans la région du faisceau acoustique et, par conservation du débit-masse dans une cavité fermée, un écoulement de retour s'effectue autour de la zone centrale comme indiqué sur la figure 1.2.2.

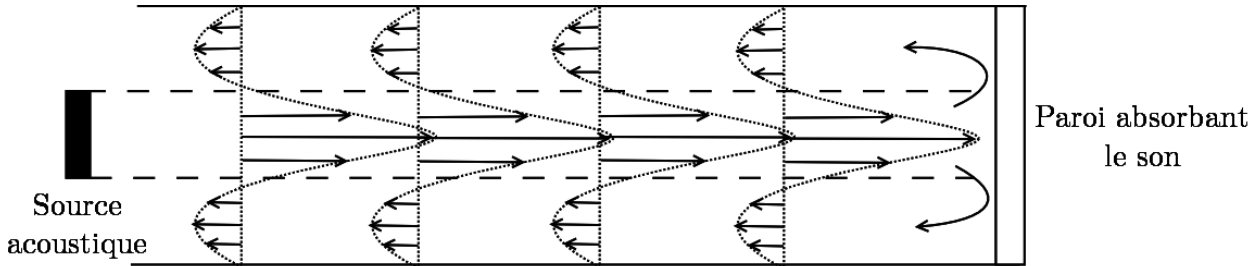


FIGURE 1.2.2: Ecoulement en configuration d'Eckart.

Dans cette configuration, la taille caractéristique longitudinale de la cavité est plus grande que la longueur d'onde des ondes acoustiques, ce qui justifie l'utilisation d'ultrasons. On choisit, pour la présente étude, de se placer dans la configuration d'Eckart *streaming*.

### 1.2.4 Travaux théoriques

Rayleigh a, le premier, tenté d'apporter une explication aux observations de Faraday. Il expliqua, en particulier, que les mouvements d'air avaient pour origine des effets non linéaires du second ordre dus à la propagation acoustique dans le fluide. Nyborg poursuivit son analyse mathématique mais ce n'est qu'en 1978, que Lighthill montra que la dissipation d'énergie acoustique permettait de forcer le mouvement du fluide.

#### 1.2.4.1 Modèle de Nyborg (1952)

Le mouvement d'un fluide visqueux et compressible est régi, en description eulérienne, par le système de Navier-Stokes 1.2.1. Il comprend l'équation de continuité, qui traduit la conservation de la masse et l'équation du mouvement qui traduit la conservation de la quantité de mouvement. Cette dernière spécifie que l'inertie qu'acquiert une particule fluide résulte de la compétition entre plusieurs termes qui, en général, sont le gradient de pression, la force dissipative représentée par les termes visqueux et les forces motrices, représentées ici par le terme  $f_i$ , qui peuvent provenir, par exemple, de l'action d'un champ extérieur comme la pesanteur ou un champ électromagnétique.

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \\ \rho \left[ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \left( \eta + \frac{\mu}{3} \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) + f_i \end{cases} \quad (1.2.1)$$

On se propose, à présent, de coupler les deux équations. Pour ce faire, calculons la dérivée temporelle du produit  $\rho u_i$  :



$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} = \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial t} = \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} \Rightarrow \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + u_i \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j}. \quad (1.2.2)$$

En considérant qu'aucune force extérieure ne vienne perturber l'écoulement ( $f_i = 0$  dans éq. 1.2.1), on introduit l'équation 1.2.2 dans l'équation du mouvement si bien que :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \left( u_i \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \left( \eta + \frac{\mu}{3} \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right). \quad (1.2.3)$$

Cette équation 1.2.3 est celle établie par Nyborg (éq. 4.a dans [49]) qui identifie le terme entre parenthèse à l'opposé de la force acoustique :

$$-f_{ac} = \left( u_i \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right). \quad (1.2.4)$$

Pour la suite de son raisonnement, Nyborg (éq. 5 dans [49]) propose de se placer en régime stationnaire et de supposer l'écoulement comme incompressible. L'équation 1.2.3 s'écrit alors :

$$f_{ac} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} = 0. \quad (1.2.5)$$

Au passage de l'onde, la particule de fluide oscille à la vitesse  $u_{ac}$  autour de sa position d'équilibre. Pour s'affranchir de cette composante, Nyborg (éq. 12 dans [49]) considère que la seule inconnue du problème qui décrit l'écoulement permanent induit est la moyenne temporelle de la vitesse. L'équation 1.2.5 devient :

$$\overline{f_{ac}} - \overline{\frac{\partial p}{\partial x_i}} + \mu \overline{\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}} = 0. \quad (1.2.6)$$

Finalement, l'équation 1.2.6 met en jeu l'équilibre entre le gradient de pression, la force acoustique et les termes visqueux. Les termes inertiels ont, quant à eux, servi à définir le terme de force acoustique.

Une onde de pression est une perturbation de l'état d'équilibre au premier ordre. Dans le cadre de l'acoustique linéaire, les équations de propagation se déduisent des équations de Navier Stokes en écrivant la vitesse, la masse volumique et la pression comme un développement limité au premier ordre :

$$\begin{cases} u_i = u_0 + u_{ac,i} \\ \rho = \rho_0 + \rho_{ac} \\ p = p_0 + p_{ac} \end{cases}, \quad (1.2.7)$$

où  $u_0$ ,  $\rho_0$  et  $p_0$  représentent la vitesse, la masse volumique et la pression du fluide au repos ( $u_0 = 0$ ). Les grandeurs  $u_{ac,i}$ ,  $\rho_{ac}$  et  $p_{ac}$  sont la vitesse, la masse volumique et l'amplitude de pression acoustique, respectivement, qui sont à l'ordre 1 par rapport à l'état de base.

A l'ordre 0, l'équation du mouvement (éq. 1.2.1), en incompressible, s'écrit :

$$-\frac{\partial p_0}{\partial x_i} = 0, \quad (1.2.8)$$

et à l'ordre 1, elle s'écrit :

$$\rho_0 \frac{\partial u_{ac,i}}{\partial t} = -\frac{\partial p_{ac}}{\partial x_i}. \quad (1.2.9)$$

En dérivant l'équation de continuité (éq. 1.2.1) en fonction du temps avec la décomposition 1.2.7, on trouve, à l'ordre 1 :

$$\frac{\partial^2 \rho_{ac}}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho_0 \frac{\partial u_{ac,i}}{\partial t} \right) = 0, \quad (1.2.10)$$

d'où,

$$\frac{\partial^2 \rho_{ac}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p_{ac}}{\partial x_i^2} = 0. \quad (1.2.11)$$

On choisit d'utiliser l'équation d'état suivante, qui permet de relier ces deux grandeurs :

$$p = p(\rho_0) + \underbrace{(\rho - \rho_0)}_{\rho_{ac}} \underbrace{\left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)}_{\frac{\rho_0}{c^2}}, \quad (1.2.12)$$

avec  $c$  la célérité des ondes sonores dans le fluide. Par identification de la pression dans le système 1.2.7 et de l'équation 1.2.12, l'équation 1.2.11 devient alors :

$$\frac{\partial^2 p_{ac}}{\partial x_i^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_{ac}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.2.13)$$

La décomposition à l'ordre 1 (éq. 1.2.7) permet donc d'aboutir à un équation d'onde (éq. 1.2.13) décrivant la propagation du son ; *l'acoustic streaming* est ainsi un phénomène qu'il n'est pas possible d'étudier avec la seule théorie de l'acoustique linéaire. Aussi, Nyborg [49] propose de développer les grandeurs précédentes à l'ordre 2 : les champs de vitesse, de masse volumique et de pression sont égaux à la somme du champ de base avec les termes acoustique, à l'ordre 1, et les termes liés au streaming à l'ordre 2 :

$$\begin{cases} u_i = u_{ac,i} + u_{e,i} \\ \rho - \rho_0 = \rho_{ac} + \rho_e \\ p - p_0 = p_{ac} + p_e \end{cases} . \quad (1.2.14)$$

Les grandeurs  $u_{e,i}$ ,  $\rho_e$  et  $p_e$  sont, respectivement, la vitesse, la masse volumique et la pression liées à l'écoulement entraîné, à l'ordre 2. En introduisant ces développements dans l'équation 1.2.6, on trouve :

– à l'ordre 0 :

$$\overline{\frac{\partial p_0}{\partial x_i}} = 0, \quad (1.2.15)$$

– à l'ordre 1 :

$$-\frac{\overline{\partial p_{ac}}}{\partial x_i} + \mu \frac{\overline{\partial^2 u_{ac,i}}}{\partial x_j^2} = 0, \quad (1.2.16)$$

– à l'ordre 2 :

$$-\frac{\overline{\partial p_e}}{\partial x_i} + \underbrace{\left( -u_{ac,i} \frac{\overline{\partial (\rho_0 u_{ac,j})}}{\partial x_j} - \rho_0 u_{ac,j} \frac{\overline{\partial u_{ac,i}}}{\partial x_j} \right)}_{f_{ac,i}} + \mu \frac{\overline{\partial^2 u_{e,i}}}{\partial x_j^2} = 0. \quad (1.2.17)$$

En se plaçant dans le cadre des ondes planes progressives atténuées (éq. 18 dans [49]) se propageant dans la direction  $x$ , l'onde de vitesse est définie par :

$$u_{ac} = U_{ac} e^{-\alpha_{ac} x} \cos(\omega t - k_x x), \quad (1.2.18)$$

où  $U_{ac}$  représente l'amplitude à l'origine et  $U_{ac}e^{-\alpha_{ac}x}$  l'amplitude atténuée, avec  $\alpha_{ac}$  le coefficient d'atténuation acoustique en amplitude, si bien que la force acoustique, moyennée dans le temps, s'écrit (éq. 19 dans [49]) :

$$\overline{f_{ac}} = \alpha_{ac}\rho_0U_{ac}^2e^{-2\alpha_{ac}x}. \quad (1.2.19)$$

En outre, pour une onde plane progressive sinusoïdale, l'intensité acoustique moyenne est définie par [11] :

$$\overline{I_{ac}} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} p_{ac}u_{ac}dt' = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho_0cu_{ac}^2dt' = \frac{1}{2}\rho_0cU_{ac}^2e^{-2\alpha_{ac}x}, \quad (1.2.20)$$

d'où

$$\overline{f_{ac}} = \frac{2\alpha_{ac}}{c}\overline{I_{ac}}. \quad (1.2.21)$$

On obtient, finalement, une expression simple de la force acoustique qui s'exprime en fonction, d'une part, des propriétés du fluide avec  $\alpha_{ac}$ , l'atténuation acoustique en amplitude et  $c$ , la célérité des ondes acoustiques, et d'autre part, le champ d'intensité acoustique.

#### 1.2.4.2 Extension du modèle Nyborg (Lighthill,1978)

La méthode des approximations successives, proposée par le modèle de Nyborg, repose sur un raisonnement purement mathématique : les termes d'inertie  $\overline{\rho_0u_{e,j}(\partial u_{e,i}/\partial x_j)}$ , d'ordre 4, sont négligés dans l'équation 1.2.17, dont les termes sont à l'ordre 2. Lighthill [1] propose une approche plus physique et se pose justement la question de la pertinence physique de négliger ou non ces termes d'inertie. L'argument qu'il apporte est le suivant : les termes d'inertie peuvent être négligés, notamment devant les effets visqueux, pour des écoulements très lents qu'il qualifie de « *creeping motions* », ou écoulements rampants en français, et qui présentent un nombre de Reynolds strictement inférieur à 1 ; le nombre de Reynolds est défini par  $Re = (\rho_0u_e l_0)/\mu$  ou  $l_0$  est une grandeur caractéristique du système. Dans l'air, les vitesses atteintes pour ces « *creeping motions* » sont de l'ordre de  $1\text{mm.s}^{-1}$  [1], c'est-à-dire pour de très faibles puissances. Pour les valeurs plus élevées de puissance, l'analyse de Nyborg ne suffit plus et il est nécessaire d'introduire de manière *ad hoc* les termes d'inertie dans l'équation du mouvement.

L'équation 1.2.4, moyennée dans le temps, peut être écrite de manière plus réduite et de manière analogue aux tenseurs de Reynolds :

$$\overline{f_{ac,i}} = -\rho \frac{\overline{\partial u_i u_j}}{\partial x_j} \quad (1.2.22)$$

Si l'on fait une moyenne temporelle sur une période acoustique, alors  $\overline{u_{ac}} = 0$  et  $\overline{u_i}$  est assimilée à la vitesse  $\overline{u_e}$  liée à l'écoulement.

Dans le modèle étendu suggéré par Lighthill, l'équation 1.2.6 devient alors :

$$\overline{\rho_0u_{e,j} \frac{\partial u_{e,i}}{\partial x_j}} = -\frac{\overline{\partial p_e}}{\partial x_i} + \overline{f_{ac,i}} + \mu \frac{\overline{\partial^2 u_{e,i}}}{\partial x_j^2}, \quad (1.2.23)$$

l'expression de la force acoustique volumique moyenne étant donnée par l'équation 1.2.22. **Un des objectifs de notre travail est de clarifier l'établissement théorique de ce terme de force acoustique dans une équation du mouvement où l'inertie est naturellement présente.** On notera que dans l'expression de la force acoustique, c'est la masse volumique perturbée par l'onde qui intervient. En revanche, dans l'équation 1.2.23, il

s'agit de la masse volumique  $\rho_0$  du fluide au repos, qui apparaît devant les termes d'inertie, car  $\rho_{ac} u_{e,j} \partial u_{e,i} / \partial x_j$  est un terme qui est à l'ordre 5, et donc négligeable devant le terme correctif à l'ordre 4. Lighthill [1] propose également des solutions analytiques pour décrire le champ de vitesse dans plusieurs cas particuliers des écoulements rampants ainsi que dans le cas turbulent, à l'aide d'un modèle de longueur de mélange. Enfin, l'équation 1.2.21 fait intervenir le coefficient  $\alpha_{ac}$  d'atténuation acoustique en amplitude. Pour aboutir à cette expression on a fait l'hypothèse que l'onde était plane, progressive et atténuée. Lighthill [1] a démontré que l'atténuation de l'onde dans le milieu était une condition indispensable à l'existence du *streaming*<sup>3</sup>

## 1.3 L'acoustic streaming : études expérimentales et numériques

Suite aux travaux d'analyse théorique de Nyborg et Lighthill, plusieurs modèles numériques furent développés et différents dispositifs expérimentaux, en eau, ont été conçus. L'objectif est d'effectuer des mesures complètes ou partielles des champs de vitesse et parfois du champ de pression acoustique afin de valider les modèles, en particulier, le modèle de la force acoustique (éq. 1.2.21). En effet, elle apparaît comme terme source dans l'équation du mouvement (éq. 1.2.23) et assure ainsi le couplage entre l'acoustique et l'hydrodynamique. Différentes configurations expérimentales seront proposées.

### 1.3.1 Travaux expérimentaux

Plusieurs études expérimentales des écoulements générés par ultrasons en eau sont présentes dans la littérature. L'ensemble de ces études est recensé dans le tableau 1.2. Il existe un premier aspect de ces papiers qui nous permet de les classer : c'est la géométrie et le mode de fonctionnement du transducteur<sup>4</sup>. On distingue les transducteurs plans en émission continue, les transducteurs plans pulsés et les transducteurs focalisés.

En outre, ces travaux se distinguent les uns des autres, non seulement, par les dimensions des cavités, qui varient d'une dizaine de millimètres (Nowicki *et al.* [6]) à plusieurs dizaines de centimètres (Mitome [4] ou Cosgrove *et al.* [12]) mais aussi par les caractéristiques des transducteurs. Les fréquences varient de 1.1MHz (Hariharan *et al.* [13] et Myers *et al.* [14]) à 32 MHz (Nowicki *et al.* [6]). Le coefficient d'atténuation joue un rôle primordial dans le modèle de force de Nyborg (éq. 1.2.21) et varie comme le carré de la fréquence (éq. 1.1.1) ; sa valeur s'étale donc sur quatre ordres de grandeur. En même temps, les puissances acoustiques vont de quelques milliwatts pour Nowicki *et al.* [6] à plusieurs dizaines de Watts pour Matsuda *et al.* [15]. Ce tableau 1.2 illustre donc bien la gamme étendue des paramètres utilisés dans la littérature.

Malgré cet aspect diversifié des études, on se rend compte que les valeurs des vitesses maximales atteintes sont toutes du même ordre de grandeur, à savoir, de quelques centimètres par seconde. Certains auteurs comme Frenkel *et al.* [5] ou Nowicki *et al.* [6] semblent converger

3. Contrairement aux ondes électromagnétiques, une onde acoustique nécessite un support pour se propager, support qui peut être un solide, un gaz ou un fluide. Physiquement, on intuite bien que l'atténuation est présente puisque l'onde s'atténue au cours de sa propagation dans le milieu.

4. Le terme « transducteur » désigne la source acoustique et sera défini dans la partie expérimentale en chapitre 2.

vers une même conclusion. Ils montrent, en effet, qu'il existe une loi linéaire entre la vitesse maximale et la puissance acoustique. On trace sur la figure 1.3.1 les points expérimentaux de l'ensemble des études auquel on superpose la droite théorique  $\bar{u} = A_0 \cdot P_{ac}$ , où  $A_0$  représente le coefficient de proportionnalité. Cette constante est ajustée aux données expérimentales au sens des moindres carrés. Les valeurs de  $A_0$  sont de l'ordre de  $10^{-3}$  pour Frenkel,  $10^{-2}$  pour Mitome et de l'ordre de l'unité pour Nowicki. Mitome [4] propose également une loi du type  $\bar{u} = B_0 \sqrt{P_{ac}}$  à 20 et 50mm de la source : elle est également tracée en figure 1.3.1. Comme pour  $A_0$ ,  $B_0$  est ajusté au sens des moindres carrés et est du même ordre de grandeur que  $A_0$ , à savoir,  $10^{-2}$ . A ce stade, rien ne nous permet de prédire la valeur des coefficients  $A_0$  ou  $B_0$  ni d'affirmer s'ils doivent être ou non proches de l'unité. En revanche, la diversité des valeurs et l'existence de deux évolutions (linéaire et racine) illustrent bien la diversité des configurations expérimentales et des paramètres associés. **Un des objectifs de notre étude est de proposer des lois d'échelles permettant de faire un tracé plus cohérent de ces résultats expérimentaux.** Si on compare la valeur de la longueur du champ proche  $L_f$  (éq. 1.1.2) et la distance au transducteur des points de mesures, on se rend compte que les auteurs travaillent soit en champ proche (Frenkel, Crosgrave, Nowicki et Kamakura), soit en champ proche et lointain comme Mitome. Dans ces articles, aucune distinction claire n'est faite entre les deux zones excepté Kamakura *et al.* [8] qui, à la fin de son article, précise qu'il se place en champ proche. **Là encore, un des enjeux de notre approche expérimentale est de considérer distinctement le phénomène d'*acoustic streaming* dans le champ proche et le champ lointain.**

Enfin, on notera que seuls Kamakura et Cosgrove ont pris soin de spécifier qu'ils se plaçaient en configuration d'Eckart en ajoutant une plaque absorbante à l'extrémité de leur cavité : il respectent donc bien les conditions imposées par le modèle de Nyborg, notamment, la nature des ondes : planes progressives. Pour les autres, il est difficile de connaître la condition exacte de réflexion des ondes en face du transducteur et d'estimer le taux d'ondes stationnaires.

### 1.3.2 Travaux numériques

L'équation 1.2.23 issue du modèle étendu de Lighthill est similaire à l'équation de conservation de quantité de mouvement en stationnaire et avec un terme source supplémentaire de forçage acoustique. Les auteurs d'études numériques considèrent cette même équation, et pour certains en instationnaire. Une synthèse de ces études est faite dans le tableau 1.3.

En se basant sur une expression donnée par Gusev [50], Mitome et Kamakura ont développé un modèle de force acoustique telle que :

$$f_{ac} = -\frac{1}{\rho^2 c^5} \left( \eta + \frac{4}{3} \mu \right) p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (1.3.1)$$

où  $p$  représente la pression acoustique. Prenons le cas d'une onde sinusoïdale quelconque, alors  $p = p_{ac} \cos(2\pi ft - kx)$ , où  $p_{ac}$  représente l'amplitude de pression acoustique. Le produit  $p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$  vaut donc :

$$p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -p_{ac}^2 4\pi^2 f^2 \cos^2(2\pi ft - kx). \quad (1.3.2)$$

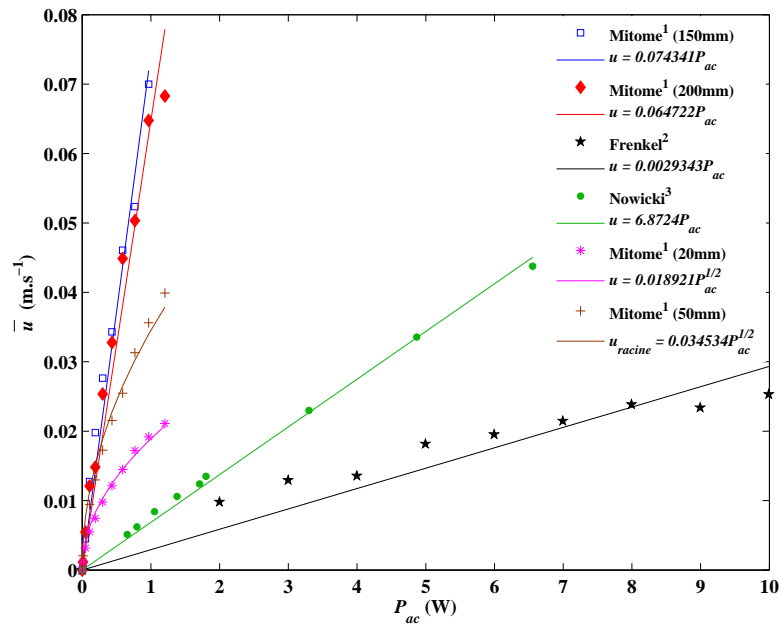


FIGURE 1.3.1: Evolution des vitesses expérimentales en fonction de la puissance acoustique pour différentes études. Pour plus de clarté, l'échelle des abscisses a été multipliée par 1000 pour le cas de Nowicki car les puissances mises en jeu sont en mW. Les lois linéaires,  $\bar{u} = A_0 \cdot P_{ac}$ , et en racine,  $\bar{u} = B_0 \sqrt{P_{ac}}$ , avec  $A_0$  et  $B_0$  les coefficients de proportionnalité dont les valeurs sont données en légende, sont également tracées en ligne continue. Les chiffres entre parenthèses, pour Mitome, correspondent à la distance au transducteur du point de mesure. Réf. : <sup>1</sup>Mitome [4], <sup>2</sup>Frenkel *et al.* [5], <sup>3</sup>Nowicki *et al.* [6].

	Transducteur plan en émission continue						Transducteur focalisé			Transducteur plan pulsé
	Mitome <sup>1</sup>	Frenkel <sup>2</sup>	Crosgrove <sup>3</sup>	Nowicki <sup>4</sup>	Hariharan <sup>5</sup>	Myers <sup>6</sup>	Matsuda <sup>7</sup>	Kamakura <sup>8</sup>		
Géométrie et dimensions de la cavité (Longueur x largeur x hauteur)	Cuve rectangulaire 60 x 36 x 30 cm	Cuve rectangulaire 25 x 17 x 14 cm avec obstacle	Cuve rectangulaire 60 x 30 x 40 cm	Cuve rectangulaire 9 x 6.4 x 6.4 cm	Cube 20 x 20 x 20 cm	Tube cylindrique 2.1cm de rayon 20cm de long	Tube cylindrique 4.3cm de rayon 27cm de long			
Fluide	Eau	Eau	Eau	Eau	Eau	Eau	Eau	Eau		
Diamètre du transducteur (cm)	1	2.52	2.5	0.8 0.8(0.8) 0.8(1.2)	5(15) 3.8(11) 3.2(6.24)	2.1(7.5)	1.8			
Fréquence du transducteur (MHz)	5.05	3	3.3	32	1.5 1.107 1.1	2.8	5			
Coefficient d'atténuation acoustique (m <sup>-1</sup> )	0.637	0.225	0.2722	25.6	0.0563 0.0306 0.0303	0.196	0.57			
Longueur de Fresnel (cm)	8.5	32	34.84	35	-	-	27.4			
Zone d'étude (distance au transducteur en cm)	0 ≤ x ≤ 20 ⇔ 0 ≤ x ≤ 2.3L <sub>f</sub>	0 ≤ x ≤ 3 ⇔ 0 ≤ x ≤ 0.09L <sub>f</sub>	0 ≤ x ≤ 11 ⇔ 0 ≤ x ≤ 0.32L <sub>f</sub>	0 ≤ x ≤ 1.5 ⇔ 0 ≤ x ≤ 0.4L <sub>f</sub>	14 ≤ x ≤ 16 10 ≤ x ≤ 12 5.24 ≤ x ≤ 7.24	0 ≤ x ≤ 20	0 ≤ x ≤ 27 ⇔ 0 ≤ x ≤ L <sub>f</sub>			
Technique de mesure acoustique	-	-	-	-	Hydrophone	Hydrophone	Hydrophone			
Puissance acoustique (W)	0.012 ≤ P <sub>ac</sub> ≤ 1.2	2 ≤ P <sub>ac</sub> ≤ 10	1.11	6 10 <sup>-4</sup> ≤ P <sub>ac</sub> ≤ 6 10 <sup>-3</sup>	3.2 ≤ P <sub>ac</sub> ≤ 30	qqes dizaines de W	0.68			
Technique de visualisation hydrodynamique	LDV	PIV	PIV	Doppler ultrasound blood flowmeter	Digital PIV	LDV	LDV			

TABLE 1.2: Tableau récapitulatif des dispositifs et moyens de mesures expérimentaux des articles expérimentaux sur l'*acoustic streaming*; les valeurs entre parenthèse sur la ligne des diamètres pour les transducteurs focalisés représentent les distances focales en cm. Réf. : <sup>1</sup>Mitome [4], <sup>2</sup>Frenkel *et al.* [5], <sup>3</sup>Crosgrove *et al.* [12], <sup>4</sup>Nowicki *et al.* [6], <sup>5</sup>Hariharan *et al.* [13], <sup>6</sup>Myers *et al.* [14], <sup>7</sup>Matsuda *et al.* [15] et <sup>8</sup>Kamakura *et al.* [8].

	Modèle hydrodynamique	$\frac{\partial u_{e,i}}{\partial t}$	$u_{e,j} \frac{\partial u_{e,i}}{\partial x_j}$	$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_e}{\partial x_i}$	$f_{ac,i}$			$\frac{\partial^2 u_{e,i}}{\nu \partial x_j^2}$
					Diffraction	Atténuation	Non-linéarités	
Nowicki <sup>1</sup>	1D	Stationnaire	✗	✗	✓	✗	✓	
Rudenko <sup>2</sup>	1D analytique	Instationnaire	✗	✓	✗	✗	✓	
Dridi <sup>3</sup>	1D - 3D CFD	Stationnaire	✓	✓	✗	✗	✓	
Mojtabi <sup>4</sup>	1D CFD	Stationnaire	✓	✓	✗	✗	✓	
Lighthill <sup>5</sup>	2D Stokes	Stationnaire	✗	✓	✓	✗	✓	
	2D turbulent		✓		✓	✗	✓	
Hariharan <sup>6</sup>	2D CFD	Stationnaire	✓	✓	✓	✓	✓	
Kamakura <sup>7</sup>	2D-axi CFD	Instationnaire	✓	✓	✓	✓	✓	

TABLE 1.3: Classement des articles sur les études numériques de l'*acoustic streaming* en fonction des modèles hydrodynamiques et des modèles de force acoustique. Les coches vertes signifient que le terme de la colonne a été pris en compte par le modèle de l'auteur et les croix rouges veulent dire qu'il ne le prend pas en compte. Notons bien que dans toutes les études,  $f_i$  est proportionnelle à  $\alpha_{ac}$  (éq. 1.2.21) mais suivant les cas, le modèle de propagation acoustique prend ou non en compte l'élargissement du faisceau (diffraction), la décroissance de son intensité (atténuation) et la présence d'effets non linéaires (non-linéarités). Réf. : <sup>1</sup>Nowicki *et al.* [6], <sup>2</sup>Rudenko *et al.* [16], <sup>3</sup>Dridi *et al.* [17, 18, 19, 20], <sup>4</sup>Mojtabi *et al.* [21], <sup>5</sup>Lighthill [1], <sup>6</sup>Hariharan *et al.* [13] et <sup>7</sup>Kamakura *et al.* [8].



En moyennant l'expression de la force acoustique donnée par l'équation 1.3.1, on trouve :

$$\overline{f_{ac}} = \frac{2}{c} \underbrace{\frac{2\pi^2}{\rho c^3} \left( \eta + \frac{4}{3}\mu \right)}_{\alpha_{ac}} f^2 \underbrace{\frac{\overline{p_{ac}^2}}{2\rho c}}_{I_{ac}}. \quad (1.3.3)$$

Dans cette expression de la force acoustique volumique on peut identifier le coefficient d'atténuation acoustique en amplitude (éq. 1.1.1) sans les termes thermiques (négligeables dans l'eau, *cf.* tab. 1.1), et l'intensité acoustique moyenne. On retombe donc sur la même expression issue du modèle de Nyborg (éq. 1.2.21). Finalement tous ces auteurs utilisent une expression de  $f_{ac}$  identique au modèle théorique de forçage acoustique de Nyborg. En revanche, les études diffèrent les unes des autres par le modèle de propagation acoustique qui va définir la répartition d'intensité acoustique qui apparaît dans l'équation 1.2.21. On se rend compte en particulier que seuls Kamakura *et al.* [8] et Hariharan *et al.* [13] présentent des modèles de propagation acoustique « complets », c'est-à-dire incluant à la fois la diffraction, l'atténuation et la prise en compte des non-linéarités dans la propagation acoustique. On se rend compte également que beaucoup d'auteurs étudient l'*acoustic streaming* en régime stationnaire. Lighthill a tenté une modélisation en régime turbulent. Enfin, Dridi *et al.* [17, 18, 19, 20] a étudié le cas tridimensionnel et pu se rendre compte des symétries de l'écoulement. Il a également étudié la stabilité linéaire de ce type d'écoulement, que ce soit dans le cas d'un domaine fluide isotherme ou en présence de convection naturelle.

Face au tableau 1.3, on peut voir qu'**un autre des enjeux de la présente étude est de déterminer quels ingrédients de propagation (diffraction, atténuation et non-linéarités) sont nécessaires pour obtenir une modélisation numérique satisfaisante**. Cette question se pose évidemment en lien avec le coût numérique de l'utilisation de l'un ou l'autre de ces ingrédients.

## 1.4 Conclusion

Nyborg a développé un modèle de forçage acoustique (éq. 1.2.21) qui met en jeu les propriétés du fluide, notamment le coefficient d'atténuation acoustique, ainsi que le champ acoustique *via* l'intensité acoustique. Il est issu d'une méthode d'approximations successives qui permet d'aboutir à une équation au second ordre (éq. 1.2.17) faisant apparaître un équilibre entre le gradient de pression acoustique, la force acoustique et les termes visqueux. Cette équation est incomplète et limitée car il manque les termes d'inertie qui, avec la décomposition précédente, apparaissent à l'ordre 4.

Tout ce modèle est basé sur des considérations purement mathématiques. Lighthill complète le modèle par une approche physique : le modèle de Nyborg n'est valable que pour des écoulements rampants à faible vitesse ( $\sim 1\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$ ), ou pour de faibles puissances acoustiques. Dès lors que les puissances augmentent, il suggère de prendre en compte les termes d'inertie à l'ordre 4 en les introduisant *a posteriori* dans l'équation 1.2.23. Dans notre cas, on rappelle que le but est d'essayer d'aboutir à une technique de brassage non intrusive pour le Si-PV. Les vitesses attendues pour cela sont, *a priori*, bien supérieures au millimètre par seconde et plutôt de plusieurs centimètres par seconde.

Les travaux présents dans la littérature actuelle utilisent tous le modèle de force acoustique de Nyborg, mais avec des modèles numériques liés à l'écoulement qui diffèrent (tab. 1.3). Les études expérimentales présentent, en outre, une large gamme de paramètres (tab.

1.2), mais semblent toutes donner des vitesses de l'ordre de quelques centimètres par seconde.

Les enjeux de la présente étude sont multiples.

Tout d'abord, le domaine d'étude n'est pas ou mal défini dans les articles malgré la diversité des paramètres. Dans notre cas, on se propose de conduire distinctement deux études : l'une en champ proche et l'autre en champ lointain. Le dispositif sera bien évidemment approprié à la configuration d'Eckart.

On tentera par la suite, d'éclaircir les bases théoriques du modèle de force acoustique et d'aboutir à une équation où les termes d'inertie sont naturellement présents.

Quels ingrédients sont nécessaires au modèle de propagation acoustique pour reconstituer de manière satisfaisante le champ de pression acoustique et à quels coûts numériques ? C'est la question à laquelle on tentera également de répondre.

Un des objectifs est de proposer des lois d'échelles valables pour toutes les gammes de paramètres de la littérature.

Enfin la démarche qui sera suivie est de confronter en permanence les résultats obtenus par une approche théorique (analytique ou numérique) avec ceux issus des mesures expérimentales de sorte que ces deux approches se nourrissent l'une de l'autre.



## Chapitre 2

# Description et mesures expérimentales

Au précédent chapitre, on a vu que l'*acoustic streaming* est un phénomène physique qui met en jeu un couplage entre deux problèmes : la propagation acoustique et l'écoulement hydrodynamique. Ce couplage est assuré par la présence d'un terme de force acoustique (éq. 1.2.21), dans l'équation 1.2.23 du modèle étendu de Lighthill [1], qui traduit la conservation de la quantité de mouvement  $\rho u_e$ . Ce terme source supplémentaire  $f_{ac}$  traduit le fait qu'une onde acoustique s'atténuant dans un milieu crée un forçage. Si l'on se place dans le cadre de l'acoustique linéaire en régime permanent, l'onde acoustique est sinusoidale et parfaitement caractérisée si l'on connaît l'amplitude et la phase de **la pression acoustique** en chaque point du domaine. **L'objectif est de mesurer cette grandeur ainsi que la vitesse de l'écoulement dans plusieurs plans**. La connaissance de ces champs servira ensuite à mettre au point et à évaluer les modèles de propagation acoustique au chapitre 3, dont on tirera la répartition spatiale de la force acoustique d'entraînement pour, *in fine*, valider la structure de l'écoulement simulé au chapitre 4.

Les mesures expérimentales sont réalisées au sein d'une cuve parallélépipédique remplie d'eau déminéralisée et dans laquelle une source acoustique, un transducteur piézo-électrique, est introduite. Une description de l'émetteur est faite dans la première partie du chapitre. Pour étudier le phénomène d'*acoustic streaming*, on cherche donc à cartographier deux grandeurs : l'amplitude de la pression acoustique et la vitesse l'écoulement. La première grandeur est mesurée à l'aide d'un hydrophone et une technique de visualisation optique nous permet d'accéder à la deuxième. Les mesures acoustiques et hydrodynamiques ne sont pas effectuées simultanément car les mesures acoustiques ont un caractère intrusif et perturberaient significativement l'écoulement observé. Le dispositif a été développé avant le début de la thèse à l'exception du système d'éclairage par un plan laser et du système de positionnement de la source.

### 2.1 Production des ultrasons

Le développement d'une chaîne électronique complète, stable et régulée est nécessaire pour la génération d'ultrasons dans l'eau. C'est un point délicat et clairement éludé dans les publications sur l'*acoustic streaming*, si bien qu'on peut souvent se demander si les auteurs parlent en puissance acoustique effectivement délivrée dans le liquide ou bien en puissance électrique émise par le système de génération d'ultrasons. Entre ces deux puissances, il existe un rendement typique de 70 à 80% qui, de plus, n'est pas forcément constant dans le temps.

### 2.1.1 Le transducteur piézo-électrique

Un transducteur est un dispositif qui transforme une énergie physique en une autre énergie comme, par exemple, le capteur CCD (*Charge-Coupled Device* en anglais ou Dispositif à Transfert de Charge en français) d'une caméra qui transforme une intensité lumineuse en tension électrique. Le comportement piézo-électrique d'un matériau résulte d'un couplage électro-mécanique : il se déforme sous l'action d'un champ électrique ou, réciproquement, il génère un champ électrique sous l'effet d'une déformation. Un transducteur piézo-électrique est un appareil alimenté en électricité qui transforme une énergie électrique en énergie acoustique. L'application d'une tension alternative engendre des déformations élastiques qui induisent la production d'une onde acoustique. Dans sa version la plus simple, le transducteur monoélément est composé d'un matériau piézo-électrique, souvent de la céramique type PZT (Titano-Zirconate de Plomb), compris entre deux électrodes comme montré sur la figure 2.1.1a. Il existe également des transducteurs piézo-composites dans lesquels, la céramique est noyée dans une matrice de résine (fig. 2.1.1b). Ce type de transducteur a la réputation d'être plus robuste que le monoélément seul [51], mais fait néanmoins l'objet de travaux de recherche portant sur son vieillissement et ses défaillances suite à des problèmes thermo-mécaniques (thèse de Orandrou [52], dont le directeur de recherche fait parti du jury de la présente thèse). Une lame adaptatrice d'impédance acoustique<sup>1</sup> est également présente pour assurer la transmission de l'onde acoustique entre le matériau piézo-électrique et le fluide. Elle permet ainsi de réduire tout effet atténuant ou bloquant pour la propagation de l'onde, effet qui apparaîtrait dans le cas d'un saut important d'impédance acoustique à l'interface entre deux milieux de propagation. Pour illustration, au cours de séances de thérapie par ultrasons, le kinésithérapeute applique un gel, qui n'est autre que du glycérol mélangé à de l'eau et du gélifiant, sur la surface de la peau pour justement assurer cette adaptation d'impédance et éviter toute brûlure cutanée.

Le transducteur piézo-électrique utilisé pour l'étude de l'*acoustic streaming* est un piézo-composite circulaire plan d'*Imasonic*<sup>TM</sup> de 29mm de diamètre nominal et fonctionnant à la fréquence de 2MHz. Une photo du transducteur est fournie sur la figure 2.1.2. Le choix d'un tel transducteur s'explique par le désir d'avoir une géométrie axi-symétrique de la source. Les caractéristiques (diamètre et fréquence) ont été choisies pour le dimensionnement de la cuve en cohérence avec la longueur des tables motorisées<sup>2</sup> disponibles au laboratoire. Il y a également eu, dès le départ, la volonté de faire des observations dans le champ lointain, d'avoir un faible angle de diffraction, d'avoir un produit du coefficient d'atténuation acoustique par la puissance acoustique suffisant pour générer un champ de force significatif et éviter autant que faire se peut le dégazage et la cavitation.

### 2.1.2 Alimentation électrique et régulation

Le transducteur piézo électrique est alimenté par un générateur de tension sinusoïdale *via* un amplificateur de puissance et un wattmètre. Le tout est contrôlé par un ordinateur grâce

1. L'impédance acoustique représente la résistance du milieu au passage d'une onde acoustique. Elle est définie, de manière générale, comme le rapport de la pression acoustique sur la vitesse acoustique. Dans le cas particulier des ondes planes, l'impédance est égale au produit de la masse volumique du fluide  $\rho$  par la célérité des ondes  $c$  :  $Z_{ac} = \rho c$ . Cette notion est développée dans le livre de Kinsler et al. [11].

2. Une description précise de la cuve et des tables sera faite dans le paragraphe 2.2.1 des mesures acoustiques.

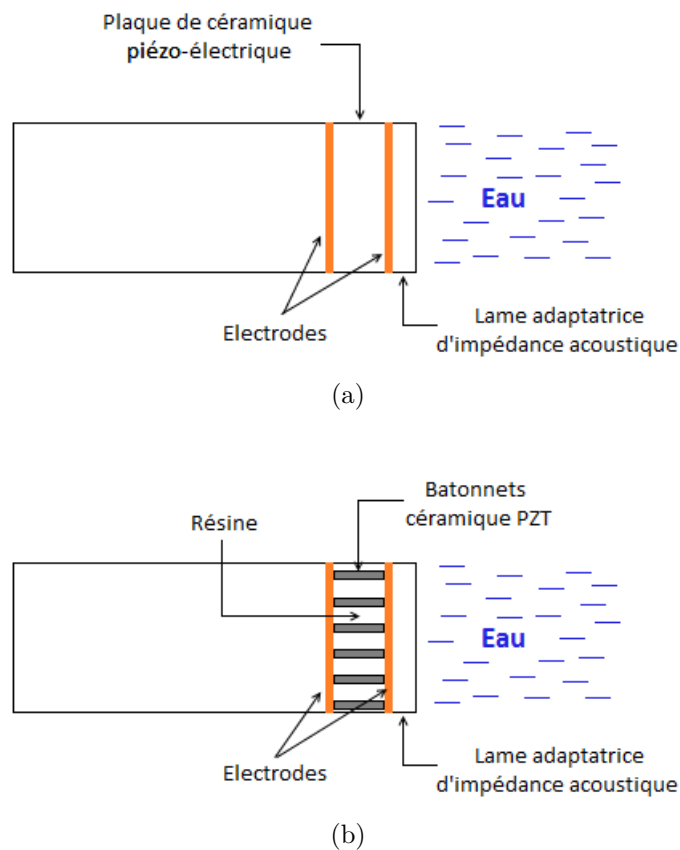


FIGURE 2.1.1: Schéma du transducteur piézo-électrique ultrasonore (a) monoélément et (b) piézo-composite d'après [7].

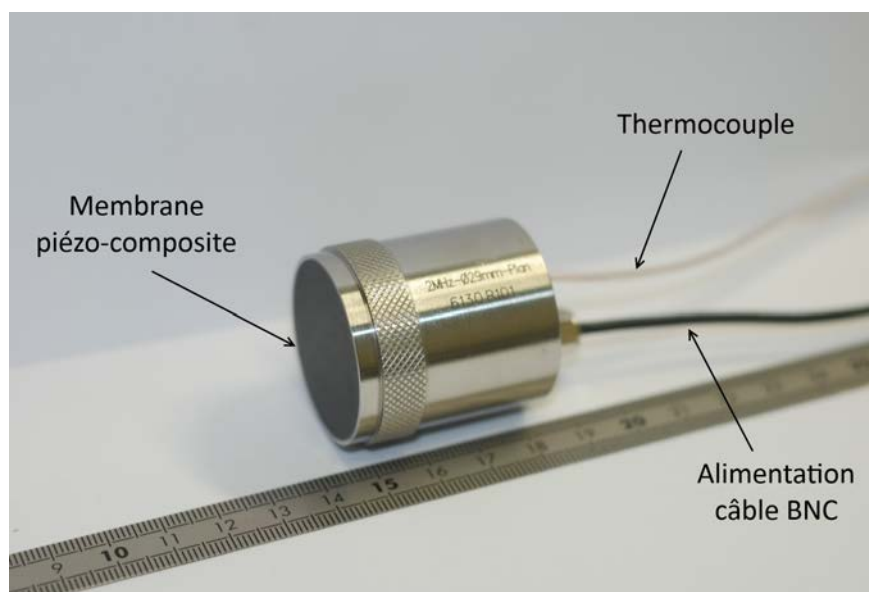


FIGURE 2.1.2: Photo du transducteur piézo-composite *Imasonic*<sup>TM</sup> de 29 mm de diamètre nominal avec une fréquence de 2MHz.

au logiciel *Labview*<sup>TM</sup>. Les liaisons se font à l'aide de câbles BNC, série et RS-232/USB comme indiqué sur la figure 2.1.5. L'amplificateur de puissance permet d'amplifier le signal envoyé au transducteur, lequel est lu sur le wattmètre qui fournit également l'impédance électrique (partie réelle et imaginaire), la phase ainsi que le taux d'onde stationnaire (SWR pour *Standing Wave Ratio*). Cette grandeur est tabulée et représente le pourcentage de puissance réfléchi : un SWR de 1 correspond à 0% de puissance réfléchi et un SWR de 30 correspond à 87.5% de puissance réfléchi ; la relation entre SWR et puissance réfléchi n'est pas linéaire. La table, fournie par le constructeur, est disponible en annexe B. La puissance incidente est contrôlée grâce à une régulation de type P<sup>3</sup>(Proportionnelle), cas particulier le plus simple de la régulation PID (Proportionnelle Intégrale Dérivée) qui est une méthode de régulation classique des procédés. Elle consiste à comparer la puissance transmise  $P_i$  au transducteur à la puissance de consigne  $P_c$  et à appliquer une tension de correction proportionnelle à l'écart entre les deux valeurs, grâce au générateur. Le générateur délivre alors une tension  $V$  telle que :

$$V = V_0 + K (P_c - P_i), \quad (2.1.1)$$

où  $K$  représente le facteur de proportionnalité en *Volts.W<sup>-1</sup>* et  $V_0$  la tension initiale en *Volts*. La régulation suit une boucle itérative jusqu'à atteindre la puissance de consigne. Elle est atteinte plus ou moins rapidement suivant la valeur de  $K$ . Une faible valeur de  $K$  permettra d'atteindre lentement  $P_c$ , alors qu'une grande valeur de  $K$  permettra d'atteindre rapidement  $P_c$  mais avec un risque d'oscillations. L'avantage de ce type de régulation vient du fait que c'est un processus itératif et la fonction de transfert n'a pas besoin d'être connue, aussi compliquée soit-elle.

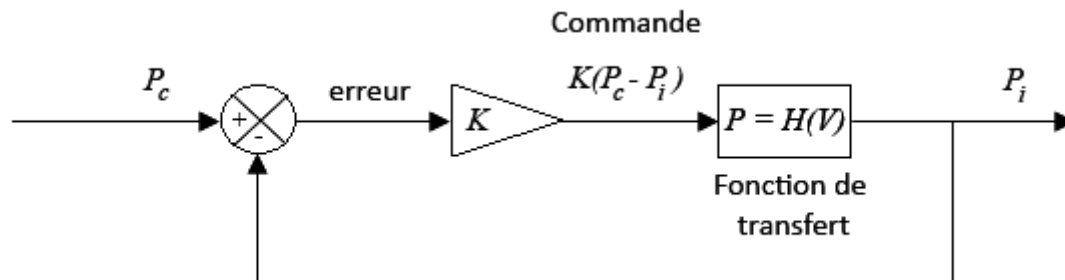


FIGURE 2.1.3: Schéma de la boucle itérative de la régulation de type Proportionnelle.

La régulation est un point primordial dans la chaîne d'alimentation du transducteur car sans régulation, la puissance mettrait environ une heure pour se stabiliser sur une valeur de 15% inférieure à la valeur de la consigne [53].

A la mise sous tension du transducteur, un fichier de régulation est créé et enregistré, en fonction du temps, la puissance de consigne, la valeur affichée au wattmètre, la tension crête à crête délivrée par le générateur, l'impédance et la phase indiquées au wattmètre, le SWR ainsi que le temps écoulé. Une photo du montage électronique est disponible en figure 2.1.4.

3. La régulation n'est pas l'objet de cette thèse. Elle a été mise en place et validée avant le début de la thèse [53].

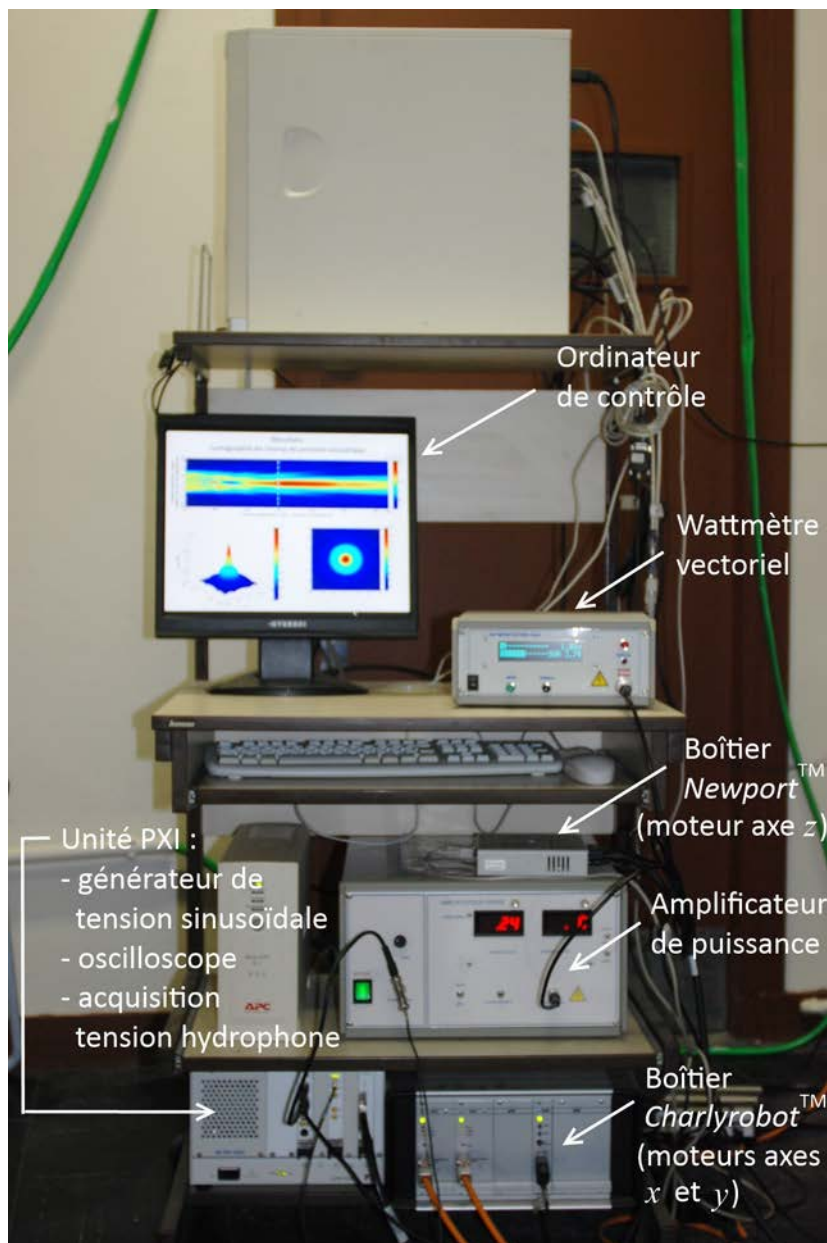


FIGURE 2.1.4: Photo du montage électronique pour la génération d'ultrasons.



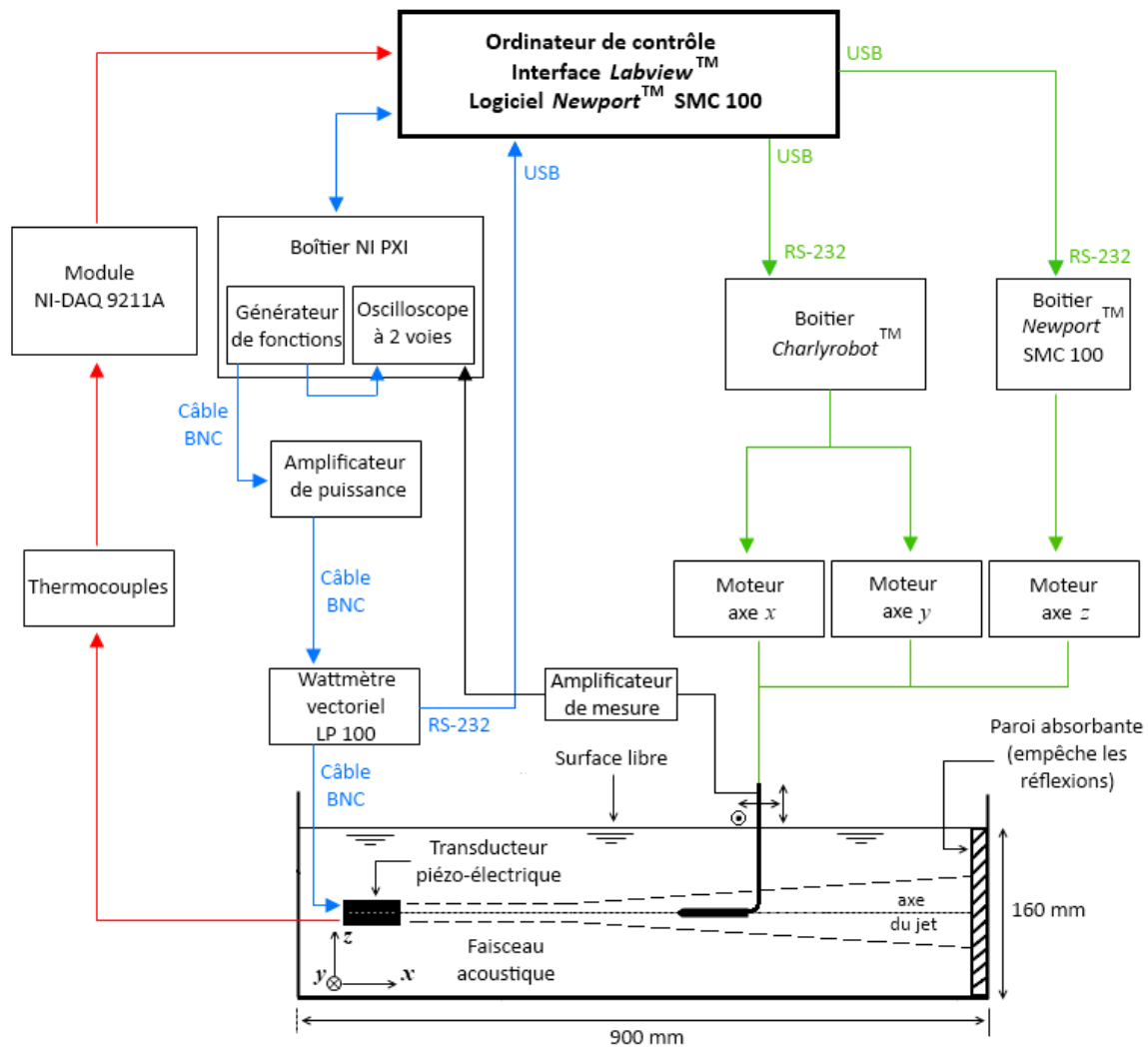


FIGURE 2.1.5: Diagramme du dispositif expérimental pour la mesure du champ de pression acoustique.

## 2.2 Mesures acoustiques : hydrophone et balance acoustique

L'amplitude de la pression acoustique est mesurée à l'aide d'un hydrophone à pointe fine d'1mm de diamètre de *Precision acoustic*<sup>TM</sup> comme indiqué sur la figure 2.2.1 et dont l'étalonnage est donné en annexe C. Les déplacements de l'hydrophone sont assurés par un système de tables motorisées (fig. 2.2.2) qui permet de cartographier le champ de pression acoustique dans les plans horizontal et vertical. Une attention toute particulière est portée à l'alignement du transducteur et de l'hydrophone. On rappelle que tout le dispositif est piloté à l'aide d'un ordinateur de contrôle, *via* le logiciel *Labview*<sup>TM</sup>, à travers une unité PXI de *National Instrument*<sup>TM</sup> pour la chaîne d'alimentation (transducteur) et d'acquisition (hydrophone), à travers un module *National Instrument*<sup>TM</sup> pour le suivi de la température du transducteur *via* un thermocouple et à travers un boîtier *Charlyrobot*<sup>TM</sup> et *Newport*<sup>TM</sup> pour la commande des moteurs (fig 2.1.4 et 2.1.5). Enfin, une plaque absorbante d'un centimètre d'épaisseur, faite de gomme de polyuréthane *Apflex F28* de *Precision Acoustics*<sup>TM</sup> [54], a été placée à l'extrémité de la cuve, sur la face opposée au transducteur afin d'empêcher les réflexions de l'onde acoustique, et *in fine*, d'éviter la formation d'ondes stationnaires au sein du fluide.

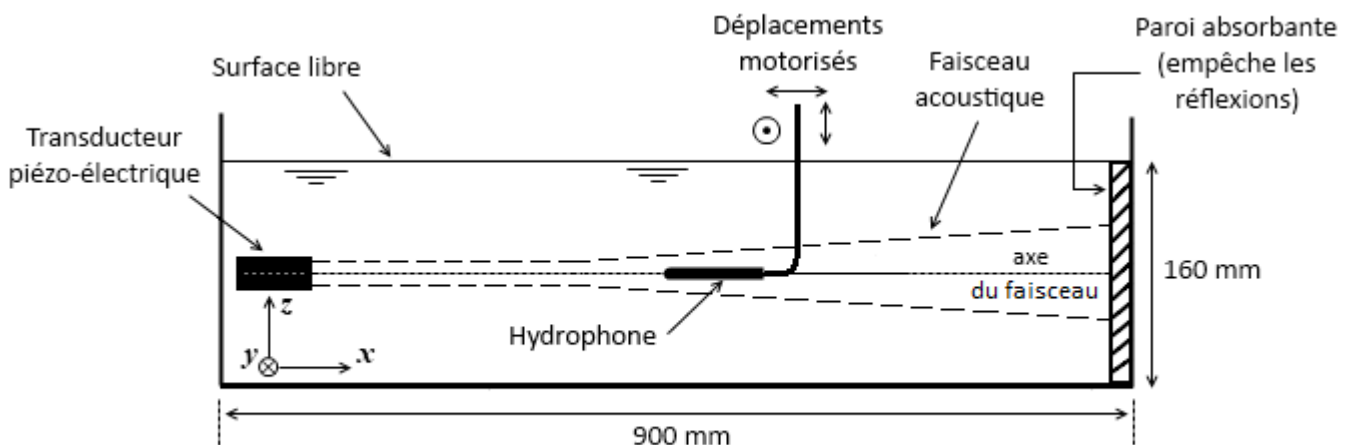


FIGURE 2.2.1: Dispositif expérimental pour les mesures acoustiques; la largeur de la cuve sur l'axe  $y$  est de 180 mm.

Au même titre que pour la régulation, un fichier d'acquisition est créé pendant la mesure du champ de pression. Il recense la température et la fréquence du transducteur, la tension *rms* aux bornes du générateur et de l'hydrophone, la tension crête à crête aux bornes de l'hydrophone ainsi que le temps écoulé. Les deux fichiers, de régulation et d'acquisition, nous permettent de connaître tout l'historique de l'alimentation et de l'état du transducteur ainsi que de la mesure avec l'hydrophone.

### 2.2.1 Positionnement de l'axe acoustique : alignement transducteur/hydrophone

Avant de cartographier le champ de pression dans les plans horizontal et vertical, il est essentiel de s'assurer du bon alignement de l'hydrophone et du transducteur, et que l'axe du faisceau soit au milieu de la cuve pour bien interpréter les éventuelles dissymétries observées ensuite sur le champ de vitesse. Cependant, il y a deux aspects du champ de pression qui rendent la tâche délicate : d'une part, le faisceau acoustique est invisible, il est donc difficile de le repérer géométriquement dans l'espace, d'autre part, il est très élargi et présente de fortes variations dans de petits espaces. On verra par la suite que le diamètre du faisceau est de 3 à 4cm sur 80cm de long : de petites erreurs de positionnement peuvent alors représenter, potentiellement, un pourcentage important du diamètre du faisceau.

Les déplacements de l'hydrophone doivent être parallèles à l'axe du transducteur dans le cas des déplacements sur le moteur  $x$  et perpendiculaire à l'axe du transducteur dans le cas des déplacements sur les moteurs  $y$  et  $z$ . Pour ce faire, le transducteur est monté sur un support en aluminium qui nous permet d'avoir les 5 degrés de liberté : les translations sur les 3 axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  ainsi que les rotations autour des axes  $y$  et  $z$  (fig. 2.2.3). L'avantage de ce support est qu'il est entièrement indépendant de la cuve : les potentiels défauts de la cuve, comme le non-parallélisme des parois latérales ou la non-orthogonalité des parois, n'altéreront donc pas la position du transducteur. La procédure adoptée pour l'alignement est une sorte de « dichotomie spatiale ». Le transducteur est d'abord placé dans une position initiale qui correspond à peu près au centre géométrique de la cuve, même si, à ce premier stade, il est difficile de situer géométriquement le centre de sa membrane par rapport aux parois de l'aquarium. Soient  $x_1$  et  $x_2$  deux positions de l'hydrophone telles que  $x_1 < x_2$ . L'hydrophone est tout d'abord placé en  $x_1$  et on recherche la position où l'amplitude de pression est maximale à l'aide des déplacements motorisés. La visualisation de la tension aux bornes de l'hydrophone au cours du temps, se fait à l'aide d'un graphe déroulant *via* une interface *Labview*<sup>TM</sup>. Puis, on le déplace en  $x_2$  et on aligne l'axe du transducteur sur l'hydrophone grâce aux rotations autour des axes  $y$  et  $z$ . L'hydrophone est ensuite ramené en  $x_1$  et on répète la procédure jusqu'à aligner la source et le capteur acoustique. Les deux positions  $x_1$  et  $x_2$  sont typiquement espacées de 25cm. Il est difficile de quantifier l'incertitude de positionnement, mais si l'on estime que la localisation du maximum d'amplitude de pression acoustique se fait avec une précision de 1mm (voire 2mm au maximum), on peut estimer que l'erreur de positionnement de l'axe du faisceau acoustique est de 0.4% (voire 0.8%). Au delà de 2mm, un décalage serait nettement perçu sur les profils transversaux.

Maintenant que l'hydrophone est aligné sur l'axe du transducteur, on le positionne, de manière plus rigoureuse, au centre géométrique de la cuve en mesurant les distances aux parois et on translate le transducteur pour placer le centre de sa membrane également au centre géométrique de la cuve.

Enfin, on valide l'alignement en mesurant des profils transversaux sur les axes  $y$  et  $z$  pour différentes valeurs de  $x$ .

### 2.2.2 Résultats

Le champ de l'amplitude de la pression acoustique a été mesuré dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur (fig. 2.2.5) et dans le plan transversal  $Oyz$  à 30cm

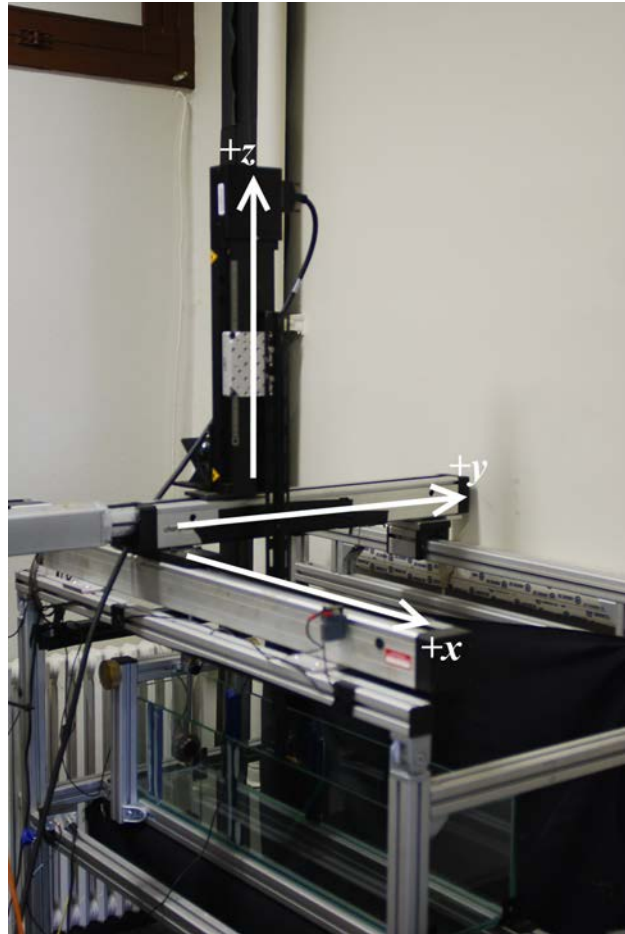


FIGURE 2.2.2: Photo des tables motorisées.

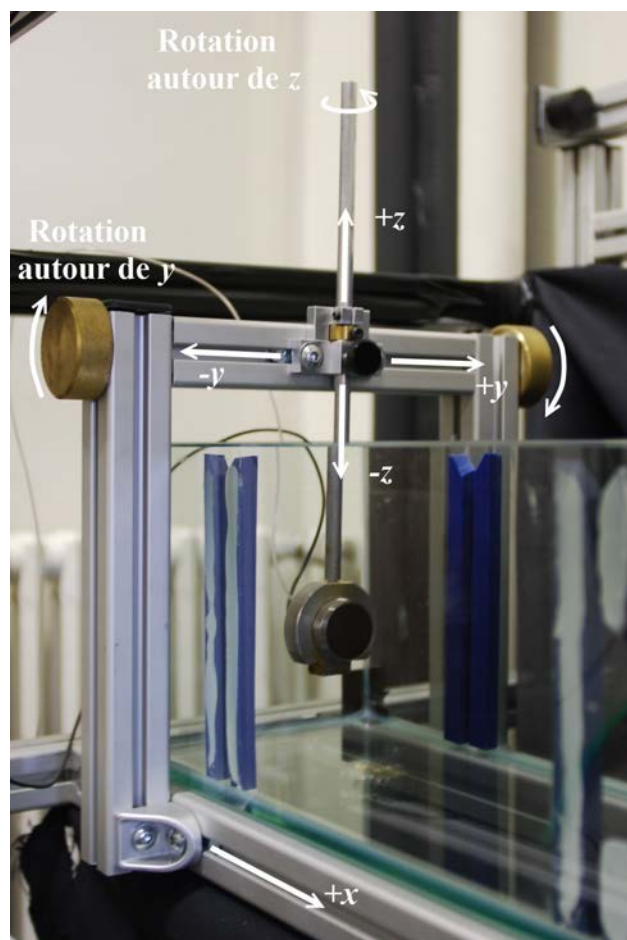


FIGURE 2.2.3: Photo du support en aluminium du transducteur.

du transducteur (fig. 2.2.6).

La mesure dans le plan  $Oxy$  a été découpée en trois parties (fig. 2.2.4), de 10 à 640mm du transducteur, et ce, pour minimiser le temps pendant lequel le transducteur est sollicité en continu. Dans tous les cas, les mesures selon l'axe  $y$  sont réalisées entre -35 et +35mm de l'axe du transducteur. En outre, dans la mesure où le diamètre de la pointe de l'hydrophone est d'1mm, on se limitera à des déplacements minimums d'1mm. La grandeur mesurée est la tension aux bornes de l'hydrophone qui est moyennée sur 5 mesures espacées de 0.1s. Après chaque déplacement, un temps d'attente de 5s est respecté pour laisser disparaître les perturbations dues au mouvement de l'hydrophone dans l'eau.

La première partie s'étend de 10 à 110mm du transducteur avec un point de mesure tous les millimètres sur l'axe des  $x$  et le maillage suivant sur  $y$  :  $[-35 :2 :-15, -12 :1 :12, 14 :2 :24, 26 :3 :35]^4$  mm, soit 101x46 points de mesures ; la cartographie a duré 22h18min33s. La seconde partie s'étend de 110 à 285mm du transducteur et la troisième partie de 285 à 640mm du transducteur avec, pour chacune, un point de mesure tous les millimètres sur l'axe des  $x$  et le maillage suivant sur  $y$  :  $[-35 :2 :-17, -15 :1 :15, 17 :2 :35]$  mm, ce qui fait 176x51 et 356x51 points de mesures pour la deuxième et la troisième partie, respectivement. Les mesures ont duré 44h00min23s et 89h1min27s, respectivement. Les trois parties de mesures sont illustrées sur la figure 2.2.4.

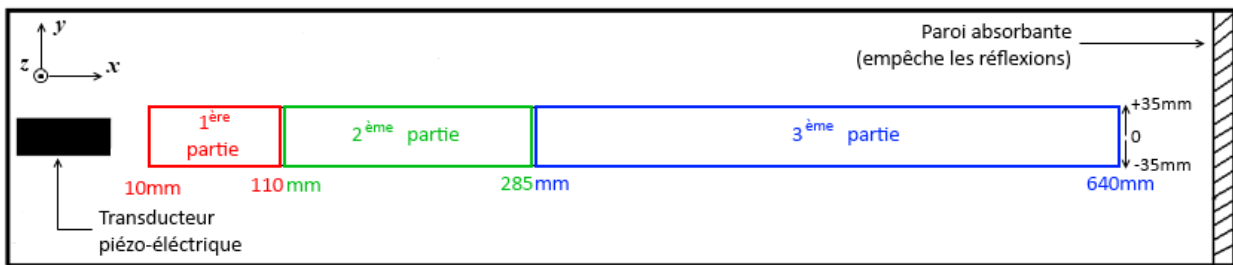


FIGURE 2.2.4: Schéma représentatif des trois parties de mesure du champ de l'amplitude de pression acoustique dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur ; vue de dessus de la cuve. L'origine est prise au centre de la membrane du transducteur : les valeurs sur l'axe  $x$  correspondent aux distances au transducteur et les valeurs sur l'axe  $y$  représentent les distances à l'axe du transducteur.

La mesure dans le pan  $Oyz$  s'étend de -30 à +30mm de l'axe du transducteur sur les axes  $y$  et  $z$  avec le maillage suivant pour les deux axes :  $[-30 :3 :-24, -22 :2 :-16, -15 :1 :15, 16 :2 :22, 24 :3 :30]$  mm, soit 45x45 points de mesures effectués en 9h57min52s.

4. Pour expliciter les maillages, on utilisera la notation vectorielle de *Matlab*<sup>TM</sup> : [valeur initiale : pas : valeur finale] ce qui équivaut à dire que le maillage va d'une valeur initiale à une valeur finale par un certain pas. Lorsqu'il y a plusieurs pas, on sépare les différentes parties du maillage par une virgule comme c'est le cas pour le maillage suivant  $y$  de la 1ère partie.

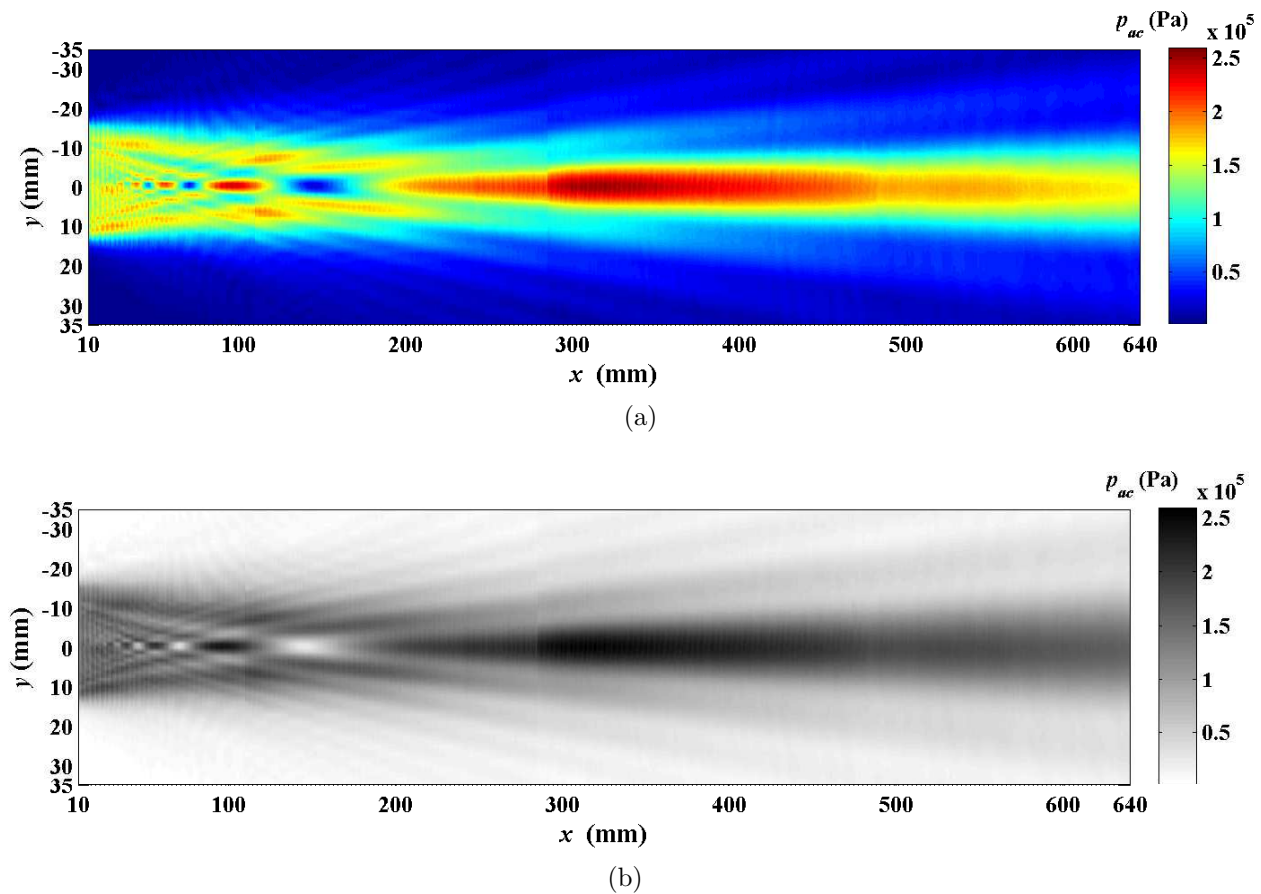
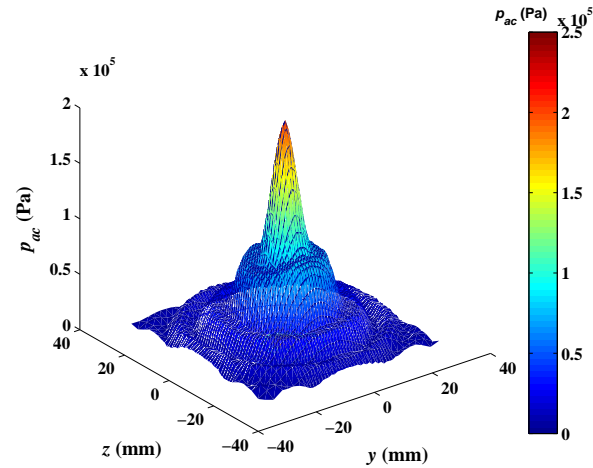
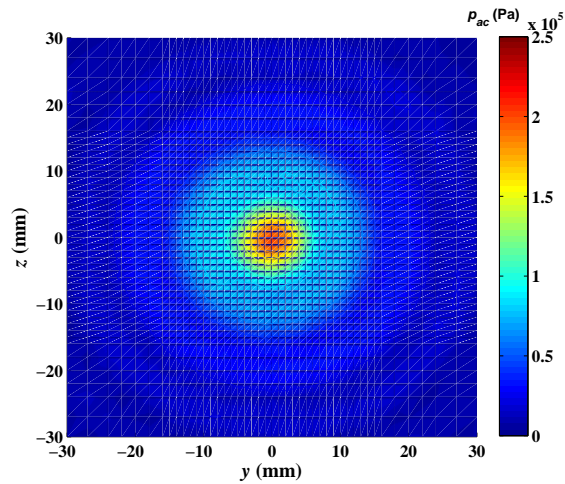


FIGURE 2.2.5: Cartographie du champ de l'amplitude de la pression acoustique expérimentale dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur ; le champ en couleur permet de visualiser les variations d'amplitude et le champ en niveaux de gris permet d'illustrer la structure du faisceau, en particulier, le cône de diffraction. Il s'agit bien de deux représentations de la même grandeur.



(a)



(b)

FIGURE 2.2.6: Cartographie du champ de l'amplitude de la pression acoustique expérimentale dans le plan transversal  $Oyz$  à 30cm du transducteur ; (a) représentation 3D et (b) projection sur le plan  $Oyz$ .



Sur la figure 2.2.5a, on note que le champ de pression acoustique est très élargi : l'échelle des  $y$  représente environ 11% de l'échelle des  $x$  et la largeur du faisceau acoustique qui s'étend « grossièrement » de -15 à +15mm représente seulement moins de 5% de l'échelle des  $x$  ; d'où la difficulté de positionnement de l'axe du transducteur mentionnée au paragraphe 2.2.1. Ainsi, si l'on voulait représenter ces mesures à l'échelle, il faudrait une figure à peu près deux fois plus longue.

La figure 2.2.7 représente le profil longitudinal sur l'axe du transducteur de l'amplitude de la pression acoustique. On retrouve bien le champ de pression acoustique rayonné par une source acoustique circulaire plane [3, 2] et présenté au paragraphe 1.1.2. En champ proche, cette figure illustre bien la présence de maxima successifs de plus en plus espacés au fur et à mesure que l'on se rapproche de la longueur de Fresnel (éq. 1.1.2), qui, rappelons le, correspond à la longueur du champ proche. Outre le caractère élargi du champ de pression, la structure très fluctuante du champ proche révèle la complexité de la structure du champ de pression. On note aussi que la valeur des maxima dans cette zone augmente lorsqu'on s'éloigne de la source. C'est *a priori* un artefact de mesure lié à la dimension trop importante du capteur et de ses déplacements par rapport aux variations spatiales de la grandeur mesurée. Dans le cadre des ultrasons, dont la longueur d'onde est inférieure à 1mm au delà de 1.5MHz, la longueur de Fresnel peut représenter plusieurs dizaines de diamètres du transducteur. En ce qui nous concerne, le diamètre indiqué par le constructeur est de 29mm et la fréquence est de 2MHz. La longueur de Fresnel est alors de 28.4cm (cette valeur sera recalculée plus précisément au chapitre 3) soit environ 10 fois le diamètre de la source.

La figure 2.2.5b en niveau de gris illustre bien la présence du champ proche, avec des motifs complexes et des fortes variations de l'amplitude de la pression dans un espace restreint, ainsi que la présence du cône de diffraction manifestant l'élargissement du faisceau et dont le demi angle au sommet est donné par l'équation 1.1.3.

Enfin, la projection du champ de pression sur le plan  $Oyz$  (fig. 2.2.6b) et la superposition des profils transversaux le long des axes  $y$  et  $z$  (fig. 2.2.8a, 2.2.8b, 2.2.8c) témoignent de l'axisymétrie du champ de pression, évoquée au paragraphe 1.1.3 du chapitre 1.

### 2.2.3 Mesure de la puissance acoustique : la balance acoustique

Dans le but de bien faire le lien entre le champ de vitesse que l'on va mesurer et le champ acoustique que l'on impose, il est important de connaître la puissance acoustique délivrée au sein du fluide. C'est en effet le paramètre de contrôle de notre expérience, qui est aussi essentiel pour les simulations numériques en vue de comparer les champs de vitesse. Il existe 3 façons différentes d'y accéder :

- Estimation par les données du wattmètre (puissance incidente et SWR)

Le wattmètre vectoriel nous renseigne sur la puissance électrique transmise au transducteur *via* la valeur tabulée du SWR (annexe B). Connaissant le rendement électrique du transducteur  $\eta_{transducteur}$ , donnée fournie par le constructeur, on peut remonter à la puissance communiquée au fluide par :

$$P_{ac} = P_i \cdot SWR \cdot \eta_{transducteur} \quad (2.2.1)$$

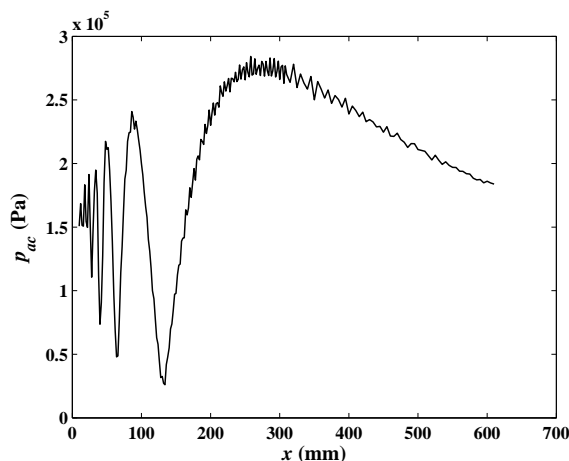


FIGURE 2.2.7: Profil longitudinal de l'amplitude de la pression acoustique sur l'axe du transducteur ; le maillage de mesure est le suivant : [10 :2 :298, 300 :5 :600] mm. Les fluctuations sur la courbe maîtresse sont faibles devant la précision des mesures avec l'hydrophone estimée à  $\pm 13\%$  à 2MHz par le constructeur (annexe C).

Cette première méthode est basée uniquement sur les caractéristiques électriques du montage et permet d'accéder à la puissance électrique transmise qui est supposée égale à la puissance acoustique dans le fluide. Un des inconvénients de cette méthode vient du fait que le rendement du transducteur peut avoir évolué depuis sa mesure par le constructeur.

– Intégration du champ d'intensité acoustique

La puissance acoustique peut être calculée en intégrant, sur une section transversale, le champ d'intensité acoustique mesurée. Dans la mesure où ce champ est axisymétrique, on intègre une des deux parties symétriques du profil transversal sur une surface circulaire telle que :

$$P_{ac} = \iint_S I_{ac}(r, \theta) dS = 2\pi \int_0^R I_{ac}(r) r dr. \quad (2.2.2)$$

– Mesures avec une balance acoustique<sup>5</sup>

Le transducteur est introduit, en position verticale, dans une cuve remplie d'eau. Une cible, de diamètre environ deux fois celui du transducteur, en gomme de polyuréthane *Apflex F28* (absorbant acoustique) est placée en face du transducteur et suspendue à une balance de précision comme montré sur la figure 2.2.9. Le transducteur est alimenté par le même montage électrique que pour les mesures avec l'hydrophone, mais sans régulation car la durée de mesure ne le nécessite pas. Un oscilloscope a été rajouté pour suivre l'évolution de la tension aux bornes du transducteur. Après avoir taré la balance, on met sous tension le transducteur et on lit la valeur de la masse apparente. Le tir doit être très court (quelques secondes) pour éviter que le *streaming* n'engendre une poussée supplémentaire. La puissance acoustique est calculée en faisant le bilan entre le poids lu sur la balance ( $mg$ ) et la force de pression de radiation, issue de la propagation de l'onde, appliquée sur la cible ( $I_{ac}S/c$ ) [55] :

5. Les mesures ont été effectuées à l'INSERM (Institut National de la Santé et de la Recherche Médicale) LabTAU (*Laboratory of Therapeutic Applications of Ultrasound*) - U1032 où le dispositif de balance acoustique (balance de précision + cuve) a été conçu.

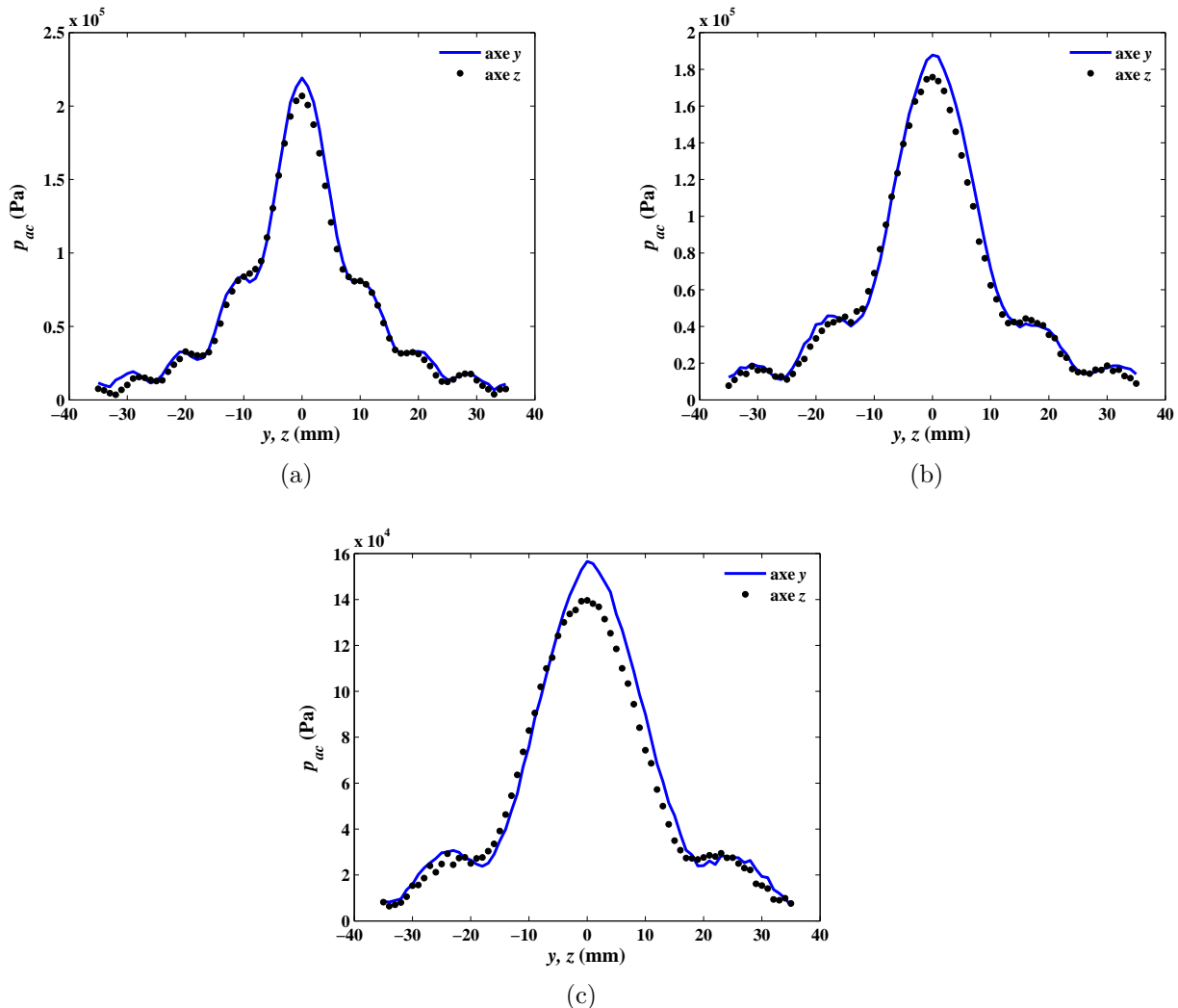


FIGURE 2.2.8: Superposition des profils transversaux de l'amplitude de la pression acoustique sur les axes  $y$  et  $z$  à (a) 30cm, (b) 45cm et (c) 60cm du transducteur ; pour chaque valeur de  $x$ , le maillage s'étend de -35mm à +35mm avec un point de mesure tous les millimètres sur les deux axes. Ces résultats montrent un décalage de la valeur de  $p_{ac}$  au centre, entre les profils mesurés sur l'axe  $y$  et ceux mesurés sur l'axe  $z$ . Mais cette différence est inférieure à la précision de mesure avec l'hydrophone de  $\pm 13\%$  à 2MHz (annexe C). Les profils sur l'axe  $z$  ont été réalisés quatre jours après ceux de l'axe  $y$  ; la différence peut alors être associée à des conditions expérimentales différentes, en particulier, la régulation de la puissance électrique. Etant données les barres d'erreur de mesures (hydrophone, positionnement et régulation de la puissance), il est difficile d'affirmer que cette différence relève d'un défaut d'axisymétrie ; si tel était le cas, on pourrait plus l'attribuer à un défaut de la membrane du transducteur qu'à la présence de la surface libre.

$$P_{ac} = I_{ac}S = mgc. \quad (2.2.3)$$

Il s'agit donc d'un bilan de puissance : on suppose que toute l'énergie acoustique est convertie en énergie mécanique.

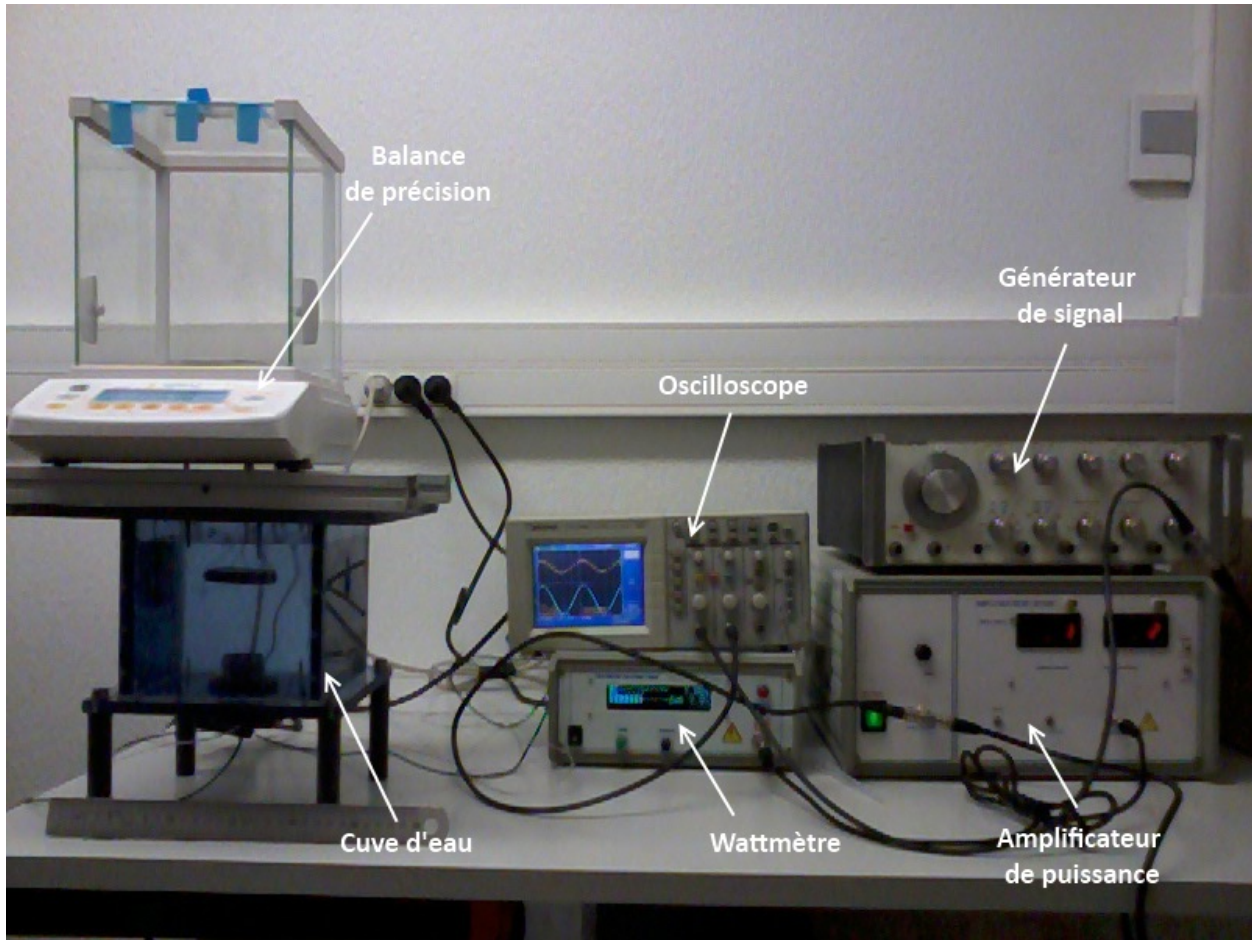
Tout au long de cette thèse, nous avons été confrontés au problème de vieillissement du transducteur. Ce type de transducteur est à la fois fragile et onéreux [52] ; les délais de livraisons après commande sont en outre de plusieurs mois. Au fur et à mesure de son utilisation, la puissance acoustique délivrée au sein du fluide avait tendance à diminuer. Comme nous l'avons vu, les mesures acoustiques, effectuées à faible puissance, ont pris plusieurs heures et, comme nous le verrons, les mesures hydrodynamiques peuvent durer plusieurs dizaines de minutes à haute puissance. La répétition de ces longues mesures contribue au vieillissement du transducteur. Malgré cet aspect contraignant, on s'est assuré de connaître à chaque fois la puissance acoustique à introduire dans les simulations numériques pour avoir une bonne correspondance des paramètres expérience/simulation, en particulier  $P_{ac}$ . Dans le tableau 2.1 ci-dessous, on recense les valeurs de puissance acoustique, calculées à l'aide des trois méthodes, pour différentes campagnes de mesures dans le temps, avec le même transducteur et pour 1 W électrique affiché au wattmètre :

	Bilan électrique	Intégration de $I_{ac}$	Balance acoustique
Cartographie complète du champ de pression - mars 2012	0.8	3.5	-
Campagne PIV - octobre 2012	0.5	1.4	0.7
Campagne PIV - mai 2013	0.5	0.8	0.7

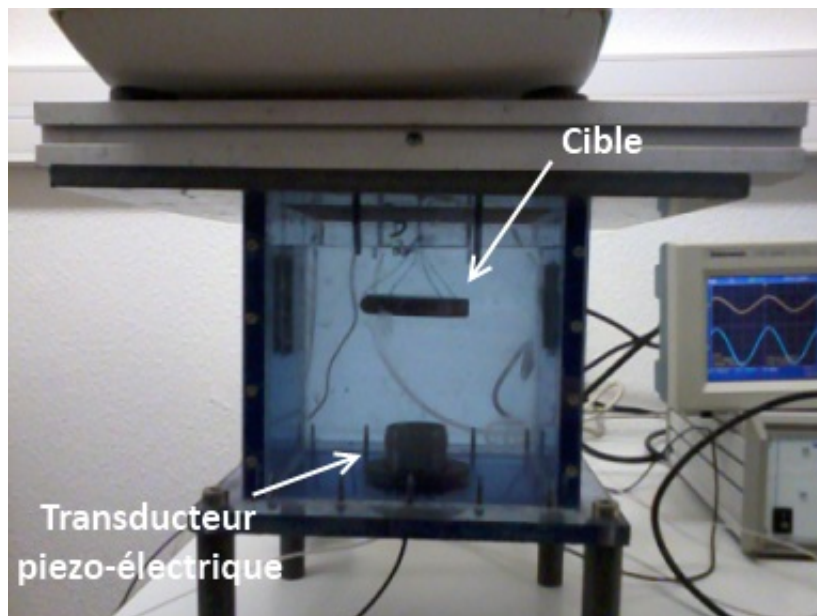
TABLE 2.1: Evolution pour différentes campagnes de mesures dans le temps avec le même transducteur de la puissance acoustique calculée avec trois méthodes : le bilan électrique, l'intégration de  $I_{ac}$  d'après les mesures à l'hydrophone et la balance acoustique. La puissance acoustique est calculée pour une puissance électrique de 1W affichée au wattmètre. Le rendement du transducteur a été pris à la valeur initiale du constructeur, à savoir, environ 80%, mais il est susceptible d'évoluer.

Il existe un facteur 4 entre la puissance acoustique calculée par intégration de  $I_{ac}$  et la puissance issue du bilan électrique sur la période de mars 2012 ; ce facteur vaut 3 pour la période d'octobre 2012. La puissance obtenue par intégration des mesures acoustiques est plus élevée que celle affichée au wattmètre. Cela semble indiquer une erreur dans ces mesures. En revanche, il semble que, sur la période de mai 2013, les valeurs soient à peu près équivalentes.

La puissance acoustique diminue de 0.8 à 0.5W entre mars et octobre 2012. Sur cette même période, on a pu constater une évolution sinusoïdale de l'impédance électrique du



(a)



(b)

FIGURE 2.2.9: Photos du montage expérimental de la balance acoustique; (a) balance + montage électrique et (b) zoom sur la cuve.

transducteur avec le temps (fig. 2.2.10). Pour tenter d'annuler ces oscillations anormales, un boîtier d'adaptation d'impédance électrique a été rajouté et l'impédance électrique du transducteur est passée d'environ  $50\Omega$  à une moyenne de  $180\Omega$ , mais avec disparition des oscillations. L'ensemble transducteur-boîtier est donc plus résistif que le transducteur seul, et une part plus importante de l'énergie électrique se dissipe alors sous forme de chaleur. Cela se traduira alors par une baisse sur l'amplitude de pression acoustique et, *in fine*, sur la puissance acoustique. En revanche, la comparaison des mesures sur les trois périodes montre que le changement de l'impédance ne modifie en aucun cas la structure du faisceau acoustique.

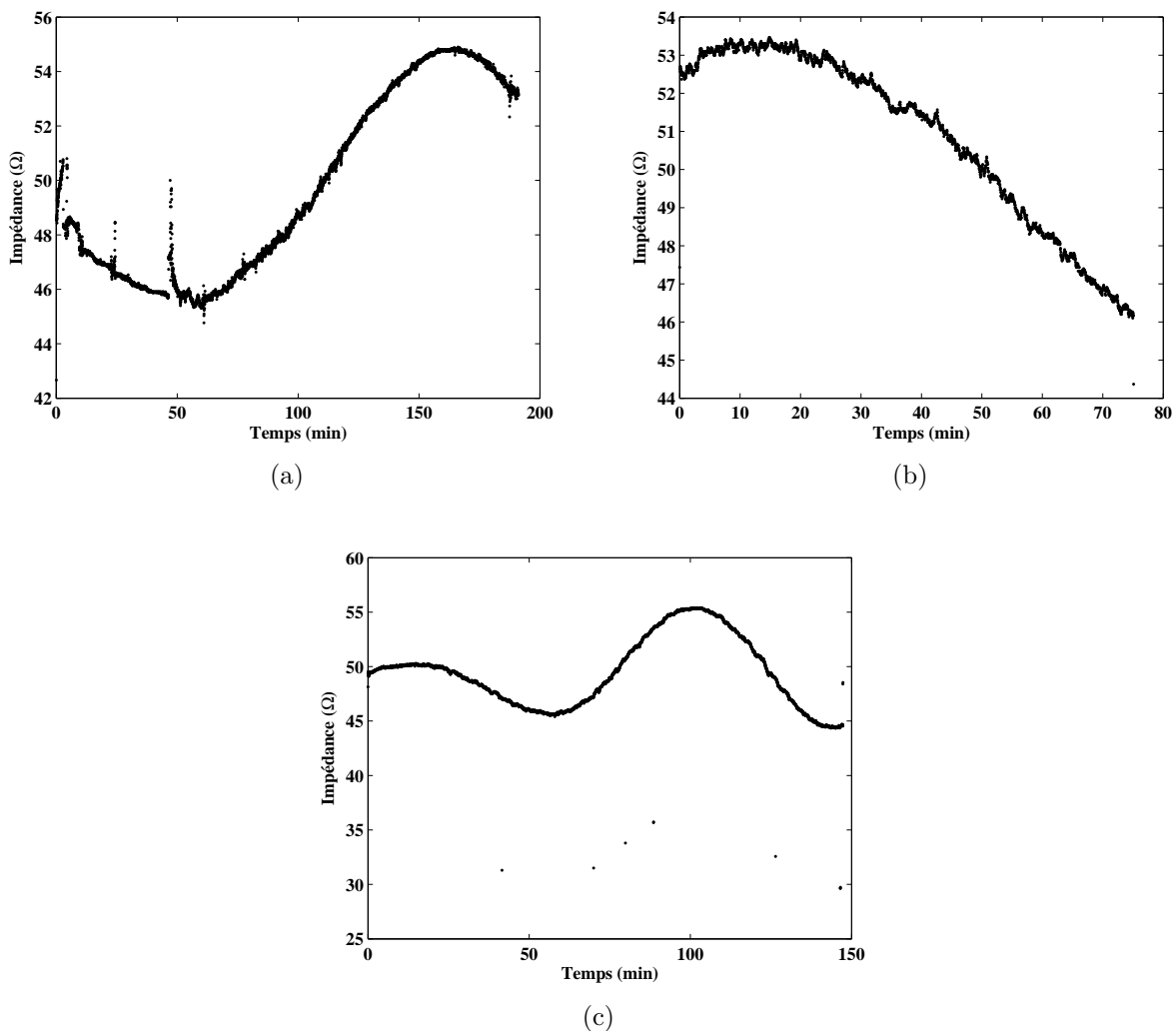


FIGURE 2.2.10: Evolution temporelle de l'impédance électrique du transducteur pour des séries de mesures espacées sur deux jours.

Sur l'intégration du champ d'intensité acoustique, mesuré à l'aide de l'hydrophone, il existe un facteur d'environ 2 entre les valeurs de puissance acoustique des trois périodes. Ceci signifierait que l'état de l'hydrophone a évolué depuis sa première utilisation. Par ailleurs, une mesure a été réalisée à l'INSERM, en un point, avec notre hydrophone puis avec un autre hydrophone, mais dans les mêmes conditions. Cette mesure a montré qu'il existait un facteur

4 sur l'amplitude de pression acoustique mesurée par l'un et l'autre des deux hydrophones. Il semble donc que l'amplitude mesurée avec notre hydrophone puisse être remise en question. Néanmoins, on a pris soin de vérifier que la tension à ses bornes ne variait pas sur une échelle de temps représentative de nos mesures de champ de vitesse, alors que son vieillissement est un processus qui dure sur le long terme. On a donc mesuré, en un point de la cuve, à 45cm du transducteur, sur l'axe acoustique, la tension aux bornes de l'hydrophone pendant 45 minutes. Le tracé est présenté sur la figure 2.2.11 : on note que la valeur de la tension est constante et qu'il n'y a donc pas de variations temporelles du champ acoustique.

A présent, si l'on compare les valeurs du bilan électrique et celles de la balance acoustique sur la période d'octobre 2012 et mai 2013, les valeurs sur ces périodes sont identiques pour chacune des deux méthodes. En revanche, la valeur du bilan électrique (0.5W) est toujours plus faible que celle de la balance acoustique (0.7W). Un nouvel essai a donc été réalisé à l'INSERM. Pour un même gain sur l'amplificateur de puissance, on a lu la puissance sur notre wattmètre puis sur un wattmètre différent. On s'est rendu compte que notre wattmètre fournissait une valeur 1.5 fois plus basse que l'autre wattmètre. Or,  $0.5 \times 1.5 = 0.75$ , ce qui semble assez cohérent avec la valeur proposée par la balance acoustique à 0.7W.

Enfin, rajoutons que l'entreprise indique qu'il faut immerger l'hydrophone dans l'eau et le laisser « se stabiliser » durant 30min avant d'effectuer une mesure, ce qui est systématiquement fait ici.

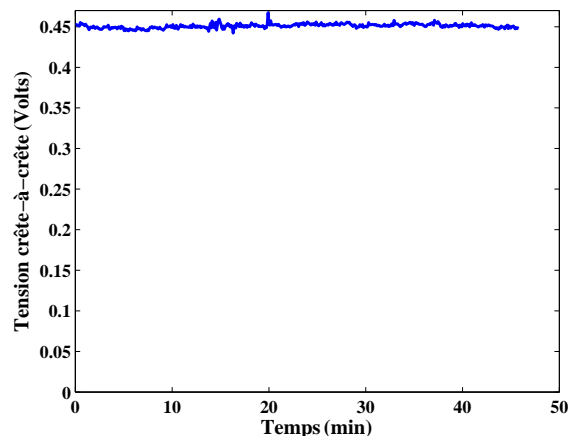


FIGURE 2.2.11: Evolution de la tension aux bornes de l'hydrophone en un point sur l'axe acoustique à 45 cm du transducteur. Le gain indiqué par le constructeur est de 1325.1mV/MPa à 2MHz (annexe C) ; on a donc ici une amplitude de pression acoustique de  $1.7 \cdot 10^5$  Pa. La mesure est effectuée toutes les secondes pendant 45min.

## 2.2.4 Bilan des mesures acoustiques

Les difficultés rencontrées pour cartographier le champ de pression acoustique ont d'abord été liées à la géométrie : il s'agit notamment du positionnement et de l'alignement du transducteur et de l'hydrophone. A cela s'ajoute ensuite la structure particulière du champ de pression acoustique qui apporte alors une difficulté supplémentaire. En effet, il présente

de fortes variations spatiales aussi bien en champ proche, zone dans laquelle il existe de nombreux extremas locaux, qu'en champ lointain, où les variations transversales sont importantes. En outre, l'hydrophone, dont la pointe est d'un millimètre de diamètre, effectue une mesure moyennée sur une surface de  $0.8\text{mm}^2$ . Les déplacements motorisés sont de 1mm et la précision de mesure, donnée par le constructeur à  $\pm 13\%$ , reste non négligeable. Tous ces aspects contraignants peuvent donc faire penser que l'hydrophone n'est pas un outil de mesure adapté pour cartographier le champ de pression acoustique rayonné par un transducteur. Les résultats en figures 2.2.5, 2.2.6, 2.2.7 et 2.2.8 prouvent qu'il en est tout autrement. On retrouve, en particulier, clairement la présence des deux zones, champ proche et champ lointain, la succession longitudinale et transversale des extremas locaux en champ proche, le cône de diffraction en champ lointain ainsi que l'axisymétrie du champ acoustique. Ceci signifie que, malgré tout, l'hydrophone est un moyen de mesure approprié et bien suffisant à notre étude de l'*acoustic streaming*.

Les discussions sur la puissance acoustique mettent en évidence des incohérences dans les valeurs des mesures et des signes clairs de vieillissement entre les mois de mars et d'octobre 2012. De plus, les comparaisons avec les appareils de l'INSERM ont montré que, d'un appareil à l'autre, les valeurs de pression mesurées et de puissance électrique imposées pouvaient être différentes. En plus du vieillissement du transducteur, vient donc s'ajouter l'instabilité des moyens de mesure, ce qui montre bien la difficulté des mesures, en particulier, pour quantifier les grandeurs acoustiques. En revanche, l'évolution temporelle de l'amplitude de la pression acoustique tracée en figure 2.2.11 prouve bien que le champ acoustique est stable à l'échelle d'une mesure de vitesse, qui, comme on le verra par la suite, est de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes. De même, les profils transversaux sur les axes  $y$  et  $z$  donnés sur la figure 2.2.8 ont été faits à quatre jours d'intervalle : la superposition des courbes prouve bien, outre l'axisymétrie du champ acoustique, la reproductibilité dans la mesure à l'échelle d'une même série de mesures, en terme, aussi bien de valeur que de structure du champ acoustique. On trace également sur la figure 2.2.12, les profils transversaux normalisés de l'amplitude de la pression acoustique mesurés à un intervalle de plus de 5 mois : ces graphes montrent que sur une échelle de temps plus longue, la structure du champ acoustique n'est pas modifiée. On remarquera par ailleurs que, dans les articles expérimentaux, ce point particulier de la génération du signal, de la mesure de la puissance électrique et de l'estimation de la puissance acoustique est toujours laissé sous silence. Aucun article trouvé n'évoque ne serait-ce que le rendement du transducteur. On rappelle que les travaux de ces mêmes articles mettent en jeu des puissances acoustiques de quelques milliWatts [6] à plusieurs dizaines de Watts [5, 13, 14, 15]. On précise également que les auteurs tels que Gao *et al.* [28] et Jian *et al.* [29, 30], qui s'intéressent à l'influence des ultrasons pendant les processus de solidification de certains alliages, parlent de 700 et 1 500W, respectivement. Il faut savoir que ces valeurs doivent être maintenues sur toute la durée de la solidification, c'est-à-dire pendant plusieurs dizaines de minutes, mais là encore, aucun mot n'est dit sur le maintien de ces puissances très élevées.

Pour conclure, il est à noter qu'il existe un fort contraste entre la qualité et la reproductibilité des profils transverses et, le problème lié à la puissance acoustique. On considèrera alors la balance acoustique comme référence pour la mesure de puissance et l'hydrophone pour ce qui est des variations spatiales de la pression acoustique.



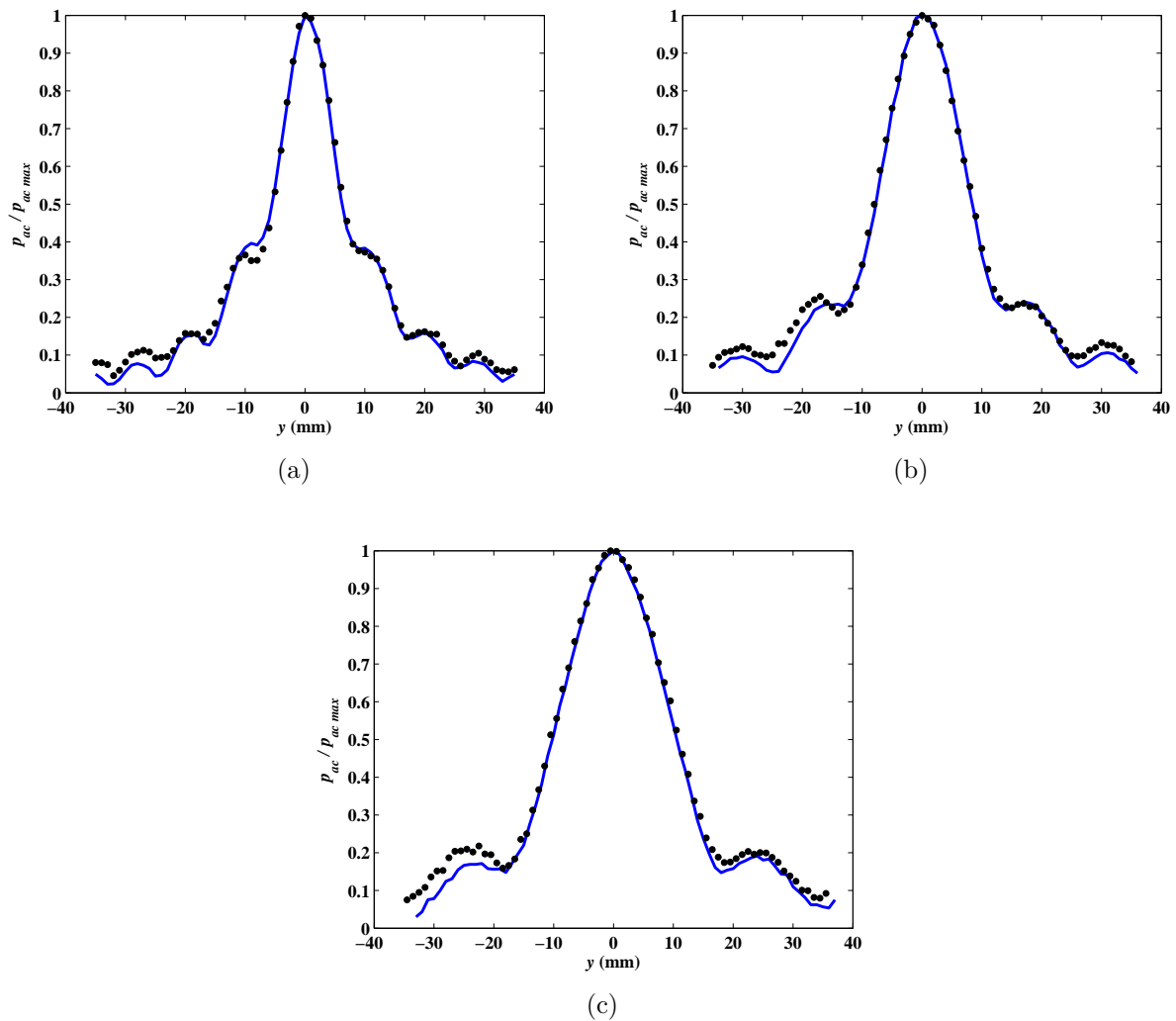


FIGURE 2.2.12: Profils transversaux de la pression acoustique normalisée à (a) 30cm, (b) 45cm et(c) 60cm du transducteur sur l'axe  $y$ . Le profil en trait plein correspond à une mesure faite le 07/11/2012 et le profil en points noirs, à une mesure faite le 22/04/2013.

## 2.3 Mesures hydrodynamiques par PIV

On cherche à mesurer le champ de vitesse dans plusieurs plans et à suivre son évolution en fonction du temps pour plusieurs puissances acoustiques. Le but est de constituer une base de données expérimentales qui nous servira ensuite à valider le modèle numérique développé par ailleurs pour calculer le champ de vitesse, étant données les caractéristiques de la source acoustique.

### 2.3.1 Configuration expérimentale

La structure particulière du champ de pression acoustique nous conduit à réaliser deux études : une première en champ proche (fig. 2.3.3b) et une seconde en champ lointain (fig. 2.3.3a).

Dans le cadre de la seconde étude, on sépare les deux régions à l'aide d'une plaque absorbante pour le son, faite de gomme de polyuréthane *Apflex F28* de *Precision Acoustics*<sup>TM</sup>, d'un centimètre d'épaisseur avec, en son centre, une ouverture circulaire de 63mm de diamètre (fig. 2.3.2). L'ouverture circulaire est recouverte d'un film plastique qui permet à l'onde acoustique de se propager dans tout le volume de la cuve tout en imposant une condition de paroi vis-à-vis de l'écoulement qui se développe dans le champ lointain. Cette paroi intercalaire a ainsi été placée vers la fin du champ proche : la distance entre le film plastique et la membrane du transducteur est de 285mm. Le diamètre de l'ouverture circulaire a été choisi égal à environ deux fois celui du transducteur afin de ne pas affecter le champ de pression acoustique. La seconde plaque absorbante à l'autre extrémité de la cuve, sur la face opposée au transducteur, est également présente. On rappelle qu'elle permet d'empêcher les réflexions de l'onde acoustique. Le domaine d'étude est finalement une cavité rectangulaire de dimensions internes 470mm x 180mm x 160mm (Longueur x largeur x hauteur), avec une surface libre.

Sur la figure 2.3.1, on superpose les profils transversaux de l'amplitude de la pression acoustique mesurée sans et avec paroi intercalaire, et pour différentes valeurs de la distance au transducteur,  $x$ . On remarque que sa présence n'affecte pas le champ de pression acoustique. La reproductibilité observée tranche avec les résultats évoqués ci-dessus. Cela montre clairement que l'on peut se fier aux mesures par hydrophone pour ce qui est de la forme du champ acoustique.

Pour la première étude, on déplace la paroi intercalaire de sorte que le film plastique soit à 1cm de la surface du transducteur. L'absorbant en extrémité de cuve est alors placé à la séparation entre le champ proche et le champ lointain, c'est à dire à la place de la paroi intercalaire dans la configuration précédente. Dans cette configuration, le domaine d'étude a pour dimensions 265mm x 180mm x 160mm (Longueur x largeur x Hauteur) possède une surface libre et correspond à la zone de Fresnel.

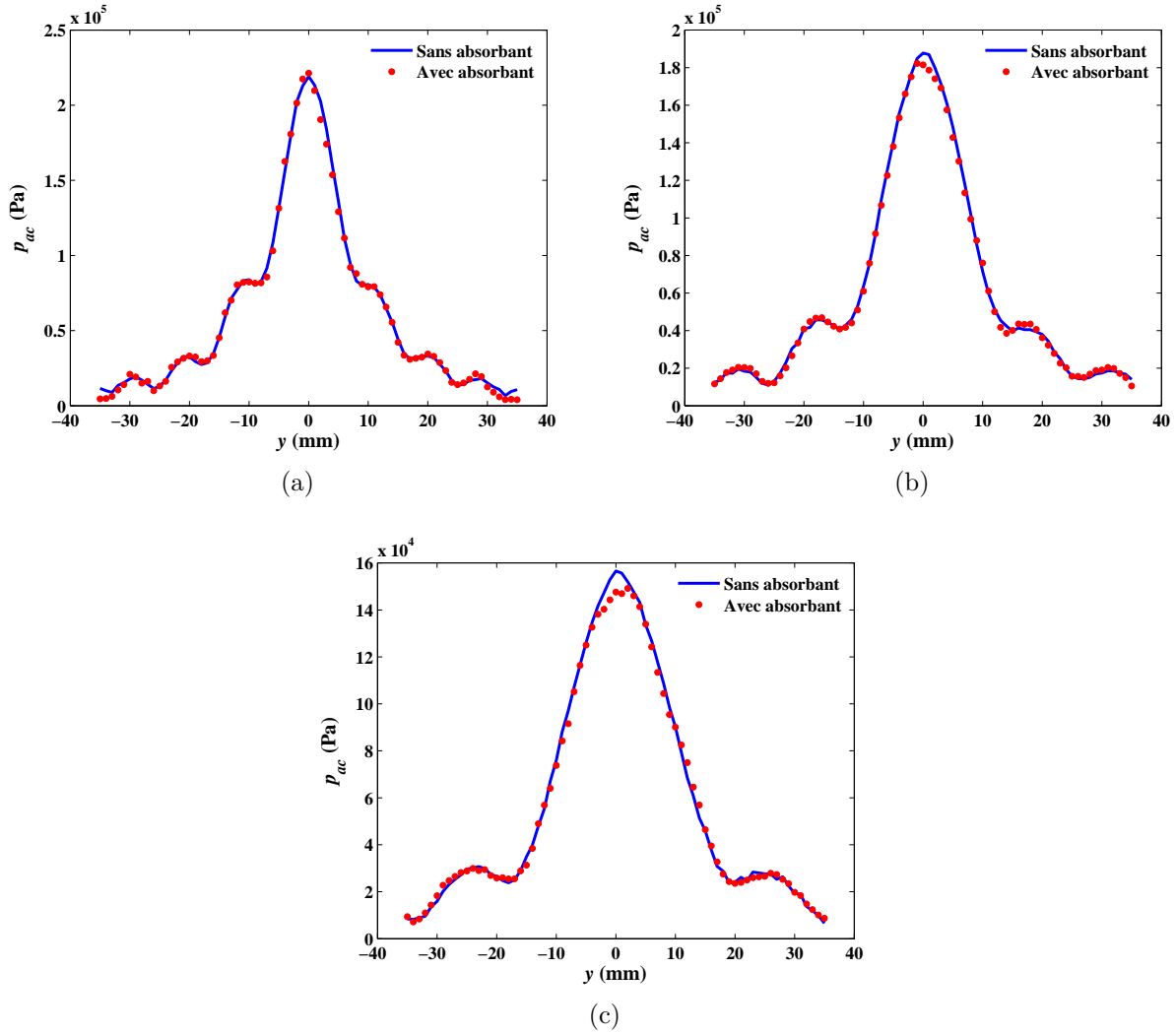


FIGURE 2.3.1: Superposition de profils transversaux de l'amplitude de la pression acoustique sur l'axe  $y$  sans et avec paroi intercalaire à (a) 30cm, (b) 45cm et (c) 60cm du transducteur. Les profils ont été réalisés le même jour (12/04/2012).

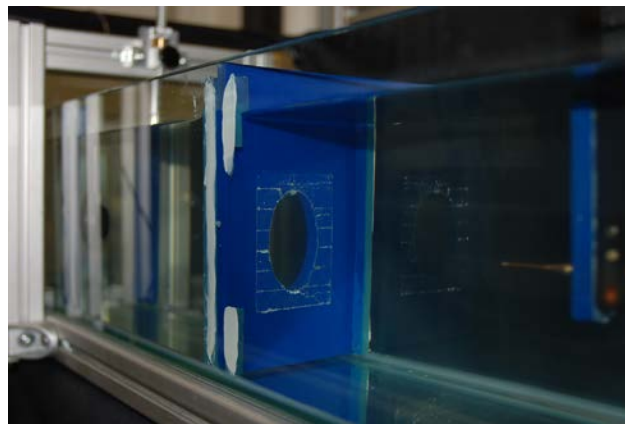


FIGURE 2.3.2: Photo de la paroi intercalaire.

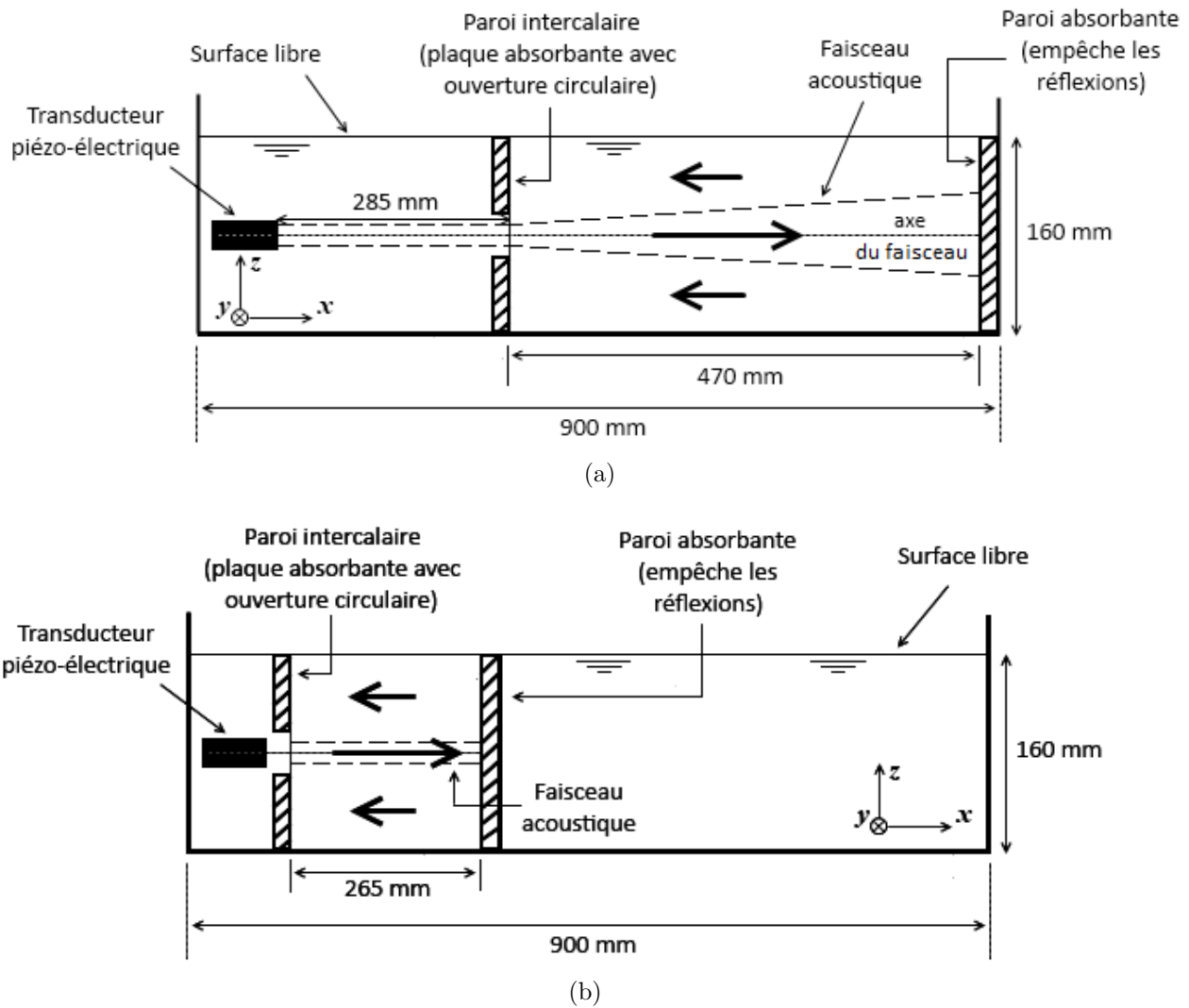


FIGURE 2.3.3: Configurations expérimentales pour les mesures PIV en (a) champ lointain et en (b) champ proche ; vues de côté. En champ lointain, la zone d'étude est à droite de la paroi intercalaire. En champ proche, toute le volume à droite de la paroi absorbante (empêchant les réflexions) est inutilisé ; la zone d'étude est à gauche de cette plaque.

## 2.3.2 Visualisation de l'écoulement par PIV

### 2.3.2.1 Principe de la PIV

Dans le domaine de la mécanique des fluides, la principale information recherchée est, en général, le champ de vitesse associé à l'écoulement et/ou son évolution en fonction du temps. Il existe différents moyens d'y parvenir. Il y a d'abord les visualisations de l'écoulement (colorants, fil en bout d'aile pour visualiser les tourbillons, ...) qui consistent en des mesures qualitatives mais non quantitatives. Ensuite, la mesure peut être réalisée à l'aide de sondes telles que le fil chaud ou le tube de Pitot dans les gaz ou le film chaud dans les liquides. Ce sont des méthodes intrusives, qui sont susceptibles de perturber l'écoulement et ponctuelles, c'est à dire qu'elles ne rendent pas compte de la structure de l'écoulement. Puis, des techniques acoustiques ont également été développées, notamment la Vélocimétrie Ultrasonore par effet Doppler (ADV en anglais pour *Acoustic Doppler Velocimetry*). La mesure est en général intrusive et permet de mesurer la vitesse au cours du temps. Le principal inconvénient de l'ADV vient du fait que la mesure est intégrée dans un volume de contrôle millimétrique, voire plus, et n'est donc pas adaptée aux écoulements avec de forts gradients de vitesse comme ceux étudiés ici. Cet inconvénient est un peu moins marqué dans la méthode de l'Anémométrie Laser par effet Doppler (LDA en anglais pour *Laser Doppler Anemometry*) qui apporte de plus l'avantage d'être très peu intrusive.

Cependant, la technique de mesure qui sera préférée dans notre cas est la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (ou PIV en anglais pour *Particle Imagery Velocimetry*). Cette technique de mesure a l'avantage d'être très peu intrusive et permet d'avoir une très bonne résolution spatio-temporelle afin de rendre compte, de manière rigoureuse, de la structure de l'écoulement.

La PIV consiste à déterminer la vitesse d'un fluide à partir du déplacement de particules introduites dans l'écoulement et éclairées par un plan laser généré à l'aide d'un système optique. Dans l'idéal, ces particules ont la même densité que le fluide lui-même et réfléchissent la lumière. A l'aide d'une caméra, on enregistre deux images successives que l'on découpe spatialement en petites zones, dites zones d'interrogations (ZI). Dans chacune des ZI, la répartition des niveaux de gris est ensuite corrélée entre les deux images afin de déterminer le déplacement moyen des particules qui y sont présentes.

Le champ de vitesse est mesuré dans des plans longitudinaux, horizontaux et verticaux avec un système PIV 2D de *Lavision*<sup>TM</sup>. Il comprend un laser pulsé Nd :Yag double cavité qui émet à la longueur d'onde de 532nm (vert) avec une fréquence allant de 1 à 15Hz. Chaque cavité délivre une énergie de 100mJ pendant 6ns, soit une puissance d'environ 16MW ! L'acquisition des images est réalisée en noir et blanc avec une caméra CCD *PCO Sensicam*<sup>TM</sup> codée sur 12bits et avec une résolution de 1280x1024 pixels. Le laser et la caméra sont reliés à un ordinateur qui assure la synchronisation des deux éléments.

Sur la figure 2.3.4, on représente une des configurations expérimentales pour les mesures PIV. La source laser éclaire les particules d'ensemencement par le côté *via* un système optique qui génère le plan laser. La caméra est placée au dessus de la cuve orthogonalement au plan laser. L'ordinateur du système PIV est complètement indépendant de la chaîne électronique et de l'ordinateur de contrôle dédiés à la génération d'ultrasons. On prend soin lors de chaque campagne de noter le décalage d'horloge entre ces deux ordinateurs de manière à pouvoir remonter, si nécessaire, à un instant donné dans les mesures.

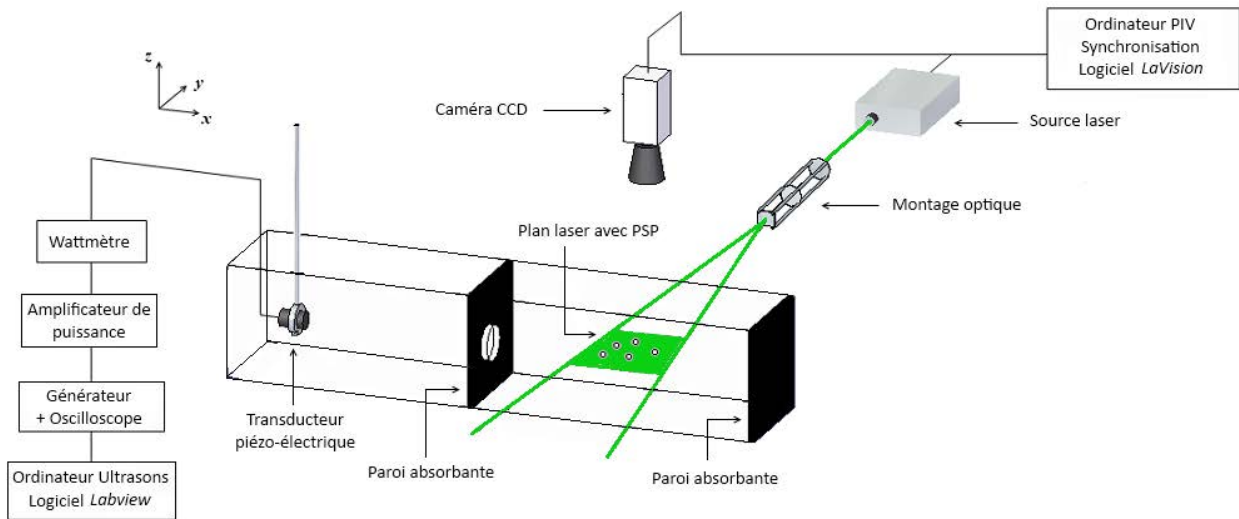


FIGURE 2.3.4: Configuration expérimentale pour les mesures PIV en champ lointain avec un plan laser horizontal ; les particules d'ensemencement sont des particules de PSP (Polyamid Seeding Particles) de  $5\mu\text{m}$ .

### 2.3.2.2 Les particules d'ensemencement

L'eau déminéralisée estensemencée avec des particules de polyamide (PSP pour *Polyamid Seeding Particles*) de *Dantec*<sup>TM</sup> de  $5\mu\text{m}$  dont la densité, proche de l'eau, est de  $1.03\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$  d'après *Dantec Dynamics*<sup>TM</sup>. Les particules ont été choisies avec un diamètre le plus petit possible afin de minimiser les effets de la pression de radiation qui s'applique sur la surface de chacune des particules, au risque de surestimer les vitesses. La technique de la LDA a permis de valider l'utilisation de ces particules. Une première mesure, par LDA, avec seulement les particules de poussière présentes dans l'eau du robinet et une seconde mesure, par PIV, avec PSP montrent que l'on aboutit aux mêmes valeurs de vitesse [53] [56]. L'effet des forces de pression de radiation sur les vitesses peut donc être négligé. On a également vérifié que la quantité de particules PSP n'influe pas significativement sur les valeurs des vitesses mesurées. Une mesure de PIV avec une quantité de particules bien plus importante qu'à l'accoutumée n'a pas mis en évidence de différence significative sur la vitesse.

Enfin, les particules sont introduites la veille pour le lendemain afin qu'elles « s'imprègnent » d'eau. En effet, lorsqu'on effectue les mesures de vitesses juste après les avoir introduites, on observe un déficit de particules au sein de l'écoulement principal, comme si elles en étaient « chassées » par interaction avec le champ acoustique. Notons que ce comportement bien particulier est visible sur la figure 3 de l'article d'Hariharan *et al* [13].

### 2.3.2.3 Le montage optique

Comme on le verra par la suite, l'écoulement entraîné par ultrasons présente de forts gradients de vitesse dans de petits espaces. Deux aspects de la mesure PIV sont donc importants : le positionnement ainsi que la finesse de la nappe laser.

Le premier point est assuré par les déplacements motorisés des optiques qui garantissent une reproductibilité meilleure que le dixième de millimètre.

Pour le deuxième point, on va exploiter le phénomène du *beam waist* : rétrécissement de la section du faisceau laser. Pour cela, un montage optique a été conçu et mis en place comme indiqué sur la figure 2.3.4. Une photo du montage est montrée sur la figure 2.3.5. Il est composé d'un couple de lentilles divergente-convergente et d'une lentille cylindrique (fig. 2.3.6a et 2.3.6b). L'épaisseur du plan laser est définie par [57] :

$$\delta = \frac{4\lambda_{laser}}{\pi\theta_{conv}}, \quad (2.3.1)$$

où  $\lambda_{laser}$  correspond à la longueur d'onde ( $\lambda_{laser} = 532\text{nm}$ ) et  $\theta_{conv}$  à l'angle de convergence comme représenté sur la figure 2.3.6a. Il est défini par  $\theta_{conv} = \tan^{-1}(\phi/2f')$  avec  $\phi$  le diamètre du faisceau incident et  $f'$  la distance focale de la lentille convergente. Pour une distance fixe entre les lentilles divergente et convergente, plus la valeur de  $f'$  est petite, plus l'angle  $\theta_{conv}$  est grand et plus la nappe laser est fine. Pour diminuer l'épaisseur  $\delta$ , on augmente également le diamètre  $\phi$  en utilisant une lentille divergente : il est de 3.5mm en sortie de laser et atteint la valeur d'environ 1.5cm sur la lentille convergente. On utilise ainsi un couple de lentilles divergente-convergente de -50mm et +125mm de distance focale respectivement, espacées d'environ 13cm. L'épaisseur de la nappe finalement atteinte, correspond à une épaisseur d'un trait de graduation d'un régle, comme illustré sur la figure 2.3.7, soit environ deux dixièmes de millimètre. La distance  $D$  entre la lentille convergente et la zone où  $\delta$  est minimum est d'environ 37.5cm.

Enfin, la lentille cylindrique permet d'éclater le faisceau cylindrique incident en nappe laser sans affecter l'épaisseur de la nappe (fig 2.3.6b). Plus la distance focale de la lentille est petite et plus l'angle d'ouverture  $\alpha_{cyl}$  est grand ; on utilise une lentille cylindrique de 9.7mm de distance focale. Ce montage est doté de déplacements micrométriques permettant des réglages fins, notamment celui de l'horizontalité (ou la verticalité) du plan laser.

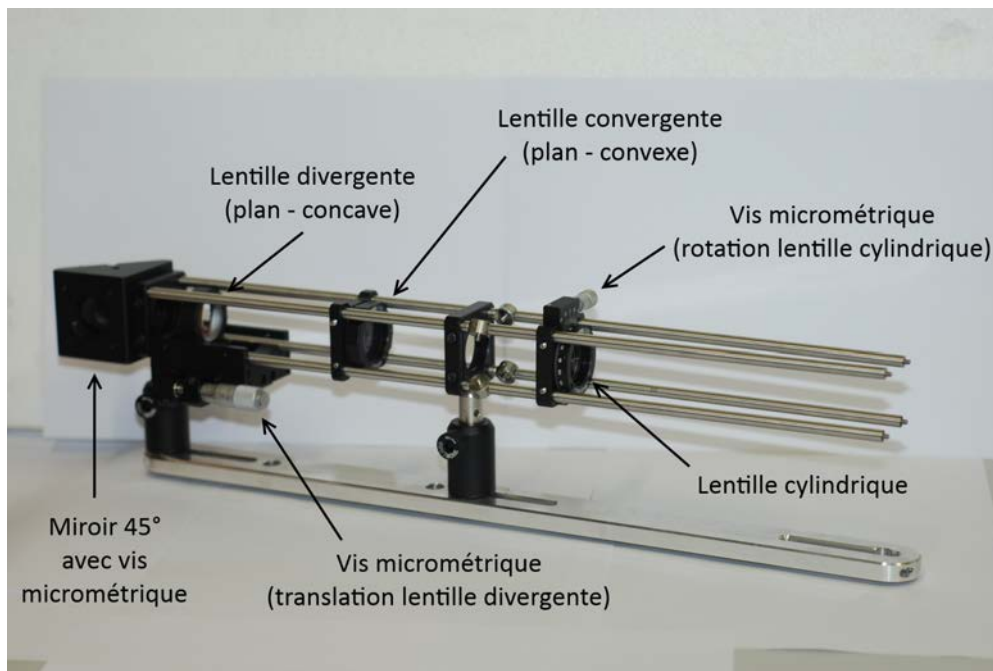


FIGURE 2.3.5: Photo du montage optique.

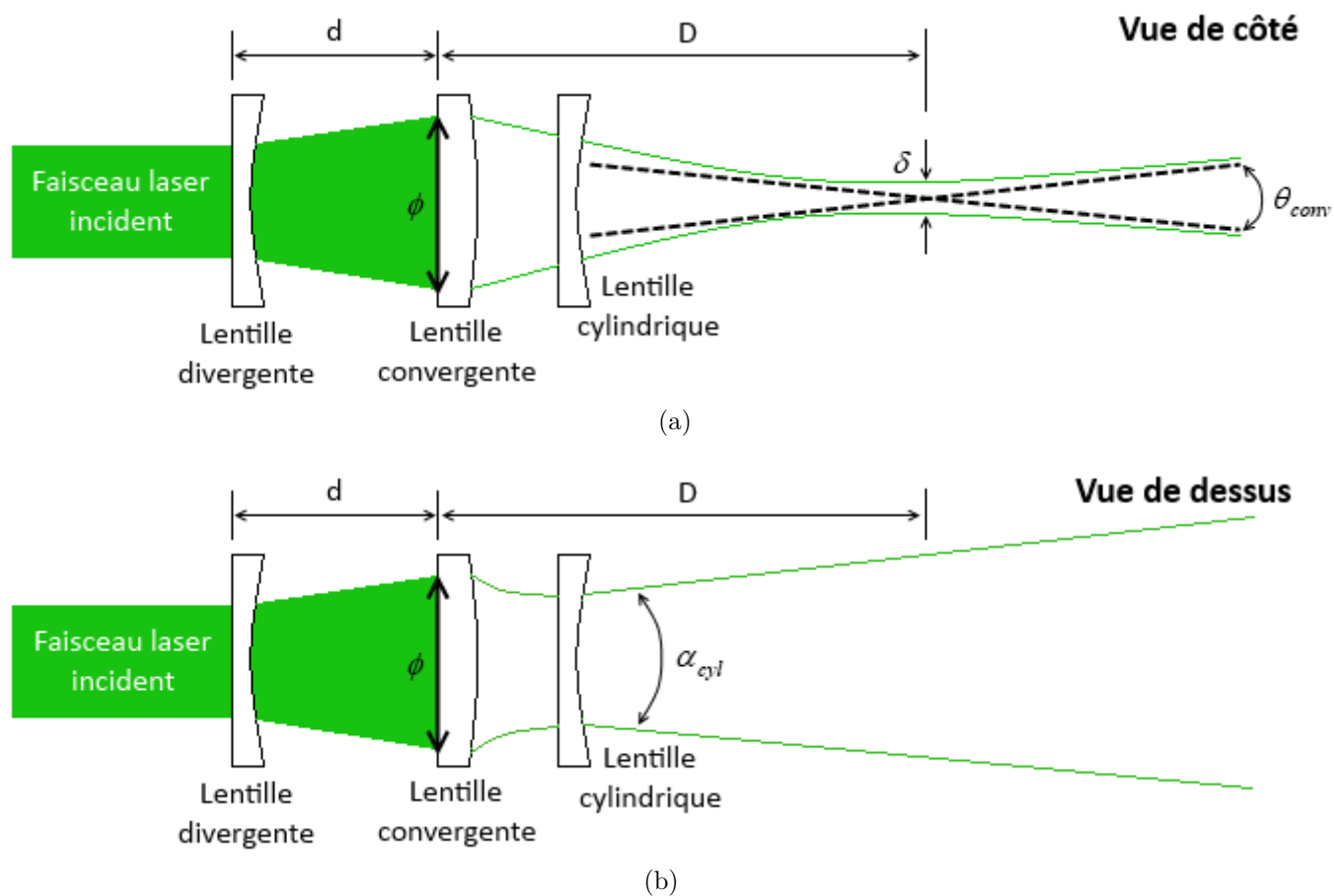


FIGURE 2.3.6: Principe du montage optique pour le réglage du plan laser ; (a) vue de coté et (b) vue de dessus.

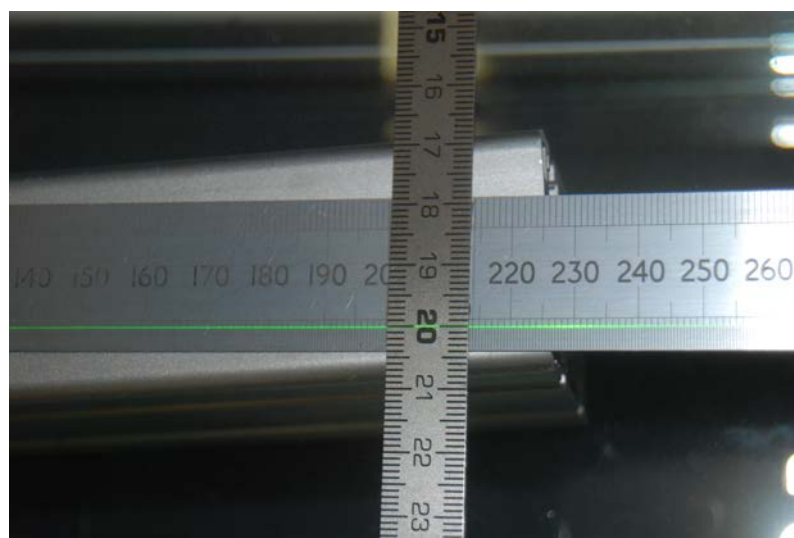


FIGURE 2.3.7: Photo de l'épaisseur du plan laser ; il apparaît comme un trait vert sur le régle. Son épaisseur correspond à celle d'un tiret tracé sur le régle.



### 2.3.2.4 Le mode double frame

Les mesures sont effectuées en mode *double frame*. La caméra ouvre successivement une première trame avec un temps d'exposition court puis une seconde trame avec un temps d'exposition plus long (fig. 2.3.8a). Dans chacune des trames, le plan laser illumine l'écoulement pendant une durée de 3 à 5 ns. L'évolution de la puissance du laser en fonction du temps suit une gaussienne et le tir a lieu au maximum de puissance.

Avec la caméra utilisée ici :  $\Delta t_{trame1} = 5\mu s$ ,  $\Delta t_{trame2} = 120ms$  et le temps minimum entre les deux trames est de 200ns. Ce processus permet d'atteindre des temps entre deux pulses  $\Delta t_{pulse}$  très courts, et *in fine*, d'assurer le bon suivi des particules même dans des écoulements rapides.

Ces doubles trames sont reproduites à une fréquence définie par la caméra,  $\Delta t_{trame}$  (fig. 2.3.8b). Dans notre cas, la fréquence des doubles trames est de 4Hz, soit  $\Delta t_{trame} = 250ms$  et le temps entre deux images d'un même doublet varie de 15 à 120ms selon les puissances acoustiques utilisées.

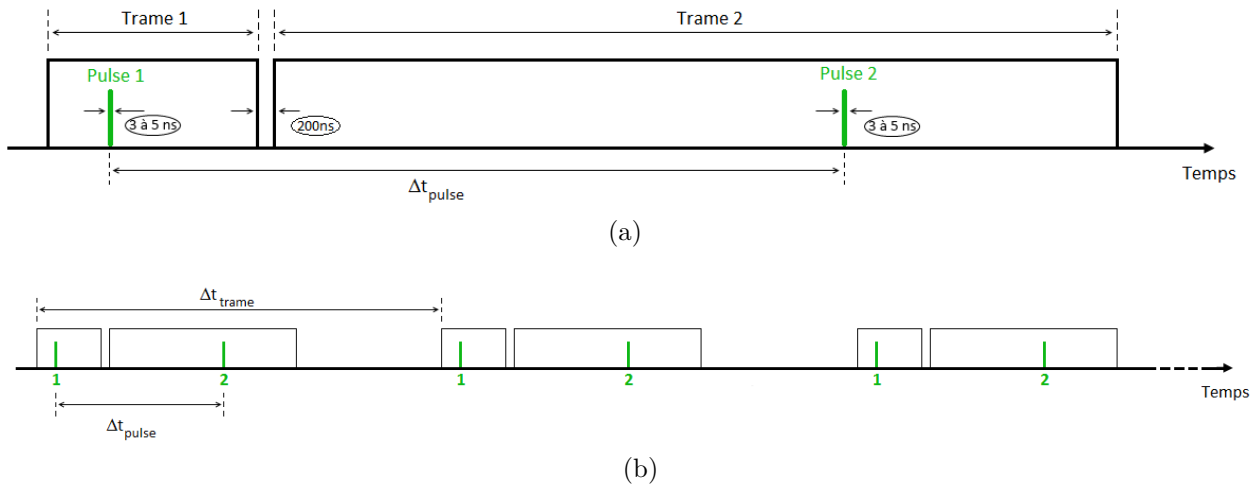


FIGURE 2.3.8: Principe du double frame : (a) un doublet et (b) succession de doublets.

### 2.3.2.5 La corrélation croisée adaptative

On rappelle que chaque image est découpée en petites ZI, d'un certain nombre de pixels. Considérons la même ZI sur deux images successives comme indiqué sur la figure 2.3.9. Schématiquement, la corrélation de ces deux zones peut se voir comme le déplacement de la zone 2 par rapport à la zone 1 jusqu'à superposer les motifs de chaque zone. Soient  $g$  et  $h$  deux fonctions qui représentent l'intensité lumineuse de l'image 1 et 2 respectivement. D'un point de vue mathématique, l'idée est de manoeuvrer par la fonction de corrélation  $C$  définie par :

$$C(\vec{r}) = g(\vec{r}) \otimes h(\vec{r}) = \int g(\vec{r}) h(\vec{r} - \Delta\vec{r}) dr, \quad (2.3.2)$$

où  $\vec{r}$  représente une distance et  $\Delta\vec{r}$  le déplacement ( $\Delta\vec{r} = \Delta x \vec{i} + \Delta y \vec{j}$ ). Corréler ces deux zones correspond, finalement, à trouver le petit déplacement  $\Delta\vec{r}$  nécessaire pour superposer les motifs de la ZI de l'image 2 sur la ZI de l'image 1. Sur la cartographie de la fonction de corrélation, un pic apparaît pour cette valeur de  $\Delta\vec{r}$  : la position du pic correspond au

déplacement des particules. Il est préconisé d'avoir un déplacement de particules d'au moins un quart de la taille de la ZI.

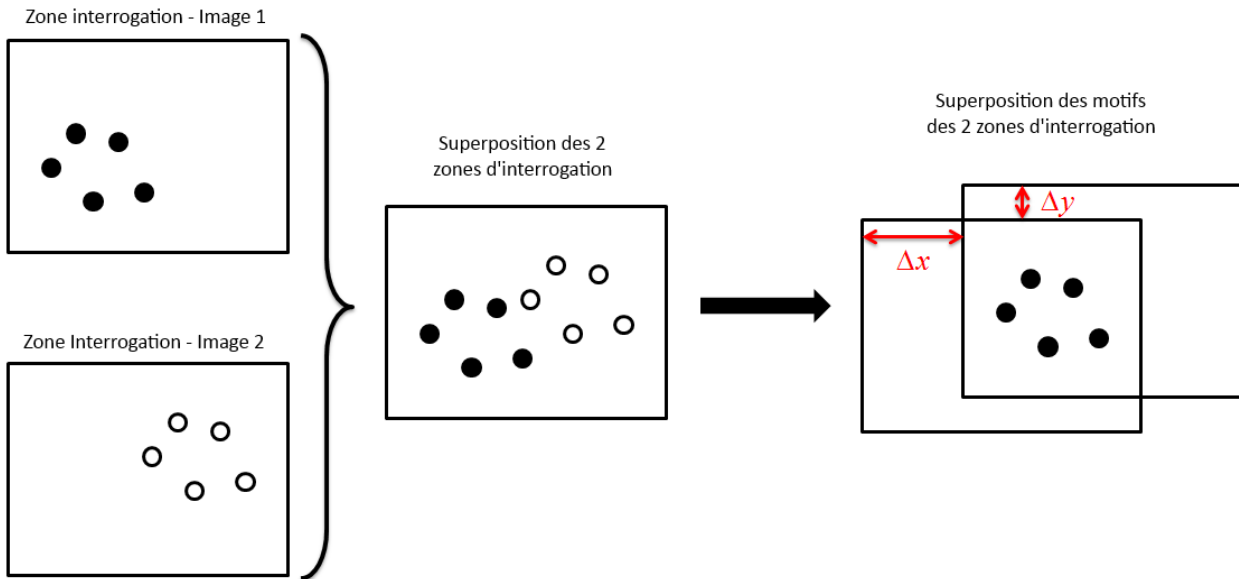


FIGURE 2.3.9: Principe de la corrélation d'une même ZI de deux images successives pour le traitement PIV ; les ronds blancs et noirs représentent les particules d'ensemencement.

Il existe, de surcroît, une corrélation croisée dite adaptative qui est une corrélation croisée itérative, avec diminution de la taille de la ZI. Dans la première itération, les ZI de 64x64 pixels, par exemple, sont corrélées. Puis, dans la deuxième itération, la taille de la ZI est diminuée à 32x32 pixels. La spécificité de cette méthode vient du fait que la ZI dans l'image 2 est déplacée par rapport à la même ZI de l'image 1 pour corréler les mêmes particules. Le décalage est déterminé par le premier passage qui a permis d'estimer « grossièrement » le déplacement apparent du nuage de particules ainsi que d'optimiser la résolution spatiale de l'algorithme puisqu'il se termine par des ZI plus petites. Cette technique de corrélation permet de réduire le rapport signal sur bruit et d'obtenir, *in fine*, un pic de corrélation meilleur. C'est ce type de corrélation qui est utilisé dans le traitement PIV.

### 2.3.3 Résultats

Le champ de vitesse a été mesuré dans les plans horizontaux  $Oxy$  et verticaux  $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur, en champ lointain (fig. 2.3.3a) et en champ proche (fig. 2.3.3b).

#### 2.3.3.1 Description des dispositifs expérimentaux de PIV

La figure 2.3.10 est une photo complète du montage expérimental pour les mesures en **champ lointain** (configuration fig. 2.3.3a) avec génération d'une tranche laser horizontale. Si on compare cette configuration à la disposition des tables motorisées pour les mesures acoustiques (fig. 2.2.2), le moteur lié aux déplacements sur l'axe  $x$  a été tourné de  $90^\circ$  autour de son axe, et le moteur lié aux déplacements sur l'axe  $y$  a été fixé à la verticale. La caméra est maintenue sur un U à l'envers fait de profilés *Elcom*<sup>TM</sup> en aluminium et fixé, d'un

côté, sur la structure du moteur de l'axe  $y$  et, de l'autre côté, sur un rail pour permettre la translation sur l'axe  $x$ . Le laser est, quant à lui, immobilisé sur une structure faite de profilés *Elcom*<sup>TM</sup> à un endroit fixe. En sortie du laser, un miroir à 45° permet de diriger le faisceau à l'horizontale vers un autre miroir à 45°, à la même hauteur, posé sur des profilés *Elcom*<sup>TM</sup> maintenus sur la structure du moteur vertical. Ce dernier miroir permet à son tour de rediriger le faisceau à la verticale vers le miroir à 45° du montage optique, lequel génère un plan laser horizontal.

A travers cet assemblage, on a cherché à maintenir le laser à un endroit fixe et à avoir, à la fois, le plan laser et la caméra qui se traduisent simultanément sur toute la longueur du domaine d'étude. Notons que seul le montage optique se translate sur la verticale, pour la recherche du maximum de vitesse. La caméra et le miroir à 45° sur les profilés *Elcom*<sup>TM</sup>, sont uniquement fixés sur la structure du moteur à la verticale et restent à une hauteur fixe.

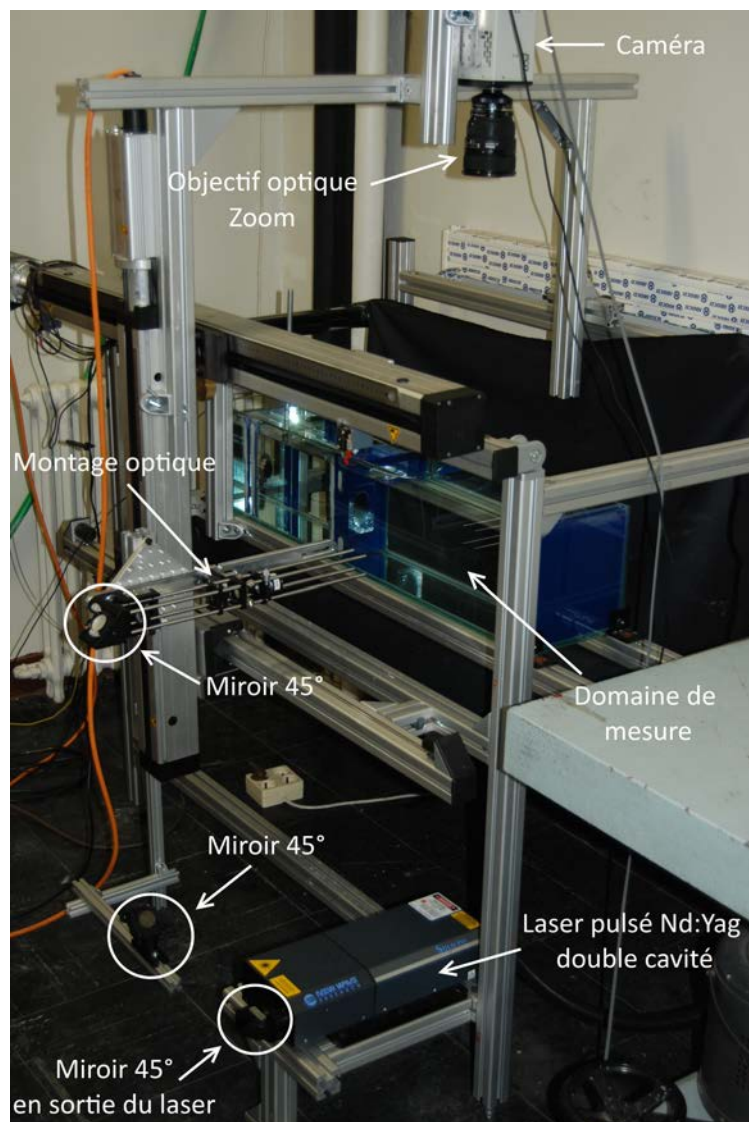


FIGURE 2.3.10: Photo du dispositif expérimental pour les mesures PIV en champ lointain dans le plan laser horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur.

La figure 2.3.11 est une photo complète du montage expérimental en **champ proche** (configuration fig. 2.3.3b) avec génération d'une tranche laser verticale. Dans cette configuration, on a inversé la position de la caméra et du montage optique par rapport à la configuration horizontale en figure 2.3.10, et rajouté un miroir à 45°, fixé sur la structure métallique de la caméra, pour rediriger le faisceau laser à l'horizontale vers le miroir à 45° du montage optique.

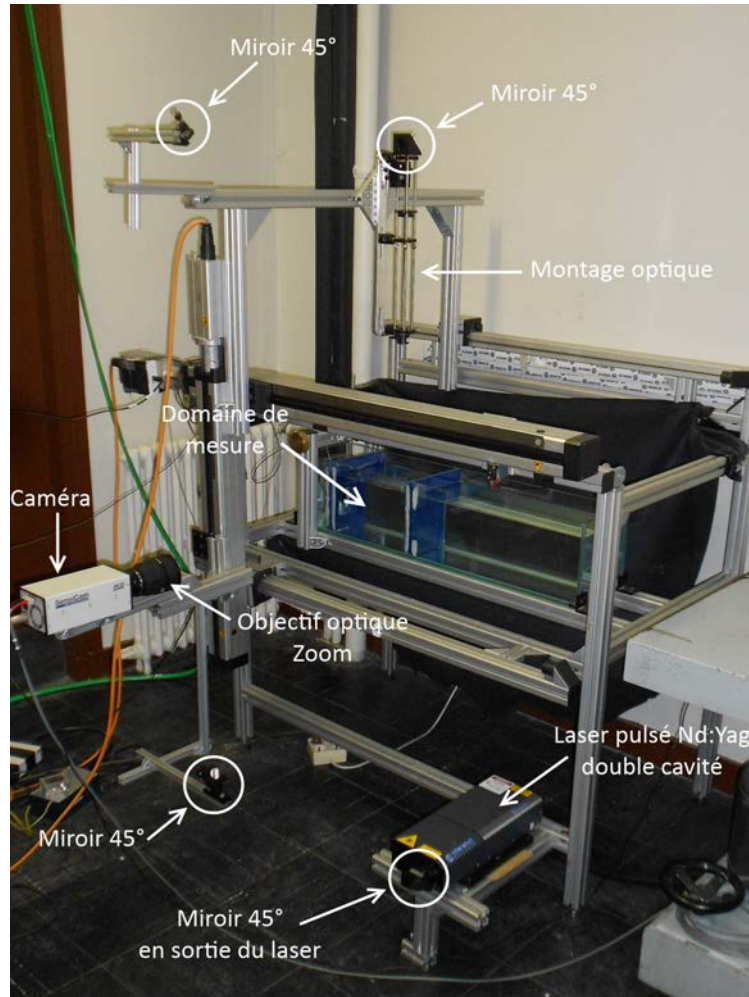


FIGURE 2.3.11: Photo du dispositif expérimental pour les mesures PIV en champ proche dans le plan laser vertical  $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur.

Le champ de vitesse a été au préalable mesuré avec une nappe laser horizontale : l'ensemble caméra sur le U à l'envers, montage optique et miroir à 45° sur les profilés *Elcom*<sup>TM</sup>, maintenus sur la table motorisée verticale, de la figure 2.3.10 est translaté vers le transducteur jusqu'au domaine d'étude de la figure 2.3.11.

Pour finir, dans les deux cas, les champs de vitesse ont été obtenus par traitement des images brutes de la caméra à l'aide du *software Davis*<sup>TM</sup>. Les différentes opérations effectuées sont au nombre de trois :

- suppression du bruit de fond sur les images :

on cherche la valeur minimum du niveau de gris pour un même pixel sur l'ensemble des doublets d'images d'une même série. Cette valeur est ensuite soustraite à ce même pixel de chacune des images. La procédure est faite sur l'ensemble des pixels des images et permet d'améliorer le contraste entre la particule (blanche) et le fond (noir) de l'image.

– PIV *processing* :

on utilise la corrélation croisée adaptative explicitée au paragraphe 2.3.2.5 avec des ZI de 32 pixels pour le premier passage et 16 pixels pour le second passage avec un recouvrement de 50% sur la longueur pour avoir deux fois plus de vecteurs que sans le recouvrement sur l'axe  $x$ . Les ZI sont des ellipses avec un rapport 2 entre le grand axe (32 pixels) et le petit axe (16 pixels). Cette forme a été choisie à cause de la structure de l'écoulement qui comme le faisceau acoustique est très élançée. Au cours de cette opération, un premier filtre permet de s'affranchir de vecteurs faux en se basant sur la qualité de l'image : les vecteurs sont supprimés si dans la ZI, le rapport entre le premier pic et le second pic de la fonction de corrélation est inférieur à une certaine valeur, fixée dans notre cas à 1.2.

– *postprocessing* des vecteurs vitesse :

Un second filtre est appliqué mais cette fois-ci en regardant la valeur des vecteurs vitesse suite à l'étape de corrélation. Le principe est de comparer la valeur des composantes du vecteur vitesse de la ZI aux composantes des vecteurs vitesse des huit ZI autour. Ce vecteur est supprimé si sa valeur est supérieure à la valeur médiane moins un certain facteur (ici 1.1) fois la valeur *rms* des huit voisins. Ce vecteur peut ensuite être réintroduit par interpolation des huit voisins.

On présente ci-dessous les résultats en champ proche puis ceux en champ lointain.

### 2.3.3.2 Le champ proche

On rappelle que le volume d'étude est une cavité rectangulaire de dimensions internes 265mm x 180mm x 160mm (Longueur x largeur x hauteur). On a choisi de découper le plan d'étude horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, en deux zones, A et B, qui se chevauchent comme représenté sur la figure 2.3.12. Ces zones sont des rectangles d'environ 20cm de long et 16cm de large ; avec la résolution de 1280x1024 pixels de la caméra, le pixel vaut environ 0.16mm. Dans le traitement des images sous *Davis*<sup>TM</sup>, les ZI sont en forme d'ellipse avec un rapport d'échelle 2 :1 entre le grand et le petit axe, soit, un vecteur vitesse tous les 1.25mm environ.

La zone A s'étend de 10 à 205mm du transducteur, soit de 0 à 195mm de la paroi intercalaire et la zone B s'étend de 80 à 275mm du transducteur, soit de 70mm de la paroi intercalaire jusqu'à la paroi absorbante qui empêche les réflexions. La zone de recouvrement a donc une longueur de 125mm soit un peu moins de la moitié des deux zones d'étude.

On a considéré qu'il était nécessaire de découper ainsi la zone d'étude en deux zones afin d'assurer une résolution spatiale suffisante, en particulier, dans le sens transverse où les gradients de vitesse sont importants. Naturellement, l'inconvénient majeur est que cela nécessite de déplacer la caméra et le système optique, ce qui est potentiellement source d'erreur de mesure du fait justement de ces forts gradients de vitesse.

Les mesures dans le plan vertical  $Oxz$  ont été effectuées dans une zone à cheval sur les zones A et B : elle s'étend de 52mm à 251mm du transducteur et sur toute la hauteur d'eau,

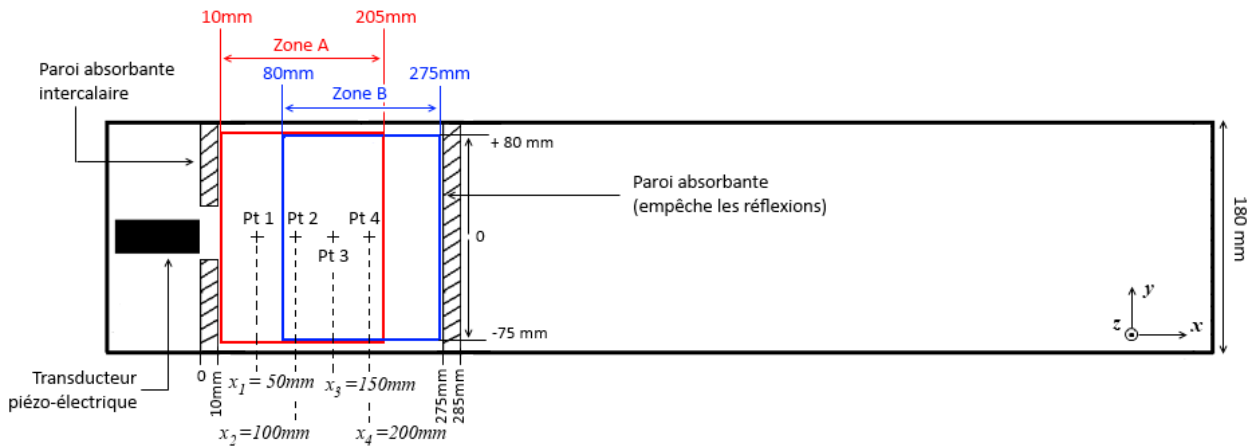


FIGURE 2.3.12: Schéma des zones de mesures PIV, dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur, en champ proche ; vue de dessus de la cuve. L'origine est prise sur la membrane du transducteur en  $x$  et sur l'axe du transducteur en  $y$  ; les valeurs en  $x$  correspondent alors à la distance au transducteur et les valeurs en  $y$  correspondent à la distance à l'axe du transducteur. La hauteur d'eau en  $z$  est de 160mm.

c'est-à-dire 160mm. Pour étudier la structure de l'écoulement, on choisit quatre abscisses caractéristiques à 50, 100, 150 et 200mm du transducteur (fig. 2.3.12).

On travaille en mode *double frame* pour toutes les mesures PIV. Dans chacune des zones, on réalise une série de 6000 doublets d'images à 4Hz :  $\Delta t_{trame} = 250ms$  (fig. 2.3.8b), soit une mesure qui dure 25min, et ce, dès la mise sous tension du transducteur afin de visualiser la mise en vitesse. L'acquisition des images est faite pour les puissances acoustiques suivantes : 1.4, 2.8, 4.2 et 5.6W. Dans le tableau 2.2 suivant, on détaille les temps  $\Delta t_{pulse}$  (fig. 2.3.8a) entre les deux tirs laser dans chacune des zones ; avec ces temps, on atteint des déplacements maximums entre 5 et 10 pixels avec des particules d'ensemencement qui représentent 2 à 3 pixels sur l'image :

	$P_{ac} = 1.4W$	$P_{ac} = 2.8W$	$P_{ac} = 4.2W$	$P_{ac} = 5.6W$
$\Delta t_{pulse}$ (ms)	120	90	65	50

TABLE 2.2: Inventaire des temps entre les *pulses* laser en fonction de la puissance acoustique pour chacune des deux zones A et B en champ proche dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur.

La figure 2.3.13 représente l'évolution temporelle de la vitesse axiale instantanée  $u_e$  sur l'axe du transducteur aux quatre points caractéristiques du champ proche (fig. 2.3.12). Elle permet de visualiser la mise en vitesse de l'écoulement pendant les deux premières minutes des 25 minutes de mesures. On remarquera que ce temps de mise en vitesse diminue lorsqu'on augmente la puissance acoustique et dure moins d'une minute. Le trait rouge correspond à la valeur de la vitesse moyenne, calculée entre 2 et 25 minutes.

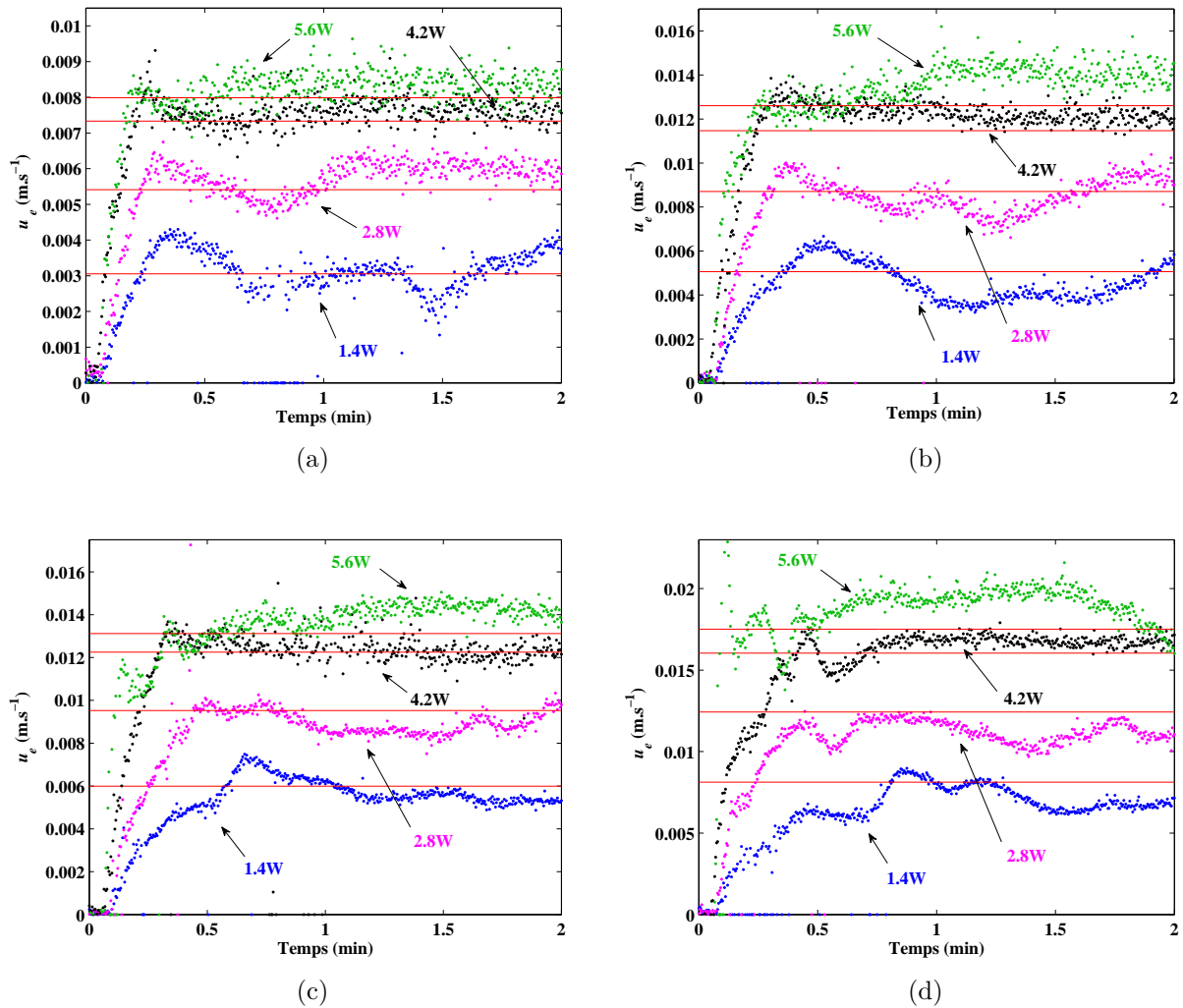


FIGURE 2.3.13: Evolution temporelle de la vitesse axiale instantanée  $u_e$  sur l'axe du transducteur, en champ proche, aux points (a)  $x_1 = 50\text{mm}$ , (b)  $x_2 = 100\text{mm}$ , (c)  $x_3 = 150\text{mm}$  et (d)  $x_4 = 200\text{mm}$  du transducteur, dans le plan horizontal  $Oxy$ . On montre la mise en vitesse sur les deux premières minutes d'une mesure qui dure 25 minutes. Sur chacun des graphiques, le trait rouge représente la valeur de la vitesse axiale moyennée sur les 25 minutes de mesure PIV.

Cette valeur moyenne  $\bar{u}_e$  est tracée en fonction de la puissance acoustique sur la figure 2.3.14a. Sur ce même graphe, on superpose la relation  $\bar{u}_e \sim \sqrt{P_{ac}}$ , ajustée aux points expérimentaux par la méthode des moindres carrés. Pour les quatre points caractéristiques du champ proche, la vitesse axiale évolue en racine de la puissance acoustique, moyennant un coefficient qui est de l'ordre de  $10^{-3}$ . On trace également l'écart type associé en figure 2.3.14b. On note que cette grandeur, qui traduit la dispersion des valeurs instantanées  $u_e$  autour de la valeur moyenne  $\bar{u}_e$  (trait rouge en figure 2.3.13) de 2 à 25 minutes, augmente avec la puissance acoustique : plus on augmente  $P_{ac}$  et plus l'écoulement devient instationnaire. On constate d'ailleurs qu'à  $P_{ac} = 1.4W$ , la valeur de l'écart type est la même quelle que soit la position  $x$ . Enfin, l'écart type en  $x_4 = 200mm$  est plus important que l'écart type des autres positions : cela peut être associé au fait que le point 4 est proche de la zone de retour, près de l'absorbant, fortement tridimensionnelle.

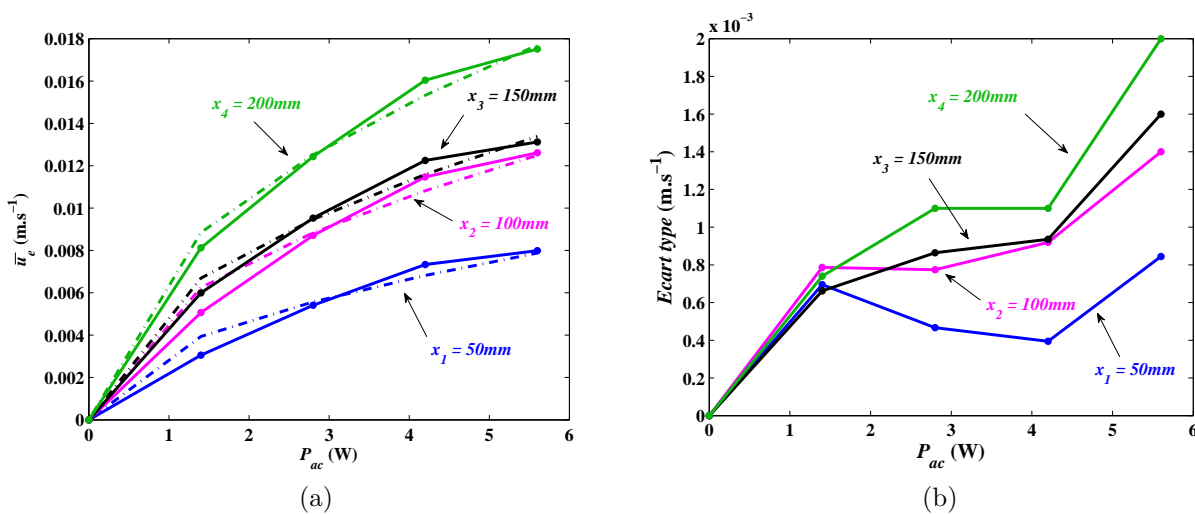


FIGURE 2.3.14: Evolution en champ proche (a) de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}$  sur l'axe du transducteur et (b) de l'écart type associé en fonction de la puissance acoustique dans le plan horizontal  $Oxy$  aux quatre points caractéristiques. Sur le graphe de gauche, les traits discontinus correspondent à l'équation  $\bar{u} \sim \sqrt{P_{ac}}$  ajustée par la méthode des moindres carrés et dont le coefficient d'ajustement vaut  $3.33 \cdot 10^{-3}$  en  $x_1 = 50mm$ ,  $5.28 \cdot 10^{-3}$  en  $x_2 = 100mm$ ,  $5.66 \cdot 10^{-3}$  en  $x_3 = 150mm$  et  $7.48 \cdot 10^{-3}$  en  $x_4 = 200mm$ .

Intéressons nous à présent à la structure de l'écoulement moyen. Les figures 2.3.15a et 2.3.15b illustrent le champ de vitesse moyenne, à 2.8W, dans les plans médians horizontal  $Oxy$  et vertical  $Oxz$ , respectivement ; ceux à 1.4, 4.2 et 5.6W sont fournis en annexe D pour le plan horizontal et en annexe E pour le plan vertical : ils ne présentent pas de différences notables avec ceux donnés ci-dessous.

Dans le plan  $Oxy$ , on note que les quatre champs 2D (fig. 2.3.15a et annexe D) sont très ressemblants, malgré la différence de puissance acoustique ; ils sont symétriques par rapport à l'axe du faisceau en  $y = 0$ . Ils présentent un écoulement central avec, de part et d'autre, des recirculations plus ou moins fortes, suivant la position  $x$  : l'écoulement de retour est plus important près de la paroi empêchant les réflexions que près du début de l'écoulement, si l'on se place dans le plan horizontal. Les profils transversaux de vitesse sont, en outre, de



forme très variable le long de l'écoulement : ils évoluent d'une forme plutôt plate en amont à une forme très pointue en aval, en passant par des formes présentant des maxima locaux dans la zone intermédiaire.

Dans le plan  $Oyz$ , on constate que la structure de l'écoulement est également très similaire pour les quatre valeurs de  $P_{ac}$  (fig. 2.3.15b et annexe E) et très ressemblante aux champs 2D du plan  $Oxy$  (fig. 2.3.15a et annexe D). Elle présente en revanche une certaine dissymétrie par rapport à l'axe du transducteur en  $z = 0$  : aux petites valeurs de  $x$ , l'écoulement de retour se fait un peu plus dans la partie haute de la cavité, du côté de la surface libre, que dans la partie basse, du côté de la paroi. On peut attribuer cela à la différence des conditions aux limites.

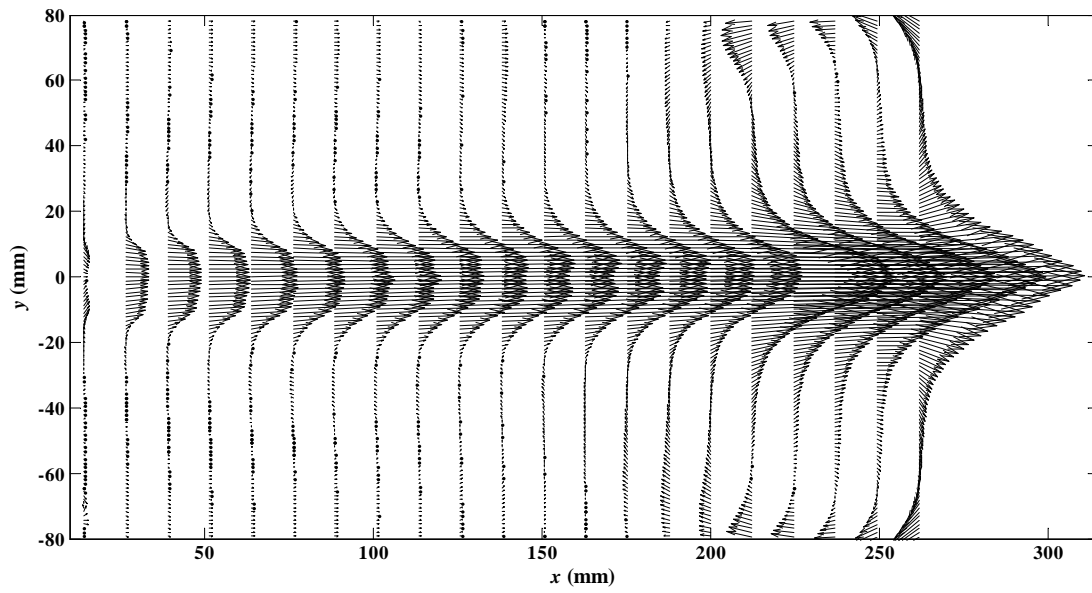
Il aurait été également intéressant de regarder comment l'écoulement de retour s'effectue dans les plans diagonaux. Ceci pourra être fait numériquement après validation dans les plans horizontal et vertical.

Les profils longitudinaux sur l'axe du transducteur, tirés des mesures dans les plans horizontal  $Oxy$  et vertical  $Oxz$ , sont superposés en figure 2.3.16 pour les quatre valeurs de  $P_{ac}$ . On s'apercevra, d'une part, qu'il existe une très bonne concordance dans la zone de recouvrement entre les mesures de la zone A et B (fig. 2.3.12), bien que les deux séries de mesures soient indépendantes et que le système PIV ait été déplacé. De même, on retrouve une bonne reproductibilité des résultats du plan  $Oxz$  (en traits discontinus) avec ceux du plan  $Oxy$  (en traits pleins). Les profils présentent, en effet, les mêmes pentes et les mêmes valeurs de vitesse pour les quatre puissances acoustiques, excepté à 2.8W, pour laquelle il apparaît un léger écart. Cela montre à la fois la grande cohérence des mesures PIV et la difficulté indéniable d'obtenir des mesures PIV reproductibles alors qu'il faut déplacer le système laser-caméra.

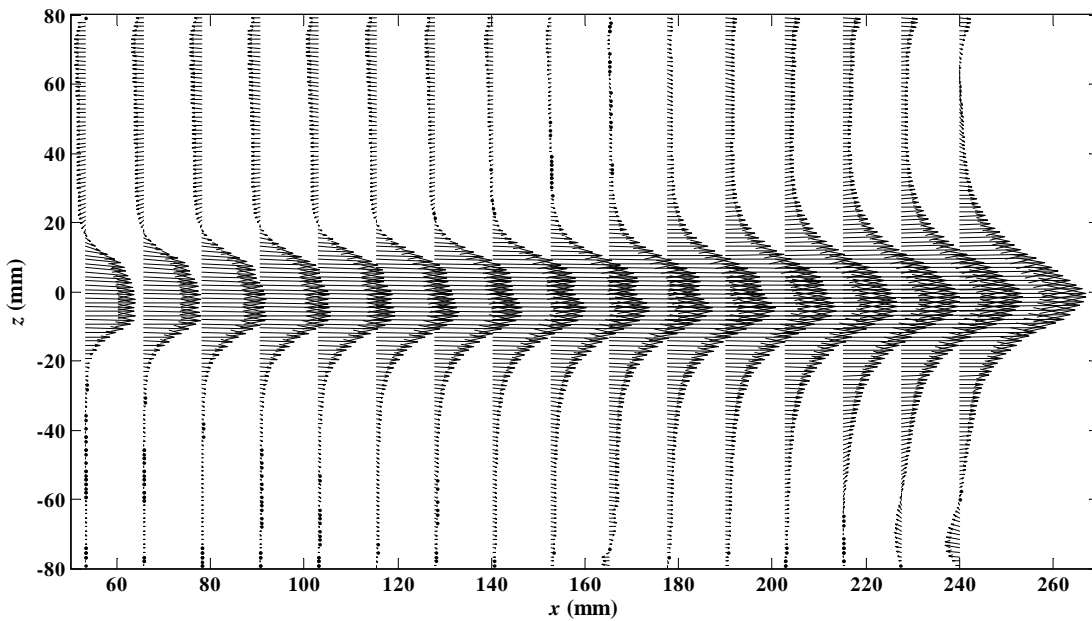
Sur la figure 2.3.17, on reprend les profils longitudinaux du plan  $Oxy$  que l'on normalise et auxquels on superpose celui de l'intensité acoustique normalisée et calculée à partir de la solution analytique de l'intégrale de Rayleigh (éq. 1.1.7). La succession des extrema de  $I_{ac}$ , influence la forme du profil longitudinal de la vitesse qui présente des ondulations. Avant le dernier minimum de  $I_{ac}$ , vers 150mm du transducteur, l'augmentation de la vitesse se fait en effet avec des accélérations locales, en particulier vers  $x_2 = 100mm$  où on retrouve une augmentation de vitesse avant une zone de plateau qui coïncide avec la position de l'avant dernier maximum de  $I_{ac}$ . Après  $x_3 = 150mm$ , c'est-à-dire à partir du dernier minimum,  $u$  croît avec une pente importante associée à l'augmentation de l'intensité acoustique jusqu'en  $x = L_f = 274.4mm$ .

Un caractère marquant de ces profils longitudinaux est qu'ils montrent une augmentation de vitesse sur la quasi-totalité de la zone d'étude. Le retour à zéro pour vérifier la condition de vitesse nulle à la paroi aval se fait de manière très localisée, dans les 20 derniers millimètres de la cavité. De même, le début des profils de vitesse est marqué par une pente qui augmente sur les 5 premiers millimètres puis diminue comme on s'y attend plus classiquement dans un contexte d'écoulement en forme de jet.

Enfin, on se propose d'étudier de manière plus précise les variations transversales. On trace donc les profils transversaux de la vitesse axiale dans le plan horizontal  $Oxy$  aux



(a)



(b)

FIGURE 2.3.15: Champs expérimentaux de vitesse moyenne (a) dans le plan horizontal  $Oxy$  et (b) dans le plan vertical  $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur, en champ proche, pour  $P_{ac} = 2.8W$ . Les parois latérales de la cuve sont à  $-90$  et  $+90$ mm sur l'axe  $y$ . La paroi au fond de la cuve se situe dans les valeurs négatives de  $z$  (en bas) alors que la surface libre est dans les valeurs positives de  $z$  (en haut). La longueur de l'axe  $x$  dans le plan vertical en (b) est plus petite que celle dans le plan horizontal en (a). Les champs à  $1.4$ ,  $4.2$  et  $5.6W$  sont tracés en annexe D pour le plan horizontal  $Oxy$  et en annexe E pour le plan vertical  $Oxz$  (aucune différence notable avec les tracés ci-dessus n'est à signaler).

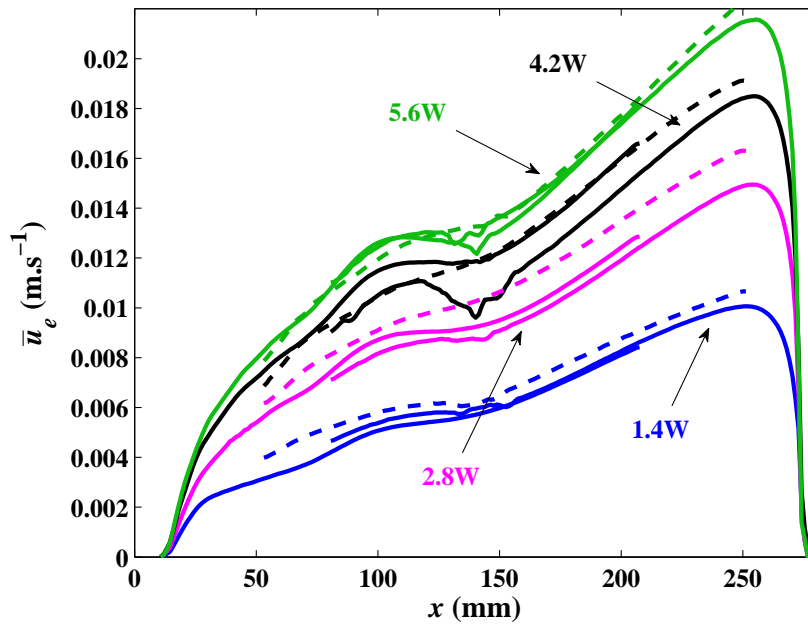


FIGURE 2.3.16: Profils expérimentaux longitudinaux de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  sur l'axe du transducteur, mesurés dans les plans horizontal  $Oxy$  (traits continus) et vertical  $Oxz$  (traits discontinus), pour les puissances acoustiques de 1.4, 2.8, 4.2 et 5.6W. Les profils du plan horizontal en trait plein sont constitués de deux parties car le système PIV a dû être déplacé pour couvrir la totalité de la longueur de la zone d'étude tout en assurant une définition suffisante. L'abscisse  $x = 0$  correspond à la surface du transducteur, le film plastique de la paroi intercalaire étant en  $x = 10\text{mm}$ .

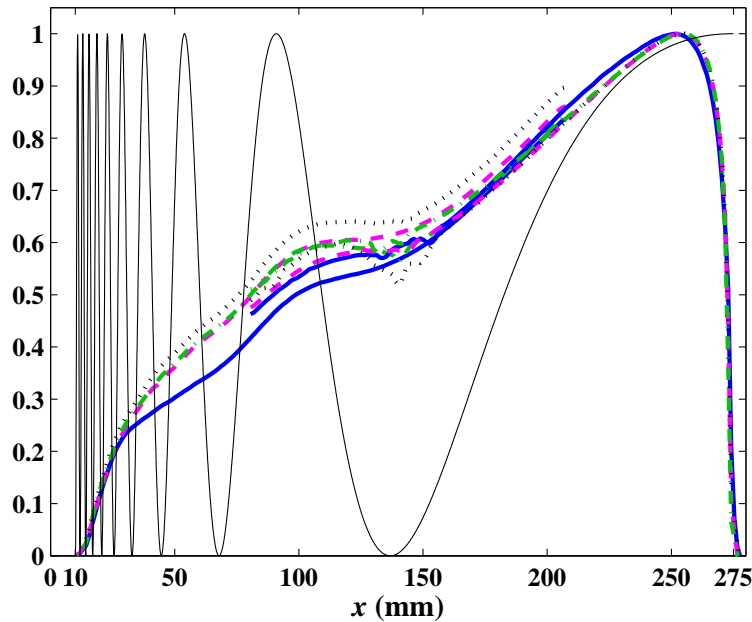


FIGURE 2.3.17: Profils longitudinaux normalisés de l'intensité acoustique  $I_{ac}$  ( — ) et de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  expérimentale sur l'axe du transducteur, mesurés dans le plan horizontal  $Oxy$ , pour les puissances acoustiques de 1.4 ( — ), 2.8 ( — ), 4.2 ( ····· ) et 5.6W ( — ). L'intensité acoustique correspond à la solution analytique montrée sur la figure 1.1.1 et qui sera démontrée rigoureusement au chapitre 3.

quatre abscisses caractéristiques et ce, pour chacune des puissances acoustiques sur la figure 2.3.18. On retrouve une bonne symétrie des profils et on constate que leur forme est similaire quelle que soit la puissance acoustique. La structure du champ de vitesse est donc la même quelle que soit  $P_{ac}$ , mais avec des amplitudes qui diffèrent. En ce qui concerne l'écoulement de retour, on constate que les vitesses mises en jeu dans cette zone, en dehors de l'écoulement central, sont très faibles, de l'ordre du dixième de millimètre par seconde. Cependant, si on se place à 200mm du transducteur alors les vitesses atteintes sont plus élevées ( $\sim 2mm.s^{-1}$ ) mais restent faibles devant celles de l'écoulement principal. Cette spécificité vient du fait que l'on se rapproche d'une zone fortement tridimensionnelle près de la plaque absorbante.

Pour essayer de comprendre l'origine de ces profils transversaux un peu particuliers, on superpose, sur la figure 2.3.19, les profils transversaux de la vitesse axiale moyenne normalisée et de l'intensité acoustique normalisée aux quatre abscisses dans le plan horizontal  $Oxy$ . On remarque que la forme et la largeur des profils transversaux de vitesse sont fortement influencées par la forme et la largeur des profils d'intensité acoustique, en particulier, à 100 et 150mm du transducteur. En  $x_2 = 100mm$ , on observe une survitesse qui correspond au pic central de l'intensité acoustique et en  $x_3 = 150mm$ , on retrouve deux maxima de vitesse associés aux deux pics de  $I_{ac}$  de part et d'autre de l'axe du faisceau en  $y = 0$ . En  $x_1 = 50mm$  du transducteur, les variations transversales de  $I_{ac}$  sont très fortes et le fluide semble « lisser » ces variations. En revanche, pour le profil le plus éloigné du transducteur ( $x_4 = 200mm$ ), on remarque que l'on n'a plus de maximum local sur le champ de vitesse alors qu'il y en a sur le champ d'intensité. Ces profils se rapprochent de ce que l'on peut attendre en champ lointain, ce qui sera discuté dans la prochaine section.

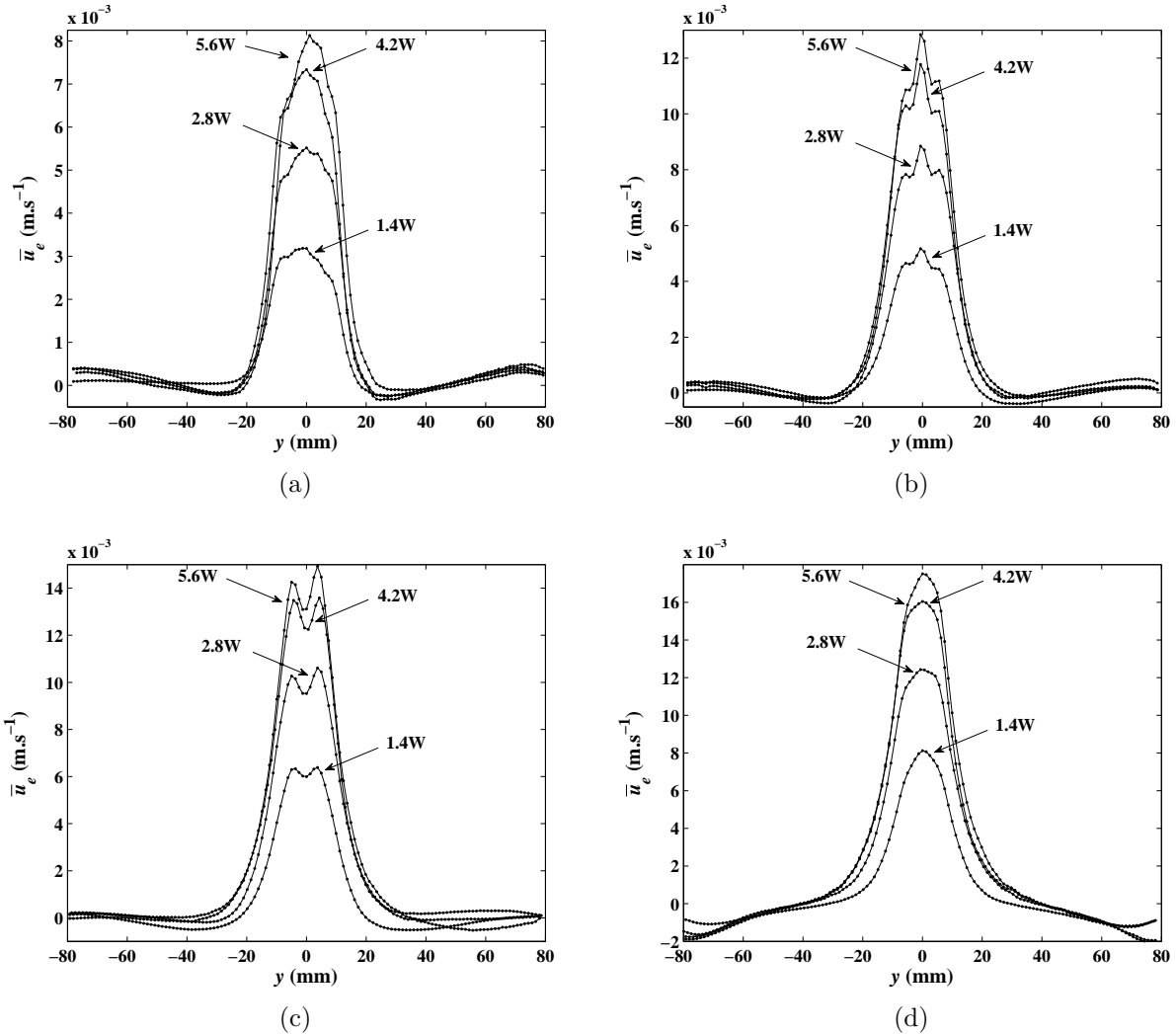


FIGURE 2.3.18: Profils expérimentaux transversaux de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de 1.4, 2.8, 4.2 et 5.6W en (a)  $x_1 = 50\text{mm}$ , (b)  $x_2 = 100\text{mm}$ , (c)  $x_3 = 150\text{mm}$  et (d)  $x_4 = 200\text{mm}$  (distances par rapport au transducteur).

Sur les profils d'intensité acoustique normalisée, on remarque qu'il existe une légère dissymétrie en  $x_1 = 50mm$  et  $x_3 = 150mm$ , également présente sur les profils normalisés de vitesse. Bien que l'on puisse penser que ces dissymétries soient comprises dans la barre d'erreur de mesure, sa présence en deux abscisses et le fait qu'on l'observe à la fois sur les profils de vitesse et d'intensité semblent montrer que ce n'est pas un artefact de mesure. On voit donc que l'écoulement est très sensible au champ acoustique. On peut également rajouter qu'en champ proche, le diamètre du faisceau acoustique reste à peu près égal à celui du transducteur et qu'on retrouve la même tendance sur l'écoulement qui s'élargit peu, et dont le diamètre est proche de celui du transducteur, comme l'illustre la figure 2.3.19.

Pour finir, on superpose aux profils transversaux de vitesse axiale normalisée sur l'axe  $y$  ceux de l'axe  $z$  pour la plus petite puissance acoustique de 1.4W (fig. 2.3.20 à gauche) et la plus élevée à 5.6W (2.3.20 à droite). On remarque que les profils sur l'axe  $z$  sont effectivement dissymétriques à cause de la dissymétrie des conditions aux limites entre la surface libre et la paroi du fond.

Pour conclure sur les mesures en champ proche, on peut affirmer que la complexité du champ acoustique conditionne directement la structure de l'écoulement induit si bien qu'il sera nécessaire de modéliser finement le champ acoustique pour reconstruire numériquement l'écoulement.

### 2.3.3.3 Le champ lointain

On rappelle que le volume d'étude est une cavité rectangulaire de 470mm de long, 180mm de large avec une hauteur d'eau de 160mm (fig. 2.3.3a). Afin de cartographier la totalité du champ de vitesse dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur, on décide de découper ce plan en trois zones comme indiqué sur la figure 2.3.21. Toutes les zones sont des rectangles de 15cm de long et 12cm de large. La résolution de la caméra étant de 1280x1024, un pixel représente environ 0.1mm. Le traitement des image sous *Davis*<sup>TM</sup> est identique à celui effectué dans le champ proche à la seule différence de la taille des ZI en forme d'ellipse qui valent moins d'un millimètre. La zone 1 s'étend de 300 à 455mm du transducteur, soit de 15 à 170mm de la paroi intercalaire<sup>6</sup>. La zone 2 s'étend de 455 à 605mm du transducteur, soit de 170 à 320mm de la paroi intercalaire. La zone 3 s'étend de 605 à 755mm du transducteur, soit de 320 à 470mm de la paroi intercalaire, c'est-à-dire jusqu'à l'absorbant en extrémité de cuve.

Dans toute la suite, on choisit d'étudier l'écoulement en trois points caractéristiques, un dans chaque zone. Le premier point est à  $x_1 = 1.5L_f \approx 411mm$  du transducteur, le deuxième, à  $x_2 = 2L_f \approx 549mm$  du transducteur et le troisième, à  $x_3 = 2.3L_f \approx 640mm$ <sup>7</sup> du transducteur.

6. Les 15 premiers mm ont été délibérément laissés car c'est une zone fortement tridimensionnelle dans laquelle les particules d'ensemencement sont très peu présentes, si bien que la mesure PIV y est très délicate.

7. Bien que les mesures PIV s'étendent jusqu'à 755mm, soit  $\sim 2.75L_f$ , on a choisi  $2.3L_f$  et pas  $2.5L_f$ , par exemple, car les mesures acoustiques ne vont pas au delà de 640mm dans la mesure où, à cette position, l'arrière de l'hydrophone touche la plaque absorbante en extrémité de cuve et le point de mesure ne peut donc pas être déplacé au delà de 640mm.

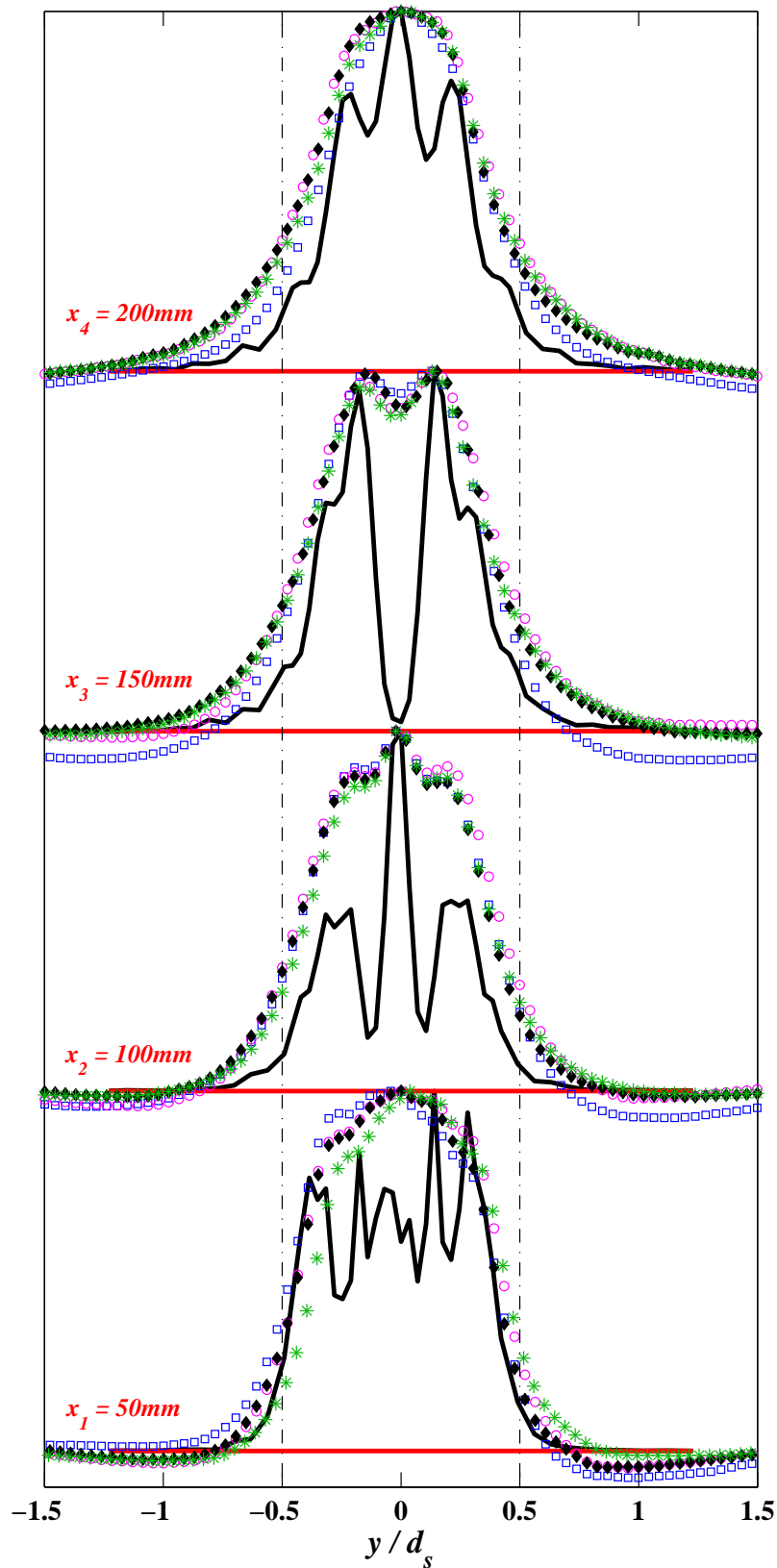


FIGURE 2.3.19: Profils expérimentaux transversaux de l'intensité acoustique  $I_{ac}$  normalisée (traits noirs) et de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  normalisée dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de 1.4 (carrés bleus), 2.8 (ronds magenta), 4.2 (losanges noirs) et 5.6W (étoiles vertes) aux quatre abscisses caractéristiques du champ proche. Les 2 traits mixtes noirs correspondent au diamètre du faisceau.

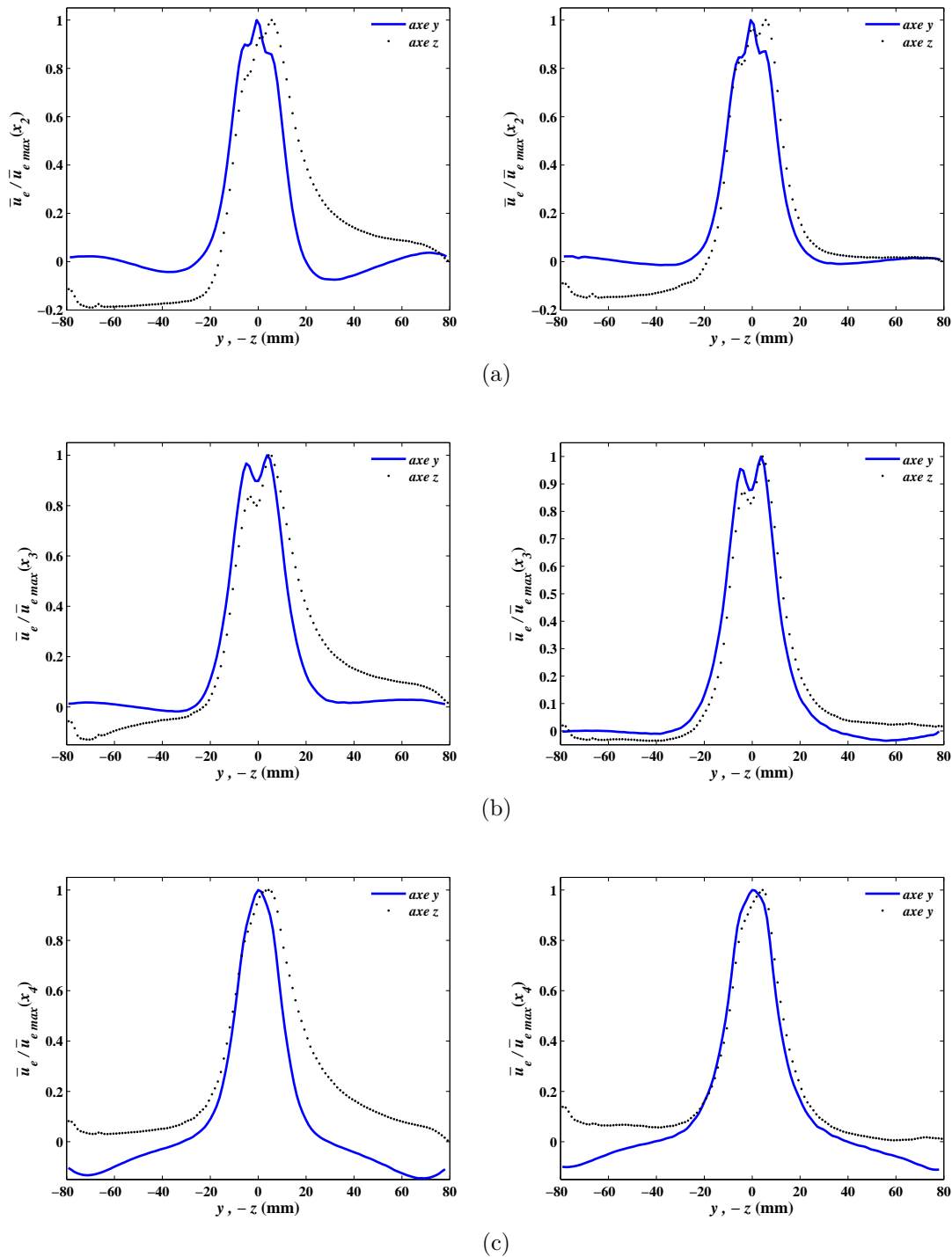


FIGURE 2.3.20: Profils expérimentaux transversaux de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  normalisée dans les plans horizontal  $Oxy$  (trait continu bleu) et vertical  $Oxz$  (points noirs), passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de 1.4W (à gauche) et 5.6W (à droite) en (a)  $x_2 = 100\text{mm}$ , (b)  $x_3 = 150\text{mm}$  et (c)  $x_4 = 200\text{mm}$  (distances par rapport au transducteur). L'axe des  $z$  a été inversé et la surface libre se trouve dans les valeurs négatives de  $-z$ .



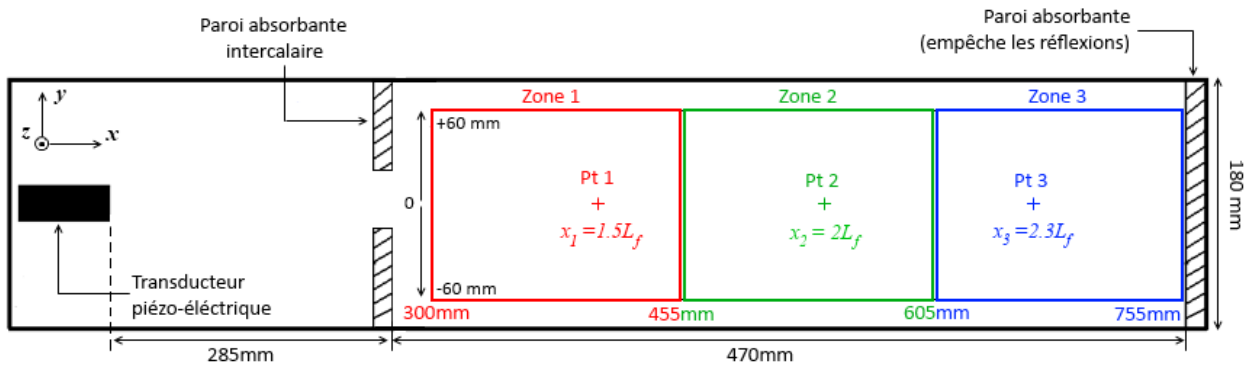


FIGURE 2.3.21: Schéma des zones de mesure, dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur, du champ de vitesse par PIV en champ lointain ; vue de dessus de la cuve. L'origine des axes est prise au centre de la membrane du transducteur ; les valeurs en  $x$  correspondent alors à la distance au transducteur et les valeurs en  $y$  correspondent à la distance à l'axe du transducteur. La hauteur d'eau en  $z$  est de 160mm.

Comme en champ proche, on travaille en mode *double frame* avec 6000 images à 4Hz prises dès la mise sous tension du transducteur pour les mêmes puissances acoustiques : 1.4, 2.8, 4.2 et 5.6W, si bien que la durée d'observation est de 25 minutes. En revanche, le temps entre les deux tirs laser diffère des temps utilisés en champ proche (tab. 2.3).

	$P_{ac} = 1.4W$	$P_{ac} = 2.8W$	$P_{ac} = 4.2W$	$P_{ac} = 5.6W$
$\Delta t_{pulse}$ en zone 1	80	40	30	20
$\Delta t_{pulse}$ en zone 2	60	30	20	15
$\Delta t_{pulse}$ en zone 3	60	30	20	15

TABLE 2.3: Inventaire des temps (en ms) entre les *pulses* laser en fonction de la puissance acoustique pour chacune des trois zones en champ lointain dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur.

Les déplacements atteints sont compris entre 5 et 10 pixels dans les zones de fortes vitesses avec des particules d'ensemencement qui représentent environ 2 à 3 pixels sur les images.

### **Evolution temporelle de la vitesse dans le plan horizontal $Oxy$**

On commence, comme pour le champ proche, par suivre l'évolution temporelle de la vitesse axiale instantanée  $u$  aux points caractéristiques du champ lointain sur la figure 2.3.22. En  $x_1 = 1.5L_f$  et  $x_2 = 2L_f$ , pour les puissances acoustiques de 1.4 et 2.8W, on distingue deux régimes : la mise en vitesse qui dure environ huit minutes et le régime permanent où la vitesse se stabilise autour d'une valeur moyenne. En revanche, à ces mêmes positions, pour  $P_{ac} = 4.2W$  et  $P_{ac} = 5.6W$ , l'écoulement est fortement instationnaire.

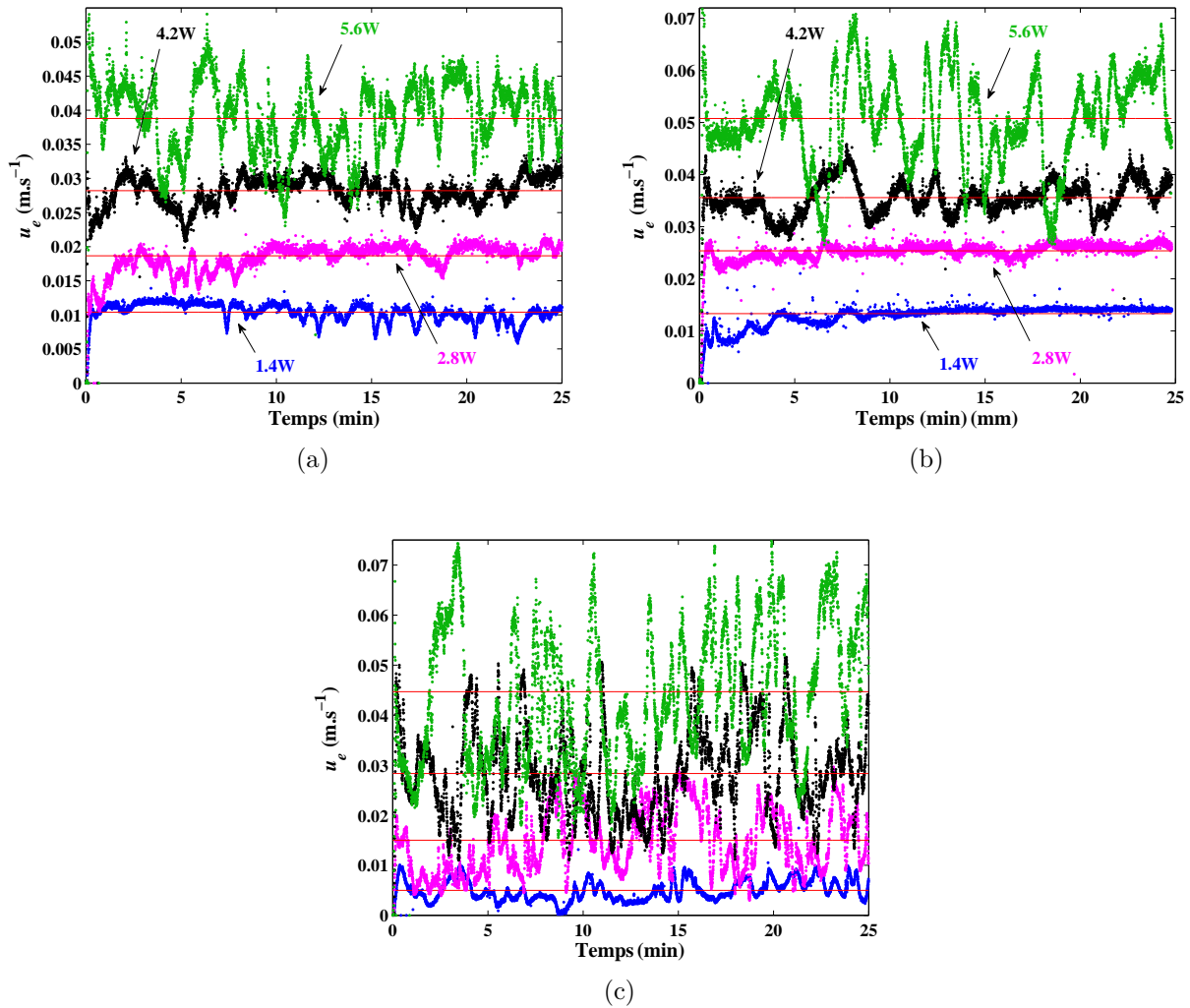


FIGURE 2.3.22: Evolution temporelle de la vitesse axiale instantanée  $u_e$  sur l'axe du transducteur, en champ lointain, aux points (a)  $x_1 = 1.5L_f \approx 411\text{mm}$ , (b)  $x_2 = 2L_f \approx 549\text{mm}$  et (c)  $x_3 = 2.3L_f \approx 640\text{mm}$  (distances au transducteur), dans le plan horizontal  $Oxy$ . Sur chacun des graphiques, le trait rouge représente la valeur de la vitesse axiale moyennée sur les 23 dernières minutes de mesure PIV.

On trace par ailleurs, en  $x_2 = 2L_f$ , les valeurs de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  en fonction de la puissance acoustique en figure 2.3.23a. On observe très clairement une évolution linéaire,  $\bar{u}_e \sim P_{ac}$ . La droite de régression linéaire est tracée sur la même figure en traits mixtes et l'écart type représenté par des barres d'erreurs rouges (qui correspondent à plus ou moins la valeur de l'écart type) confirme bien la tendance donnée par l'évolution temporelle : plus on augmente la puissance acoustique et plus les variations de vitesse autour de la moyenne sont importantes. Sur la figure 2.3.23b qui représente la valeur de l'écart type en fonction de  $P_{ac}$ , on constate en plus que l'évolution se fait de manière exponentielle ; la courbe en traits noirs mixtes correspond à la fonction  $e^{P_{ac}}$ , ajustée par la méthode des moindres carrés sur les valeurs expérimentales.

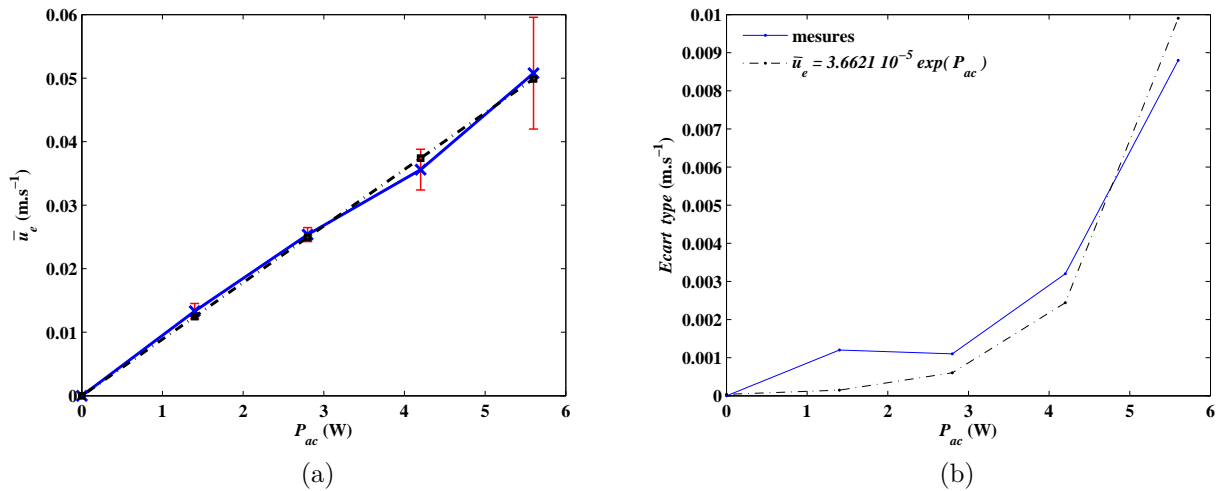


FIGURE 2.3.23: Evolution (a) de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  et (b) de l'écart type associé, sur l'axe du transducteur en champ lointain en fonction de la puissance acoustique en  $x_2 = 2L_f \approx 549\text{mm}$  du transducteur, dans le plan horizontal  $Oxy$ . En (a), on a également tracé en traits noirs mixtes, la régression linéaire de type  $\bar{u}_e \sim P_{ac}$  passant par zéro, des points expérimentaux et les barres d'erreurs rouges correspondent à plus ou moins la valeur de l'écart type calculé sur les 25 minutes d'acquisition. En (b), on a rajouté en traits noirs mixtes, une évolution exponentielle ajustée par la méthode des moindres carrés à l'écart type de la vitesse ; le coefficient d'ajustement est donné en légende.

A 640mm du transducteur (fig. 2.3.22c), les instationnarités se manifestent quelle que soit la puissance acoustique et sont particulièrement fortes à 5.6W : l'écart type est d'environ  $13.4\text{mm.s}^{-1}$ , soit 30% de la vitesse moyenne. La présence de ces variations, pour les quatre puissances, peut être associée à la proximité d'une zone fortement tridimensionnelle près de la paroi absorbante en extrémité de cuve où apparaissent des zones de recirculation. Dans tous les cas, les instationnarités ont lieu à basse fréquence, de l'ordre du centième de Hz.

### **Écoulement moyen dans le plan horizontal $Oxy$**

On se propose à présent de s'intéresser à l'écoulement moyen. On représente ainsi les champs bidimensionnels de la vitesse moyenne dans le plan horizontal  $Oxy$  sur la figure 2.3.24 pour les quatre puissances acoustiques. Les profils transversaux de la vitesse axiale moyenne sont tracés en variables dimensionnelles sur la figure 2.3.25. Sur les champs de vitesse, on remarque que la largeur de l'écoulement principal diminue lorsqu'on augmente  $P_{ac}$ , contrairement au cas du champ proche où le diamètre de l'écoulement variait peu avec la puissance acoustique (fig. 2.3.15a et 2.3.15b).

Cette tendance semble être confirmée par le tracé sur la figure 2.3.26, des profils transversaux normalisés sur l'axe  $y$ , de la vitesse axiale moyenne et de l'intensité acoustique. A faible puissance acoustique,  $P_{ac} = 1.4W$ , l'écoulement central est plus large que le faisceau acoustique et le profil de vitesse prend la forme du profil d'intensité acoustique au fur et à mesure que  $x$  augmente. Les vitesses mises en jeu à ce niveau de puissance sont faibles ( $\sim 1\text{cm.s}^{-1}$ ) et la cavité est longue de 47cm : il faut donc 47 secondes pour qu'une particule fluide parcourt la totalité de la cavité. On comprend bien qu'à ces vitesses l'écoulement puisse être rapidement et facilement influencé par une perturbation extérieure quelle qu'elle soit. L'entraînement du fluide sur la largeur par diffusion visqueuse joue, aussi, vraisemblablement un rôle majeur dans la structure de l'écoulement.

Pour une puissance deux fois plus élevée, à 2.8W, on retrace les profils transversaux normalisés de  $\bar{u}$  et  $I_{ac}$  en figure 2.3.27. Sur ce tracé, on note que le faisceau acoustique s'élargit par diffraction mais, qu'au contraire, la largeur des profils de vitesse reste sensiblement identique aux trois positions et que le profil d'intensité acoustique passe de « l'intérieur à l'extérieur » du profil de vitesse de  $x/L_f = 1.5$  à  $x/L_f = 2.3$ .

En revanche, lorsqu'on superpose les profils transversaux de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  à 5.6W (fig. 2.3.28), on constate que l'écoulement principal s'élargit tout en restant « à l'intérieur » des profils d'intensité (fig. 2.3.26). Cet élargissement est également visible sur le champ 2D sur la figure 2.3.24d, sur laquelle les deux traits rouges correspondent au cône de diffraction (fig. 2.2.5b). Sans pouvoir dire clairement que le profil de vitesse adopte la forme du champ de  $I_{ac}$ , on voit que l'élargissement de l'écoulement est très corrélé à l'élargissement du faisceau acoustique par diffraction ; il en est de même pour le champ 2D à 4.2W en figure 2.3.24c. La manière dont le jet s'élargit dépend clairement de la puissance acoustique et, s'il existe un élargissement à 2.8W, il se peut qu'il soit masqué par les incertitudes des mesures.

On trace, pour finir, le profil longitudinal de la vitesse axiale moyennée sur 1000 images pour les quatre puissances sur la figure 2.3.29. On constate qu'il existe des discontinuités sur les profils, notamment à 4.2 et 5.6W. Tout d'abord, la reproductibilité des mesures a été vérifiée sur les profils longitudinaux du champ proche (fig. 2.3.16) : les mesures de la partie A y étaient en adéquation avec les mesures de la partie B dans la zone de recouvrement, alors qu'elles ont été faites indépendamment l'une de l'autre avec déplacement du système de mesure, comme c'est le cas ici. De plus, la concordance du profil longitudinal issu du plan vertical  $Oxz$  avec ceux du plan horizontal  $Oxy$  confirme la reproductibilité de la mesure.

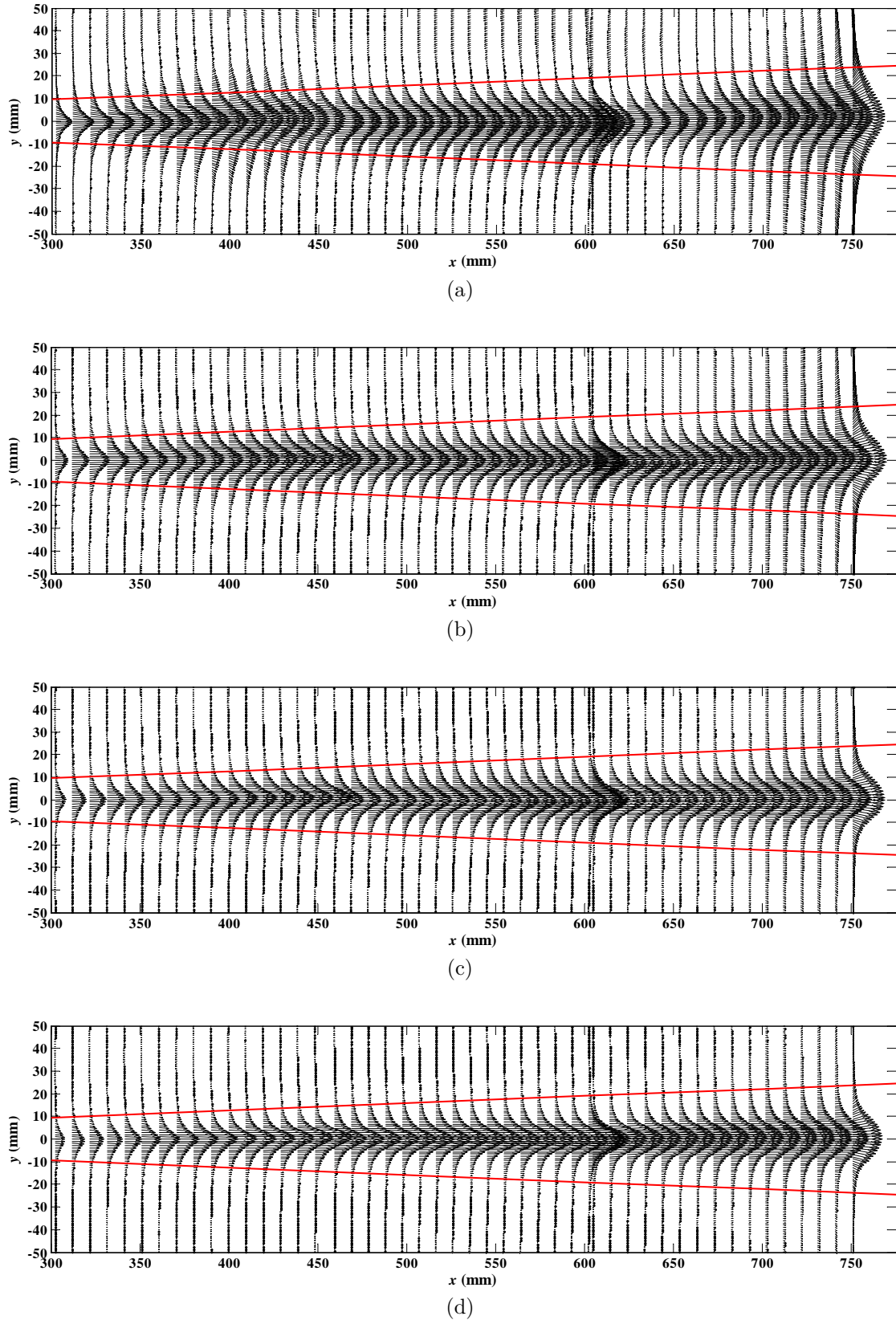


FIGURE 2.3.24: Champs expérimentaux bidimensionnels de la vitesse moyenne dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, en champ lointain pour (a)  $P_{ac} = 1.4W$ , (b)  $P_{ac} = 2.8W$ , (c)  $P_{ac} = 4.2W$  et (d)  $P_{ac} = 5.6W$ . Les parois latérales de la cuve sont à  $-90$  et  $+90$ mm sur l'axe  $y$ . Les 2 traits rouges sur chaque figure délimitent le cône de diffraction.

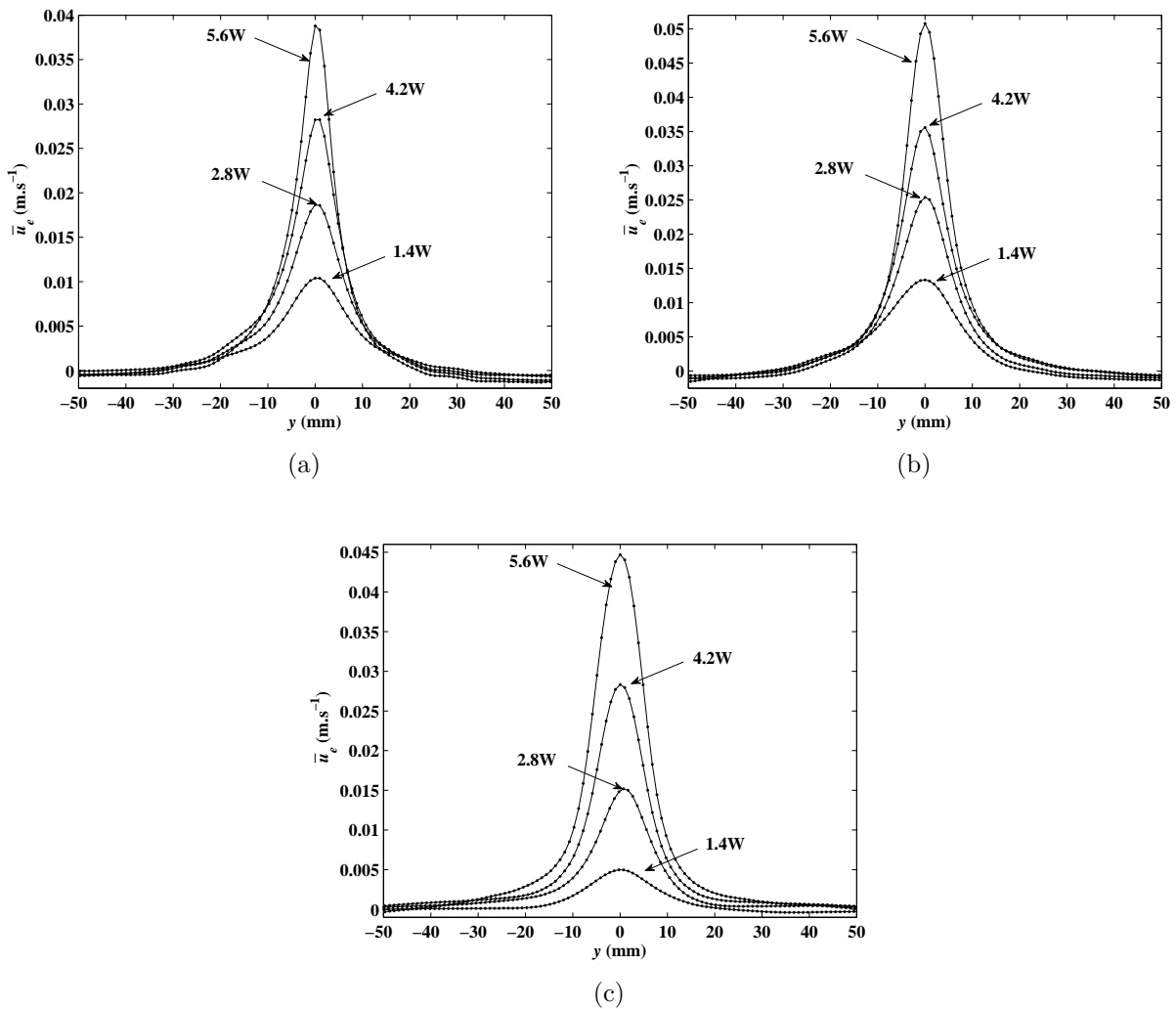


FIGURE 2.3.25: Profils expérimentaux transversaux de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de 1.4, 2.8, 4.2 et 5.6W en (a)  $x_1 = 1.5L_f \approx 411\text{mm}$ , (b)  $x_2 = 2L_f \approx 549\text{mm}$  et (c)  $x_3 = 2.3L_f \approx 640\text{mm}$  (distances au transducteur).

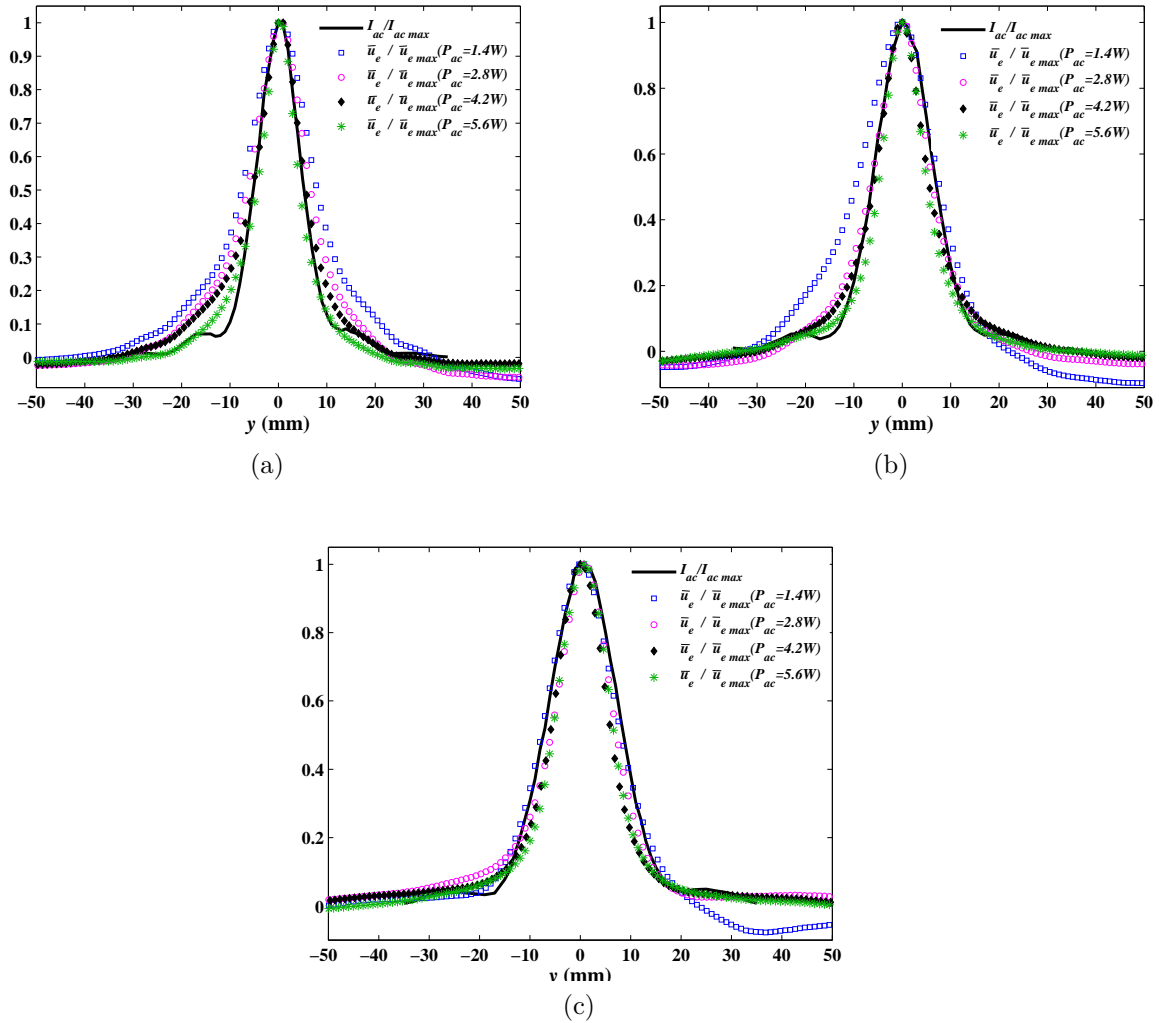


FIGURE 2.3.26: Profils expérimentaux transversaux de l'intensité acoustique  $I_{ac}$  normalisée et de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  normalisée dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de 1.4 (carré bleu), 2.8 (rond magenta), 4.2 (losange noir) et 5.6W (étoile verte) en (a)  $x_1 = 1.5L_f \approx 411\text{mm}$ , (b)  $x_2 = 2L_f \approx 549\text{mm}$  et (c)  $x_3 = 2.3L_f \approx 640\text{mm}$  (distances au transducteur).

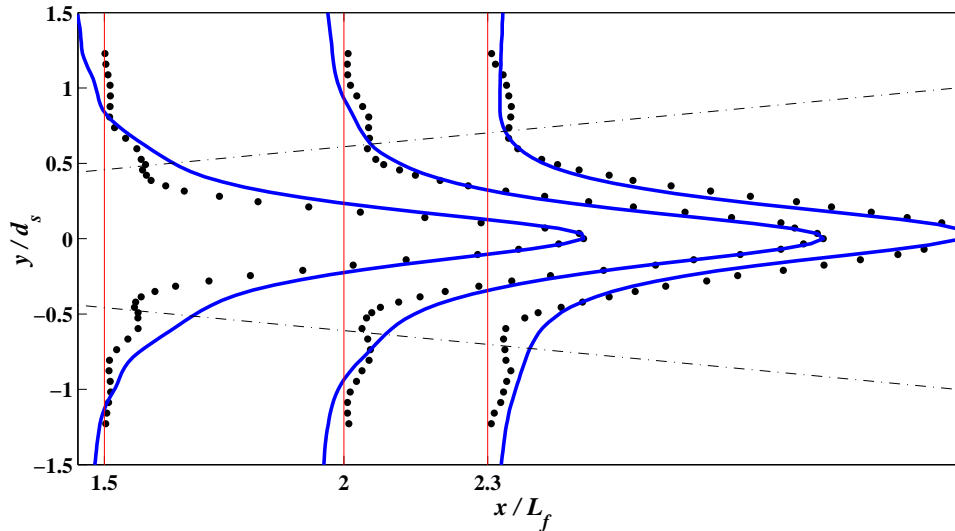


FIGURE 2.3.27: Profils expérimentaux transversaux en champ lointain de l'intensité acoustique normalisée (points noirs) et de la vitesse axiale moyenne normalisée (ligne bleue) sur l'axe  $y$  en  $x_1 = 1.5L_f \approx 411\text{mm}$ ,  $x_2 = 2L_f \approx 549\text{mm}$  et  $x_3 = 2.3L_f \approx 640\text{mm}$  (distances au transducteur) pour une puissance acoustique de  $2.8\text{W}$ . Les traits noirs discontinus correspondent au cône de diffraction (éq. 1.1.3).

Ensuite, le suivi de la tension aux bornes de l'hydrophone en fonction du temps (fig. 2.2.11), sur 45 min, montre bien que le champ acoustique est invariant dans le temps, à l'échelle de la durée d'une mesure PIV. En outre, pour chaque mesure, la puissance électrique envoyée au transducteur est régulée et contrôlée dès la mise sous tension du transducteur. Malgré nos efforts de vérification des paramètres expérimentaux, il ne nous est actuellement pas possible d'expliquer clairement pourquoi ces mesures montrent une telle dispersion, alors même que les mesures en champ proche sont, elles, reproductibles.

On peut tout de même observer certaines caractéristiques : contrairement au champ proche, les profils longitudinaux en champ lointain ne présentent pas d'ondulations, il existe une zone d'accélération dont on peut se demander si elle tend vers un plateau et la vitesse chute brutalement vers 0 sur les 2 derniers centimètres comme en champ proche.

### 2.3.4 Bilan des mesures des vitesses de l'écoulement par PIV

Outre la difficulté liée au contrôle de la puissance acoustique et du vieillissement du transducteur, le principal problème pour les mesures PIV concerne le positionnement du plan laser par rapport à l'axe du faisceau acoustique. A cela s'ajoute l'instationnarité importante de l'écoulement. Malgré ces contraintes expérimentales, nous avons cartographié la totalité du champ de vitesse aussi bien en champ proche qu'en champ lointain, et ce, avec une résolution spatiale satisfaisante.

En champ proche, on a pu se rendre compte qu'il existe une forte corrélation entre la forme du champ acoustique et la structure de l'écoulement. Les profils longitudinaux montrent en



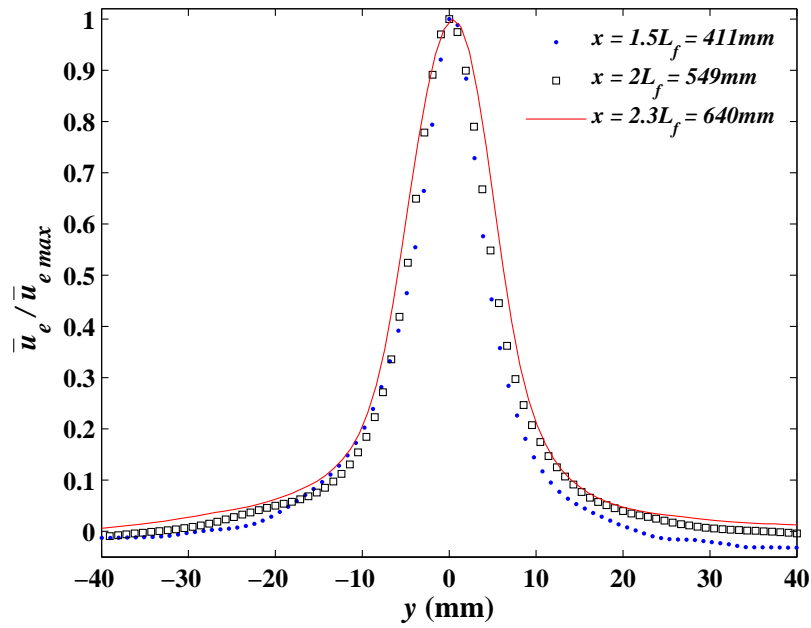


FIGURE 2.3.28: Profils transversaux de la vitesse axiale moyenne normalisée à 5.6W dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, en champ lointain en  $x_1 = 1.5L_f = 411\text{mm}$  (trait plein bleu),  $x_2 = 2L_f = 549\text{mm}$  (points noirs) et  $x_3 = 640\text{mm}$  (carrés rouges).

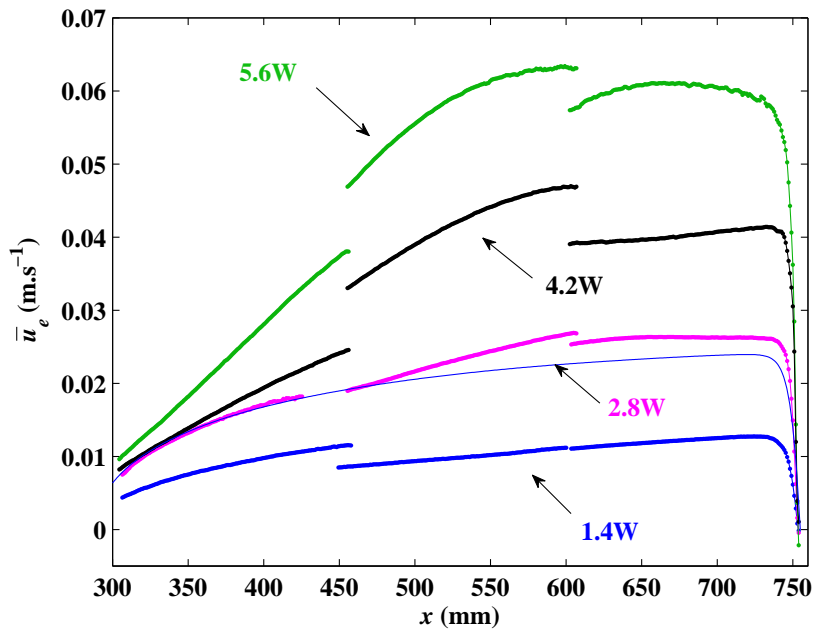


FIGURE 2.3.29: Profils expérimentaux longitudinaux de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_e$  dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, pour les puissances acoustiques de 1.4, 2.8, 4.2 et 5.6W. La moyenne a été faite sur 1000 images à 2 et 4Hz.

effet des ondulations autour d'une courbe maîtresse, qui correspondent aux positions des extrema de  $I_{ac}$  sur l'axe du faisceau. Les profils transversaux de vitesse présentent de même des extremums locaux liés aux variations transversales de l'intensité acoustique. Les vitesses maximales mises en jeu varient de  $1\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ , à  $1.4\text{W}$ , à  $2.15\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ , à  $5.6\text{W}$ . On observe par ailleurs une relation simple entre les vitesses d'écoulement et les puissances acoustiques en  $\sqrt{P_{ac}}$ .

En champ lointain, la forme des profils transverses de vitesse est très similaire à celle de l'intensité acoustique. Un des résultats importants de ces mesures PIV est que l'élargissement du faisceau acoustique par diffraction conditionne en partie l'élargissement de l'écoulement principal pour les hautes puissances. On a pu également se rendre compte qu'il existait une relation linéaire entre  $\bar{u}_e$  et  $P_{ac}$  dans la partie centrale de la cuve. On retiendra que pour une puissance acoustique de  $1\text{W}$ , la vitesse atteinte est d'environ  $1\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ . On reviendra sur ces observations sur l'évolution de la vitesse en fonction de la puissance acoustique lors d'une analyse d'échelle au chapitre 5.

## 2.4 Observation du comportement oscillatoire du jet d'acoustic streaming en champ lointain

Les mesures PIV en champ lointain (§ 2.3.3.3) ont montré que l'écoulement généré par les ultrasons était un écoulement fluctuant à basse fréquence ( $\sim 0.01\text{Hz}$ ) mais qui, en moyenne, gardait la structure d'un jet<sup>8</sup> laminaire dont la forme était conditionnée en partie par le faisceau acoustique. On rappelle que les mesures ont été effectuées pour plusieurs puissances acoustiques dans trois zones (fig. 2.3.21). Le découpage en trois zones a permis de cartographier tout le champ lointain tout en conservant une résolution spatiale suffisante.

Dans la zone la plus proche de l'extrémité de la cuve (zone 3), on a pu observer un comportement nouveau et particulier pour la plus haute valeur de puissance acoustique utilisée ( $5.6\text{W}$ ) : le jet d'*acoustic streaming* se met à osciller. Ce phénomène d'oscillation a lieu uniquement en extrémité de cuve. C'est un effet reproductible, observé dans chacune de nos expériences effectuées à cette puissance, et qui apparaît aussi bien dans le plan horizontal  $Oxy$  que dans le plan vertical  $Oxz$ .

Pour décrire cette oscillation dans le plan horizontal  $Oxy$ , on décide de se placer dans une partie restreinte de la zone 3, comme indiqué sur la figure 2.4.1. Il s'agit de la zone centrale qui s'étend sur toute la longueur de la zone 3 et d'environ  $-17$  à  $+17\text{cm}$  de l'axe du transducteur sur la largeur (axe  $y$ ).

On représente ainsi, dans cette zone, le champ bidimensionnel de la composante axiale  $u_e$  et celui de la composante transversale  $v_e$  de la vitesse instantanée en fonction du temps sur les figures 2.4.4 et 2.4.5 respectivement. Sur ces figures, le temps augmente en descendant.

8. Le terme de « jet » n'a jusqu'à présent pas été utilisé, on parlait plutôt d'écoulement principal. Un jet s'apparente à l'injection d'un débit fluide dans un fluide à travers un orifice. Il y a une seule condition limite qui est le débit (de masse et de quantité de mouvement) en sortie de l'orifice, le jet est ensuite libre d'évoluer, à l'aval, suivant les lois de transport de masse et de quantité de mouvement habituelles. Dans notre cas, le fluide subit un forçage acoustique en tout point, du fait de la présence des ondes. Bien que les conditions usuelles pour un jet ne soient pas rigoureusement respectées ici, l'écoulement qui en résulte est ressemblant à un jet. C'est pour cette raison qu'on utilisera dorénavant le terme de « jet ».

Ces champs instantanés ont été pris avec une fréquence d'acquisition de  $\Delta t_{trame} = 3.75Hz$  (fig. 2.3.8b), environ 10min après la mise sous tension du transducteur. Le comportement de l'écoulement est à chaque observation le même : il se déstabilise, fluctue puis se restabilise avant de se déstabiliser à nouveau après quelques minutes.

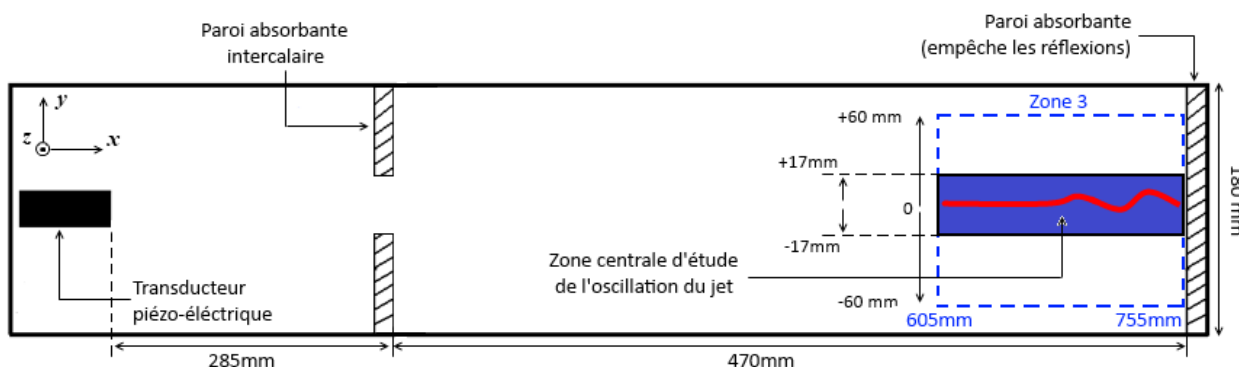


FIGURE 2.4.1: Situation de la zone d'étude pour le phénomène d'oscillation du jet d'*acoustic streaming* en zone 3 du champ lointain dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur ; vue de dessus de la cuve.

Deux caractéristiques spatiales de l'oscillation peuvent être déduites de ces champs 2D : la longueur d'onde, qui est d'environ 4cm, et l'amplitude, qui est de plusieurs millimètres. On trace également sur la figure 2.4.2a l'évolution de la composante transversale  $v$  de la vitesse instantanée : la période temporelle est de 1 à 2 secondes. Toutes ces informations sont résumées sur la figure 2.4.3a dans laquelle on retrouve simultanément la période spatiale et la période temporelle sous forme d'un diagramme spatio-temporel. Le niveau de couleur représente sur cette figure la valeur de la vitesse  $v$  le long de l'axe  $y = 0$  en fonction du temps.

Les mêmes observations ont pu être faites dans le plan vertical  $Oxz$  passant par l'axe du transducteur. On considère exactement la même partie centrale dans le plan vertical de la zone 3 que celle représentée en figure 2.4.1, illustrant les mesures dans le plan horizontal. On représente sur les figures 2.4.6 et 2.4.7 les champs bidimensionnels de la composante axiale  $u_e$  et transversale  $v_e$ , respectivement, de la vitesse instantanée en fonction du temps ; le temps augmente de haut en bas sur la figure. On retrouve la même période spatiale d'environ 4cm ainsi que les mêmes amplitudes de quelques millimètres. L'évolution temporelle de la composante transversale  $v_e$  de la vitesse instantanée est tracée sur la figure 2.4.2b. La période temporelle est la même que celle obtenue dans le plan horizontal, à savoir, 1 à 2 secondes. Enfin, on résume, simultanément, sur la figure 2.4.3b les caractéristiques spatiale et temporelle de l'oscillation dans le plan vertical  $Oxz$ . Il est à noter que les résultats présentés dans les deux plans sont issus de mesures différentes, faites avec les mêmes paramètres, à un mois d'intervalle.

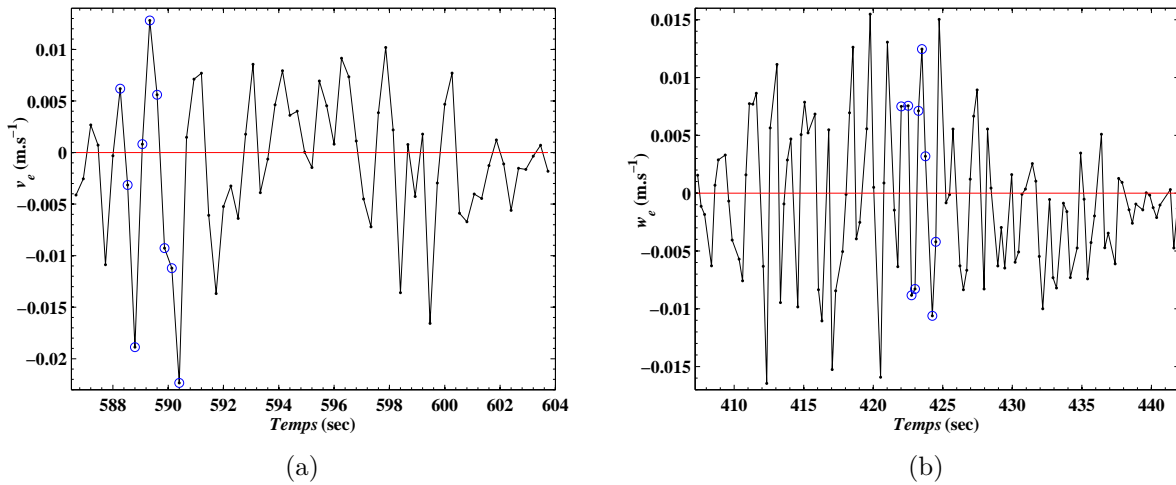


FIGURE 2.4.2: Evolution temporelle de la vitesse transversale (a)  $v_e$  dans le plan horizontal  $Oxy$  et (b)  $w_e$  dans le plan vertical  $Oxz$  en un point situé sur l'axe du transducteur à 720mm du transducteur. Les ronds bleus entourant les points noirs correspondent aux temps sélectionnés pour le tracé des champs 2D en figure 2.4.4, 2.4.5 et 2.4.6, 2.4.7. L'origine du temps en abscisses est prise à la mise sous tension du transducteur. Les deux résultats correspondent à des expériences différentes.

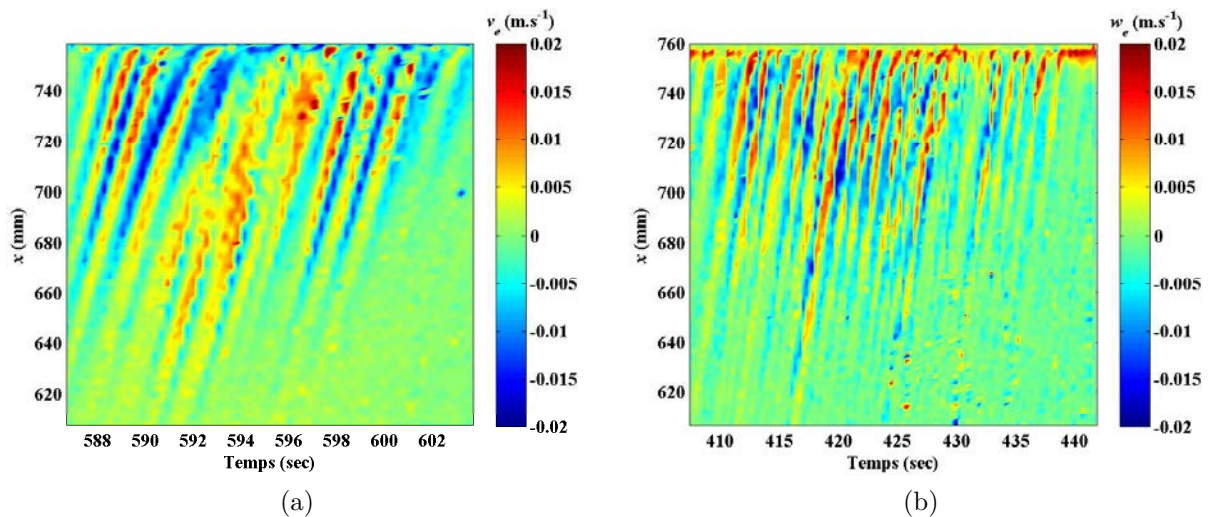


FIGURE 2.4.3: Diagramme spatio-temporel de la composante transversale (a)  $v_e$  dans le plan horizontal  $Oxy$  et (b)  $w_e$  dans le plan vertical  $Oxz$  pour la vitesse instantanée mesurée sur l'axe du transducteur. Les deux diagrammes correspondent à des mesures différentes.

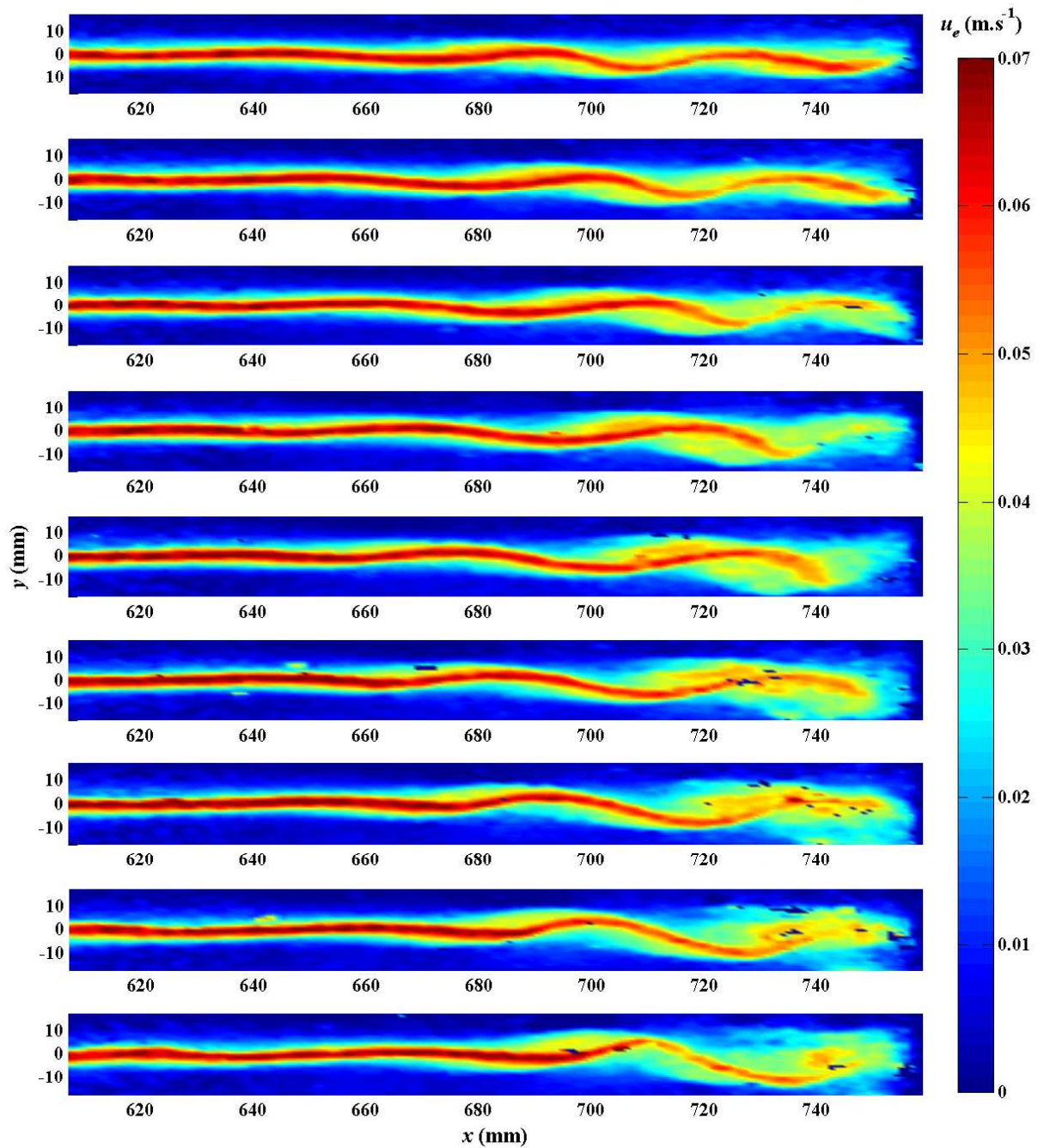


FIGURE 2.4.4: Evolution temporelle du champ de vitesse axiale  $u_e$  dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur. Ces champs ont été pris avec une fréquence d'acquisition de 3.75Hz, un peu moins de 10 min après la mise sous tension du transducteur. L'extrémité droite correspond à la plaque absorbante en extrémité de cuve. Le temps augmente de haut en bas de la figure.

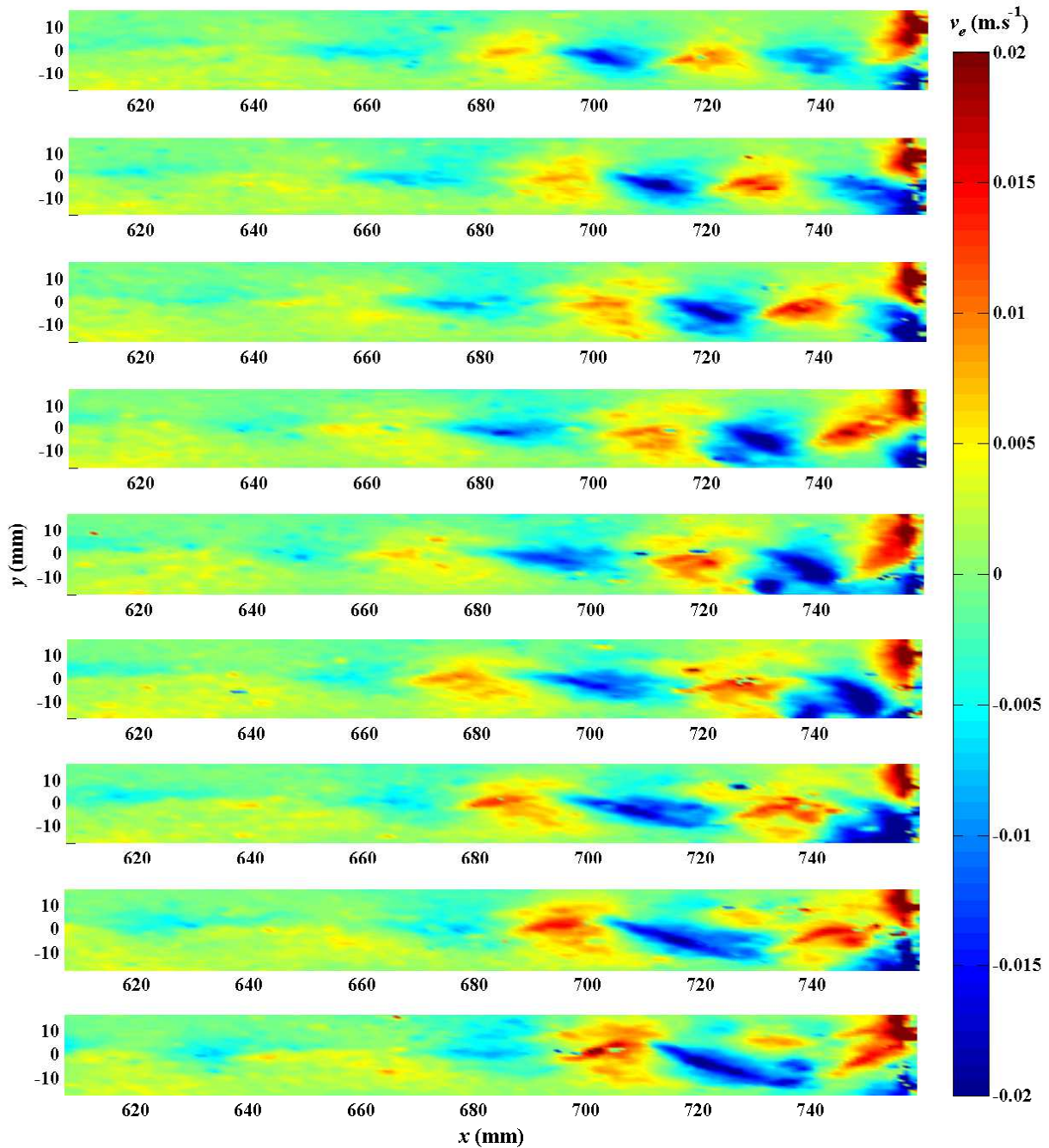


FIGURE 2.4.5: Evolution temporelle du champ de vitesse transversale  $v_e$  dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur. Le temps augmente de haut en bas de la figure : les champs sont séparés d'environ 267ms ( $\Delta t_{trame} = 3.75Hz$ ) et ont été pris un peu moins de 10 min après la mise sous tension du transducteur. L'extrémité droite correspond à la plaque absorbante en extrémité de cuve.

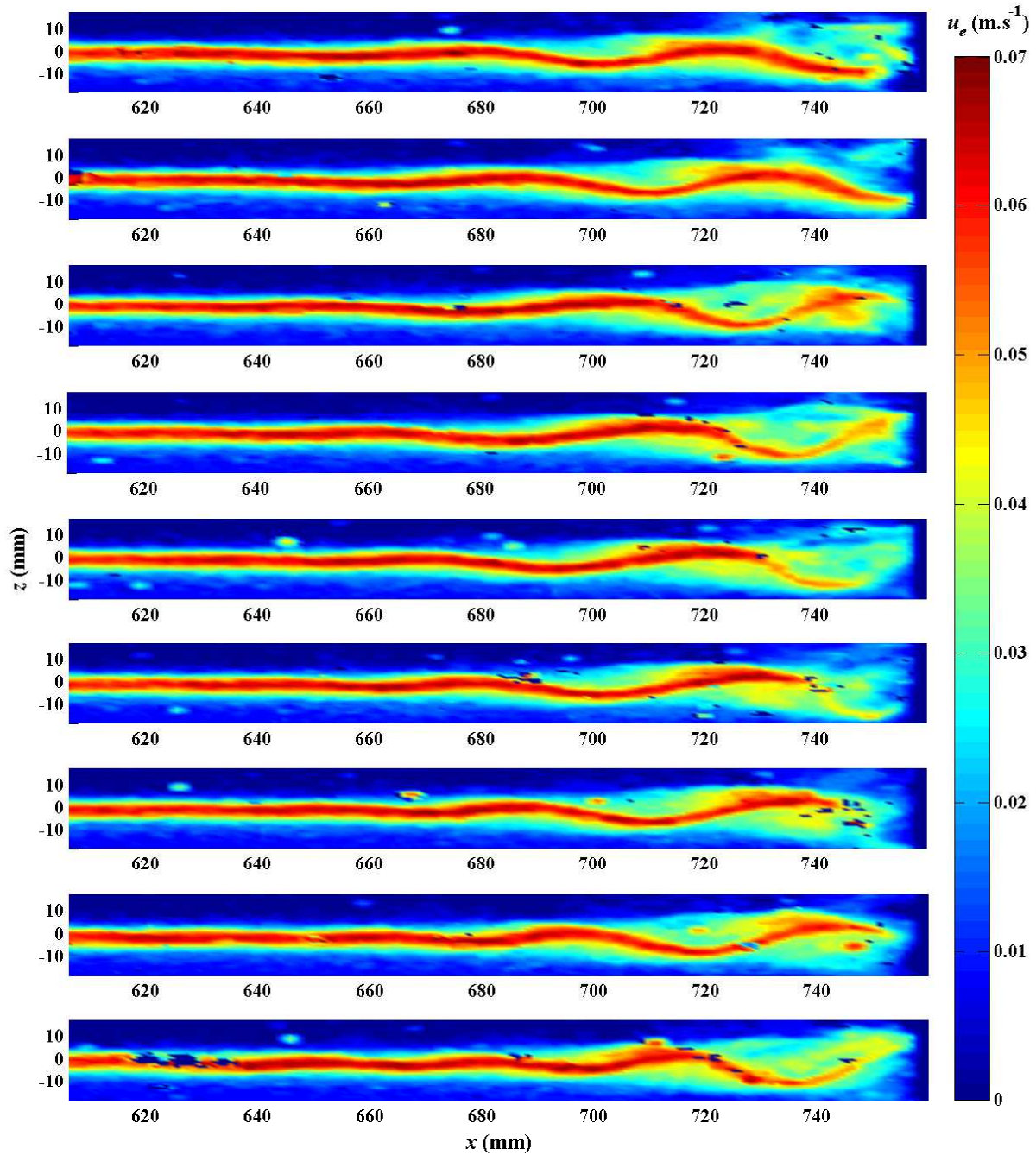


FIGURE 2.4.6: Evolution temporelle du champ de la vitesse axiale  $u_e$  dans le plan vertical  $Oxz$  passant par l'axe du transducteur. Ces champs ont été pris avec une fréquence d'acquisition de 3.75Hz, un peu plus de 7 min après la mise sous tension du transducteur. L'extrémité droite correspond à la plaque absorbante en extrémité de cuve. Le temps augmente de haut en bas de la figure.

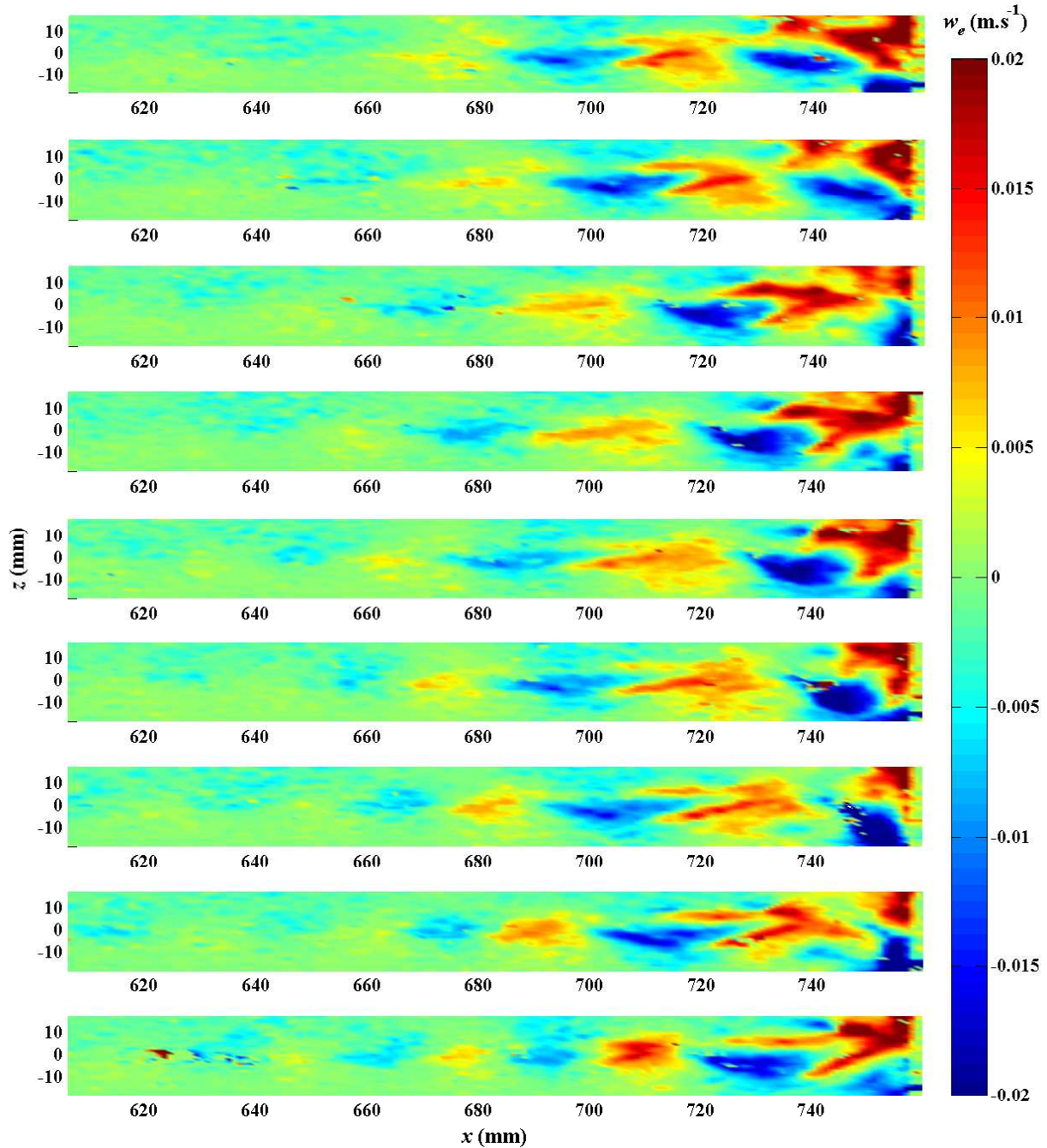


FIGURE 2.4.7: Evolution temporelle du champ de la vitesse transversale  $w_e$  dans le plan vertical  $Oxz$  passant par l'axe du transducteur. Le temps augmente de haut en bas de la figure : les champs sont séparés d'environ 267ms ( $\Delta t_{trame} = 3.75Hz$ ) et ont été pris un peu plus de 7 min après la mise sous tension du transducteur. L'extrémité droite correspond à la plaque absorbante en extrémité de cuve.



La littérature fait état d'écoulement laminaire comme Nowicki *et al.* [6], Hariharan *et al.* [13], Myers *et al.* [14], Kamakura *et al.* [8], Frenkel *et al.* [5] ou turbulent comme Lighthill [1], Schenker *et al.* [58], mais c'est la première fois qu'un tel comportement oscillatoire, d'un jet d'*acoustic streaming*, a pu être observé expérimentalement. L'apparition de l'oscillation peut être assimilée à la déstabilisation du jet et considérée comme la transition du régime laminaire au régime turbulent. Il est, pour l'instant, difficile de décrire de manière exacte le(s) mécanisme(s) responsable(s) de cette déstabilisation du jet mais on peut penser qu'elle résulte de la combinaison de plusieurs facteurs.

Les vitesses mises en jeu sont d'environ  $7\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$  : le nombre de Reynolds, basé sur le diamètre du transducteur, est alors de l'ordre de 2 000. Selon Bejan [59], le Reynolds critique de transition laminaire-turbulent pour un jet libre est d'environ 30. On se rend bien compte que, dans le cadre de notre expérience, on est bien au dessus de la limite donnée par Bejan.

Proche de la paroi absorbante en extrémité de cuve, l'écoulement est fortement tridimensionnel. Cette zone abrite en effet des rouleaux de recirculation tout autour du jet central. Il se peut, qu'à un certain temps, il apparaisse une certaine dissymétrie de ces rouleaux qui pourrait ainsi être à l'origine de la déformation du jet central qui se mettrait ainsi à osciller sinusoidalement.

Un caractère marquant de cette observation est que l'ondulation du jet s'amplifie jusqu'à donner l'image d'un écoulement turbulent, puis se restabilise jusqu'à un retour à la situation initiale d'un jet droit. On peut penser que c'est la force acoustique qui a un effet stabilisant sur l'écoulement. Après quelques minutes de stabilité, on observe à nouveau une déstabilisation et le processus se répète.

Pour conclure, la déstabilisation du jet est un phénomène observable, quantifiable et reproductible. L'oscillation a lieu aussi bien dans le plan horizontal  $Oxy$  que vertical  $Oxz$ , passant par l'axe du faisceau, mais il semble qu'elle ne soit pas simultanément présente dans les deux. Cependant, on peut avoir un basculement de l'oscillation du plan horizontal vers le plan vertical (et/ou l'inverse), auquel cas, on peut penser que le jet prend partiellement la structure d'un solénoïde pendant la transition. A ce stade de l'étude, il est encore délicat d'expliquer toutes les observations. En revanche, les points importants qui restent quand même à souligner sont que, suite à la reproductibilité du phénomène, le seuil de déstabilisation semble être autour de  $5.6\text{W}$  en puissance acoustique, et que l'on retrouve la même période spatiale et temporelle dans les deux plans : l'oscillation semble donc être bien structurée.

## 2.5 Conclusion

Dans notre démarche de modélisation de l'*acoustic streaming*, l'objectif du travail expérimental exposé dans ce second chapitre était de construire une base de données de référence. Dans ce contexte, un dispositif expérimental a été conçu : un transducteur piézo-électrique est introduit dans une cuve remplie d'eau. Deux plaques absorbantes, dont le rôle est double, y sont également placées : elles permettent d'éviter la formation d'ondes stationnaires et de délimiter la zone d'étude que sont, le champ proche et le champ lointain. Ce dispositif comprend également un ensemble d'appareils électroniques assurant l'alimentation électrique du

transducteur. Ce système électrotechnique permet de contrôler et de réguler la puissance électrique transmise au transducteur.

Si l'on a clairement montré qu'il permettait de transmettre une puissance acoustique constante sur une durée de plusieurs dizaines de minutes, certaines incohérences dans les indications données par nos appareils de mesures ont nécessité des mesures additionnelles. Le recours à une balance acoustique et la comparaison avec d'autres appareils de mesures, en collaboration avec le LabTau de l'INSERM, nous ont permis de connaître la correction à apporter aux indications de puissance électrique données par notre wattmètre pour évaluer la puissance acoustique effectivement transmise au fluide. Un certain silence dans les articles expérimentaux sur cette problématique, en particulier la confusion entre puissance électrique et acoustique, pose la question de la difficulté à comparer les résultats de plusieurs études.

Le faisceau acoustique est invisible et présente d'importantes variations spatiales dans un espace réduit. On a, malgré tout, cartographié de manière satisfaisante, le champ de pression acoustique aussi bien dans le plan horizontal  $Oxy$  que transversal  $Oyz$ , alors que les données du champ de pression, en particulier, les profils transversaux et longitudinaux, sont très rares dans la littérature associée à l'*acoustic streaming*.

Le jet hydrodynamique renferme une structure, qui, comme on l'a montré, est fortement corrélée à la forme du champ d'intensité acoustique. En champ proche, les variations spatiales de  $I_{ac}$  ont une influence certaine sur la forme des profils de vitesse transversaux et longitudinaux. En champ lointain, l'élargissement du jet dépend de la valeur de la puissance acoustique et semble résulter de la combinaison de deux phénomènes : la diffusion visqueuse et l'élargissement du faisceau acoustique par diffraction. Des observations inédites de la déstabilisation du jet ont également été faites ; elles ouvrent à notre sens le chemin de l'étude de la transition vers la turbulence.

Tous ces résultats seront utilisés dans les chapitres suivants en comparaison avec des résultats numériques, une analyse d'échelle ou encore des données de la littérature. On peut d'ores et déjà dire qu'ils mettent en évidence un lien fort entre les champs acoustique et hydrodynamique. Cela montre à la fois l'intérêt de notre approche de caractérisation systématique des deux champs et la nécessité, pour modéliser un écoulement d'*acoustic streaming*, d'utiliser un modèle de propagation acoustique adéquat. Si l'on compare la figure 1.1.4 de la solution analytique de l'intégrale de Rayleigh 1.1.7 et les figures 2.2.8 des mesures expérimentales, on se rend bien compte que cette solution analytique n'est pas appropriée pour ce qui est des variations transversales. On se propose donc dans le chapitre suivant de développer un modèle de pression acoustique plus conforme aux données expérimentales.



## Chapitre 3

# Modèle de propagation acoustique

Suite aux données expérimentales établies au chapitre 2, **il est primordial d'élaborer un modèle de propagation acoustique qui décrit de manière satisfaisante le champ de pression acoustique rayonné par le transducteur circulaire plan**, et ce, en vue du développement du modèle hydrodynamique qui sera présenté au chapitre 4. On se propose ici, de présenter les différentes solutions possibles et d'évaluer leur niveau de complexité nécessaire et suffisant. Certaines études utilisent, en effet, des modèles simplistes sans diffraction ni atténuation mais nos mesures de vitesse (§2.3.3, Chap. 2) montrent certaines limites de cette approche. Il y a donc un compromis à faire entre la légèreté de mise en oeuvre du modèle et sa capacité à représenter les phénomènes pertinents telles que la diffraction, l'atténuation ou encore les non-linéarités.

### 3.1 Modèle linéaire de propagation acoustique

Les hypothèses nécessaires au développement de ce premier modèle de propagation acoustique sont au nombre de trois :

**Hypothèse 1** : On se place dans le cadre de l'acoustique linéaire.

**Hypothèse 2** : L'émission d'ultrasons se faisant, expérimentalement, de manière continue, on considère la propagation acoustique en régime permanent.

**Hypothèse 3** : Le rayon de la source acoustique considérée est petit devant la longueur d'onde de l'onde acoustique [11].

La méthode que l'on propose de développer ici est basée sur le principe de Huygens-Fresnel. Tous les points d'une surface équiphasse peuvent être considérés comme des sources secondaires fictives, cohérentes entre elles, et émettant des ondes qui interfèrent pour construire le champ de pression rayonné au delà de la surface équiphasse considérée. La surface équiphasse à laquelle on s'intéresse ici est bien entendu la source acoustique.

#### 3.1.1 Calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh

Ce calcul consiste à discrétiser la source en éléments de surface  $dS$  pour calculer le champ de pression rayonné par le centre de chacune de ces surfaces élémentaires et sommer la contribution de chacun de ces points pour reconstruire l'amplitude du champ de pression acoustique totale (fig. 1.1.2).

### Discrétisation de la source

Discrétiser la source acoustique revient à la diviser en éléments de surface élémentaires  $dS = \sigma d\sigma d\alpha$ . On rappelle que les variables  $\sigma$  et  $\alpha$  désignent respectivement le rayon et l'angle qui permettent de repérer le point  $M_0$ , centre de l'élément de surface  $dS$  comme indiqué sur la figure 3.1.1.

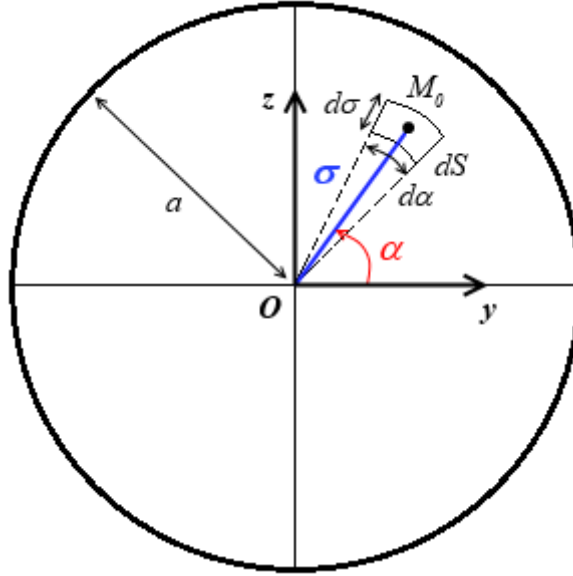


FIGURE 3.1.1: Schéma du principe de la discrétisation de la source acoustique pour le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh (éq. 1.1.6).

### Calcul de l'amplitude de la pression acoustique au point $M$

L'objectif est de calculer le champ de pression acoustique dans un domaine 3D en cartésien, de manière à intégrer le résultat dans un calcul de CFD (*Computational Fluid Dynamics*). Pour cette raison, on choisit de repérer le point  $M$  avec ses coordonnées cartésiennes  $(x, y, z)$ , mais de discrétiser la source circulaire en coordonnées polaires pour le point  $M_0 (0, \sigma \cos \alpha, \sigma \sin \alpha)$ .

On va donc évaluer la contribution de chaque source élémentaire  $M_0$  au point  $M$ . Pour ce faire, on utilise l'équation 1.1.6 dans laquelle la distance  $r'$  est définie par :

$$r' = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + \sigma^2 - 2\sigma y \cos \alpha - 2\sigma z \sin \alpha}. \quad (3.1.1)$$

Or considérer la source acoustique comme un ensemble de sources secondaires et non comme un mono-élément correspond à transformer une surface continue en une surface discrétisée. Cela équivaut finalement à convertir la double intégrale sur la surface  $S$  en une double somme sur le nombre  $n$  de positions radiales et sur le nombre  $m$  de positions angulaires telles que :

$$\mathbf{p}_{ac}(x, y, z) = \frac{i p_{max}}{2 \lambda} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \frac{e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + \sigma_n^2 - 2\sigma_n y \cos(\alpha_m) - 2\sigma_n z \sin(\alpha_m)}}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + \sigma_n^2 - 2\sigma_n y \cos(\alpha_m) - 2\sigma_n z \sin(\alpha_m)}} \sigma_n d\sigma d\alpha, \quad (3.1.2)$$

d'où

$$p_{ac}(x, y, z) = \frac{1}{2} \frac{p_{max}}{\lambda} \left| \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \frac{e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + \sigma_n^2 - 2\sigma_n y \cos(\alpha_m) - 2\sigma_n z \sin(\alpha_m)}}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + \sigma_n^2 - 2\sigma_n y \cos(\alpha_m) - 2\sigma_n z \sin(\alpha_m)}} \sigma_n d\sigma d\alpha \right|. \quad (3.1.3)$$

Pour des raisons d'axisymétrie, si l'on veut calculer le champ de pression dans le plan  $Oxy$  seulement, il suffit de supprimer le terme  $2\sigma_n z \sin(\alpha_m)$  dans le numérateur et le dénominateur de la double somme. En outre, les sources élémentaires comprises entre 0 et  $\pi$  jouent un rôle symétrique par rapport aux sources élémentaires comprises entre  $\pi$  et  $2\pi$ . Aussi, pour éviter de comptabiliser deux fois la même contribution au champ de pression acoustique et, dans un souci de gain de temps, on ne discrétise la source qu'entre les angles 0 et  $\pi$ . Un facteur 2 est alors rajouté à l'équation 3.1.3.

### Etude de la discrétisation de la source

On cherche à valider le nombre nécessaire de sources élémentaires pour le calcul de l'équation 3.1.3. Pour ce faire, on a choisi de fixer  $p_{max}$  à  $2.5 \times 10^5 Pa$  et le diamètre  $d_s$  à 28.5mm, ce qui correspond approximativement au cas expérimental. Le maillage du domaine fluide est également fixé sur  $x$  :  $[0 : 0.1 : 640]mm$  et sur  $y$  :  $[-35 : 0.1 : 35]mm$ , soit 4 487 101 points (on utilise le même maillage que pour la solution analytique de l'intégrale de Rayleigh). Considérons une discrétisation, dite « de référence », composée de 100 rayons  $\sigma$  et de 100 angles  $\alpha$  entre 0 et  $\pi$ , soit 10 001 sources secondaires. On se propose de comparer, à cette discrétisation de référence, le calcul pour différentes autres discrétisations : 10 par 10, 25 par 25, 50 par 50 et 75 par 75. La figure 3.1.2 représente des profils longitudinaux de l'amplitude de la pression acoustique en champ proche pour les discrétisations citées. Cette zone très proche de la source a été choisie car c'est l'endroit où les résultats sont les plus sensibles à la discrétisation de la source. Ces tracés montrent que les discrétisations de 10 par 10 et 25 par 25 sont insuffisantes. Pour quantifier l'écart, sur tout le maillage de calcul, des discrétisations à la discrétisation de référence, on se sert de la grandeur  $\chi$  utilisée usuellement dans la méthode des moindres carrés. La valeur du  $\chi$  pour celles de 50 par 50 et 75 par 75, en comparaison, sur l'ensemble du champ de pression, avec la discrétisation de référence (100x100) est de  $\chi_{50} = 105.5 Pa$  et  $\chi_{75} = 4.1 Pa$  soit, respectivement, 0.04% et 0.0016% de l'amplitude de la pression maximale. Les écarts sont donc très faibles sur l'ensemble du champ de pression. De surcroît, le tracé des profils transversaux aussi bien en champ lointain (fig. 3.1.3) qu'en champ proche (fig. 3.1.4) montre une infime différence entre les trois discrétisations les plus fines. En conclusion, on choisit de discrétiser la source acoustique avec 100 rayons  $\sigma$  et 100 angles  $\alpha$  entre 0 et  $\pi$ . Cette discrétisation est illustrée sur figure 3.1.5a et 3.1.5b. Le calcul est fait sous *Matlab*<sup>TM</sup> et il faut environ 5h pour calculer le champ en chacun des 4 487 101 points du maillage avec une discrétisation de la source de 100x100, sur une station de calcul.

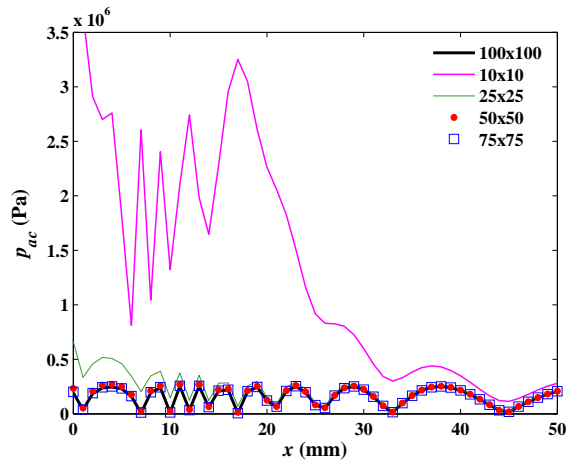


FIGURE 3.1.2: Zoom en champ proche sur les profils longitudinaux de l'amplitude de pression acoustique pour différentes discrétisations de la source ; calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh avec les paramètres  $p_{max} = 2.5 \times 10^5 Pa$  et  $d_s = 28.5 mm$ .

### 3.1.2 Comparaison des deux méthodes d'intégration

Deux méthodes de calcul de l'intégrale de Rayleigh (éq. 1.1.6) ont été développées. Le principe de ces résolutions est de découper la source acoustique et de sommer le champ de pression acoustique rayonné par chacune de ces parties. Pour obtenir l'expression correspondant à la solution analytique, le découpage de la source se fait en couronnes concentriques alors que pour le calcul numérique, le découpage se fait en éléments de surface  $dS$ .

Les figures 3.1.6a et 3.1.6b représentent les profils transversaux de l'amplitude de la pression calculée en  $x = L_f$  et  $x = 2L_f$ , avec les deux modèles. Rappelons que dans l'expérience, ces positions se situent respectivement à un peu moins du tiers et un peu plus de la moitié de la longueur de la cuve. Dans la solution analytique de l'intégrale de Rayleigh, les minimums entre les lobes successifs valent rigoureusement zéro du fait de la fonction de Bessel cardinale d'ordre 1. Dans le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh, ces minimums décroissent au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'origine mais ne valent pas zéro, et ce, quelle que soit la discrétisation de la source ou le maillage du domaine fluide. Cette tendance est également présente dans les mesures expérimentales (fig. 2.2.8). De surcroît, plus on s'éloigne de la source et plus l'évolution transversale de la solution analytique (éq. 1.1.7) et du calcul numérique (éq. 3.1.3) de  $p_{ac}$  se rapprochent. L'évolution de  $p_{ac}$  en Bessel cardinale n'est finalement valable qu'en champ très lointain qui peut être définie par le critère suivant :  $x \gg L_f$ . On rappelle que le champ lointain a été défini en annexe A, par le critère  $r \gg a$ . L'expression de l'équation 1.1.7 restitue donc mal le champ de pression acoustique dans le volume de la cuve qui est en champ lointain et c'est l'équation 3.1.3 que l'on choisit d'ajuster et de comparer aux données expérimentales.

Les profils longitudinaux sur l'axe obtenus par les deux méthodes sont donnés en figure 3.1.7a. Ces tracés se superposent parfaitement. Puisque l'équation 1.1.7 est une solution analytique exacte sur l'axe, c'est une validation supplémentaire du choix de la discrétisation de la source dans l'équation 3.1.3. En outre, un zoom sur la zone du champ proche, jusqu'à l'avant dernier minimum, est également fourni en figure 3.1.7b. On note sur ces profils, qu'en se rapprochant de la source, les minimums ne sont pas rigoureusement à zéro. Ceci est un effet de maillage du domaine fluide et non de la discrétisation de la source acoustique. Si l'on avait voulu reproduire rigoureusement ces zéros, on aurait positionné des noeuds aux lieux des minimums prévus par l'équation A.0.7. Les quelques points du calcul numérique au

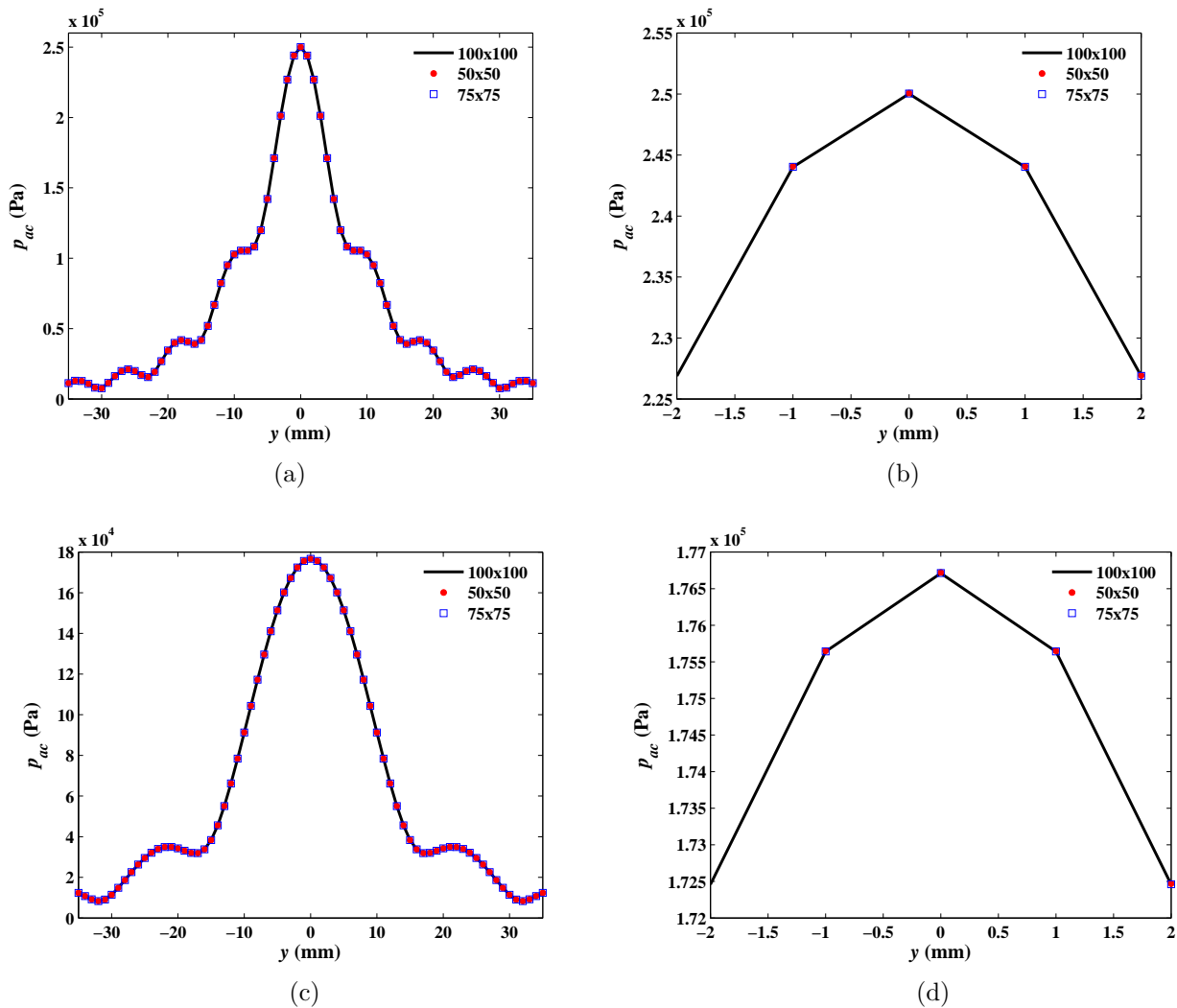


FIGURE 3.1.3: Profils transversaux de l'amplitude de pression acoustique en champ lointain. Calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh pour trois discrétisations différentes de la source (a) et (b) en  $x = L_f (\approx 274\text{mm})$ , (c) et (d) en  $x = 2L_f (\approx 549\text{mm})$ . (b) et (d) représentent un zoom sur le maximum de l'amplitude de la pression des profils en (a) et (c) respectivement. Les paramètres du calcul sont  $p_{max} = 2.5 \times 10^5 \text{Pa}$  et  $d_s = 28.5\text{mm}$ . On voit que sur ces quatre graphiques, les solutions obtenues avec ces trois discrétisations se superposent parfaitement.



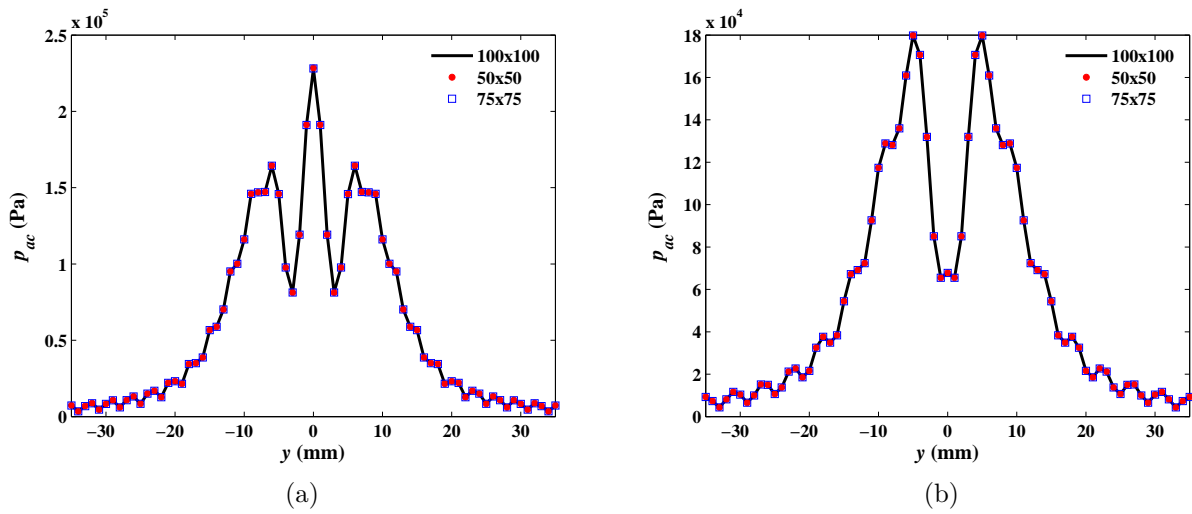


FIGURE 3.1.4: Profils transversaux de l'amplitude de pression acoustique en champ proche. Calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh pour trois discrétisations différentes de la source (a) en  $x = 100\text{mm}$  et (b) en  $x = 150\text{mm}$  (distances au transducteur). Les paramètres du calcul sont  $p_{max} = 2.5 \times 10^5 \text{Pa}$  et  $d_s = 28.5\text{mm}$ . On voit que sur ces deux graphiques, les solutions obtenues avec ces trois discrétisations se superposent parfaitement.

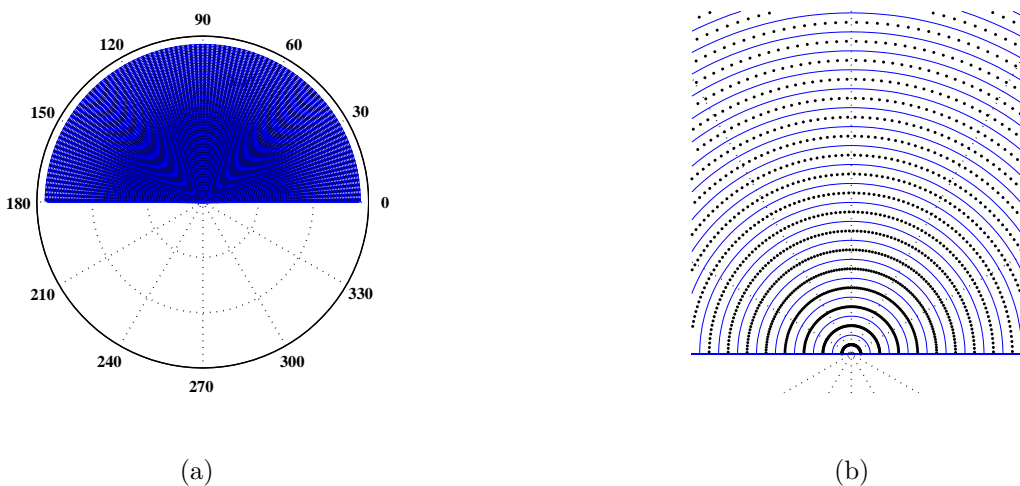


FIGURE 3.1.5: Illustration de la discrétisation de la source acoustique avec 100 rayons  $\sigma$  et 100 angles  $\alpha$ ; (a) disque complet et (b) zoom sur le centre.

dessus de la valeur maximale de  $2.5 \cdot 10^5 Pa$  en champ très proche sont dus aux interférences très complexes entre les nombreuses sources ponctuelles illustrées sur la figure 3.1.5.

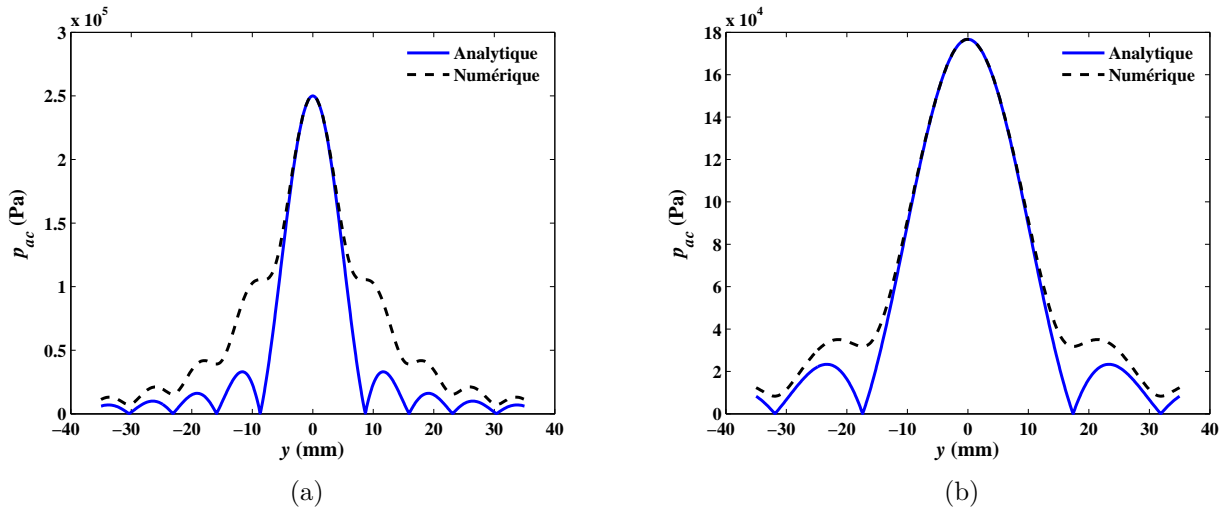


FIGURE 3.1.6: Comparaison des profils transversaux (a) en  $x = L_f$  (274mm), (b) en  $x = 2L_f$  (549mm) de l'amplitude de la pression calculée analytiquement et numériquement avec l'intégrale de Rayleigh. Les paramètres des calculs sont  $p_{max} = 2.5 \cdot 10^5 Pa$  et  $d_s = 28.5mm$ . Le maillage utilisé comprend un point tous les dixièmes de millimètres sur l'axe  $x$ , de 0 à 640mm du transducteur, et sur l'axe  $y$  entre -35 et +35mm.

## 3.2 Ajustement par la méthode des moindres carrés

Afin d'évaluer l'adéquation du modèle de pression aux données expérimentales, on se propose d'ajuster le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh (éq. 3.1.3) sur les champs acoustiques expérimentaux. Pour ce faire, on va utiliser la méthode d'ajustement par les moindres carrés. Puisque la force acoustique est proportionnelle à l'intensité acoustique, c'est sur cette grandeur que l'on choisit d'ajuster le modèle acoustique, et non sur les champs de pression. C'est un processus itératif qui ajuste la valeur des paramètres jusqu'à minimiser la valeur de la fonction  $\chi$  :

$$\chi = \sqrt{\frac{1}{N_x N_y} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \left[ I_{ac_{th}}(x_i, y_j) - I_{ac_{exp}}(x_i, y_j) \right]^2} \quad (3.2.1)$$

avec  $N_x$  et  $N_y$  le nombre de points de calcul du domaine fluide sur l'axe  $x$  et  $y$  respectivement. L'intensité acoustique est donnée de manière générale, pour une onde plane, par  $I_{ac} = p_{ac}^2 / (2\rho c)$  [11]. La fonction  $\chi$  n'est autre que la moyenne de la somme des écarts entre le numérique et l'expérimental, au carré. Autrement dit, lorsqu'elle aura été minimisée, on aura atteint « les moindres carrés ».

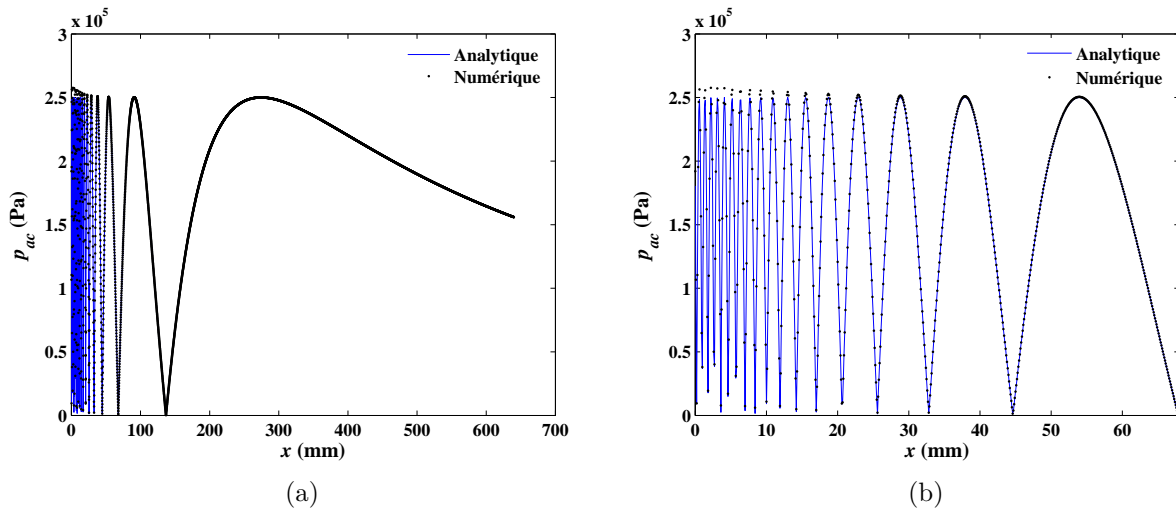


FIGURE 3.1.7: Comparaison des profils longitudinaux de l'amplitude de la pression calculée analytiquement et numériquement avec l'intégrale de Rayleigh (a). Un zoom en champ proche jusqu'à l'avant dernier minimum est fourni en (b). Les paramètres des calculs sont  $p_{max} = 2.5 \times 10^5 Pa$  et  $d_s = 28.5 mm$ . Le maillage utilisé comprend un point tous les dixièmes de millimètres sur l'axe  $x$ , de 0 à 640mm du transducteur, et sur l'axe  $y$  entre -35 et +35mm.

Les paramètres d'ajustement choisis sont au nombre de deux. Il s'agit de l'amplitude maximale de la pression  $p_{max}$  et du diamètre du transducteur  $d_s$ .

Le paramètre  $p_{max}$  ne joue pas de rôle majeur dans l'ajustement car il n'est qu'un facteur d'échelle. On décide cependant de le conserver dans la mesure où l'on raisonne sur des quantités dimensionnelles. En revanche, le diamètre  $d_s$  du transducteur qui est en réalité le diamètre effectif du transducteur, est primordial car c'est ce paramètre qui va nous permettre d'ajuster la longueur du champ proche  $L_f$  (éq. 1.1.2) et l'angle de diffraction  $\theta_{diff}$  (éq. 1.1.3). On rappelle que  $f$  et  $c$  peuvent être considérées comme parfaitement connues et fixées à :  $f = 2 MHz$  et  $c = 1480 m.s^{-1}$ .

Compte tenu du fait que l'hydrophone ne permet pas d'avoir une résolution spatiale suffisante en champ proche, l'ajustement est réalisé en intensité acoustique sur les mesures effectuées en champ lointain de 285 à 640mm du transducteur. La valeur du  $\chi$  ainsi obtenue après minimisation est de  $426 W.m^{-2}$ , soit 0.02% de l'intensité maximale,  $I_{max} = 20772 W.m^{-2}$ , atteinte en  $x = L_f$ . Ce calcul est fait avec une discrétisation de  $100 \times 100$  de la source et le maillage expérimental (*cf.* Chap.2 §2.2.2) pour le domaine fluide soit  $N_x = 356$  et  $N_y = 51$ . Les valeurs des paramètres d'ajustement sont de  $247\,959 Pa$  pour  $p_{max}$  et  $28.5 mm$  pour  $d_s$ , soit une longueur de Fresnel de  $274.4 mm$  et un angle de diffraction de  $1.8^\circ$ ; à titre d'illustration, le diamètre du faisceau acoustique vaut deux fois le diamètre effectif du transducteur à  $1\,800 mm$ , soit deux fois la longueur de la cuve. Réciproquement, le diamètre du faisceau en bout de cuve vaut  $1.7$  fois le diamètre effectif de la source. La valeur du diamètre  $d_s$  correspond bien à la valeur que l'on pouvait prévoir d'après les données du constructeur ( $29 mm$ ). On peut en effet penser qu'il existe des contraintes tout autour de la membrane, du fait du maintien de celle-ci. Ces contraintes empêcheraient alors la partie périphérique de la membrane de contribuer au champ de pression acoustique. C'est la raison pour laquelle on peut s'attendre à ce que le rayon effectif soit légèrement plus petit que le rayon physique de la membrane du transducteur.

La superposition des profils transversaux (fig 3.2.1a et 3.2.1b) et longitudinaux (fig 3.2.1c) d'intensité acoustique expérimentale et ajustée, en champ lointain, montrent une bonne concordance. En particulier, le modèle numérique prend bien en compte l'élargissement du faisceau par diffraction. En outre, l'écart présent au niveau du maximum d'intensité sur les profils transversaux représente environ 4% de l'amplitude maximale de l'intensité acoustique expérimentale aussi bien en  $x = L_f$  qu'en  $x = 2L_f$ . Cet écart est bien inférieur à la précision de mesure de l'hydrophone, donnée par le constructeur, qui est de  $\pm 13\%$  pour la pression, soit  $\pm 28\%$  pour l'intensité acoustique. En outre, les fluctuations sur le profil longitudinal expérimental (fig. 3.2.1c) représentent moins de 10% du maximum d'intensité acoustique expérimentale et peuvent être attribuées aux réflexions sur le support de l'hydrophone et aux vibrations dues aux moteurs de déplacement. On rappelle que ce profil est issu de la cartographie totale du champ lointain qui a duré plus de trois jours (*cf.* Chap.2 §2.2.2); la mesure est donc plus assujettie à ces contraintes de mesure auxquelles on peut rajouter la stabilité de la régulation qui peut varier sur un temps d'alimentation électrique aussi long.

Puisque l'ajustement aux mesures expérimentales est fait uniquement sur le champ lointain, on calcule, en champ proche, le champ de pression avec les paramètres d'ajustement. Les figures 3.2.2 illustrent bien les difficultés liées à la structure du champ proche, notamment les difficultés de mesures dues aux fortes variations spatiales. C'est d'ailleurs pour cette raison que l'on a choisi d'ajuster le modèle de pression en champ lointain uniquement. Sur la figure 3.1.7, l'avant dernier maximum en  $x = 100\text{mm}$  correspond à un maximum très local si l'on considère le profil transversal au même  $x$  sur la figure 3.2.2a. De même, le dernier minimum en  $x = 150\text{mm}$  correspond à un minimum très local si l'on considère le profil transversal au même  $x$  sur la figure 3.2.2b. Outre le caractère élancé du champ du faisceau acoustique, ceci témoigne des difficultés de mesure avec un hydrophone de 1mm de diamètre et une précision de mesure de 13% sur la pression, de la finesse nécessaire du maillage et de la sensibilité à l'alignement entre l'axe de déplacement de l'hydrophone et l'axe acoustique réel. Malgré tout, on retrouve un bon accord entre les mesures expérimentales et le modèle acoustique en champ proche.

En définitive, afin d'illustrer l'adéquation des modèles de pression avec les mesures, on représente le champ d'amplitude de la pression acoustique expérimentale (fig. 3.2.3a) et les champs issus du calcul de l'intégrale de Rayleigh numérique (fig. 3.2.3b) et analytique (fig. 3.2.3c), dans le plan longitudinal horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur. La comparaison de la cartographie expérimentale (fig. 3.2.3a) avec celle obtenue à partir de l'expression analytique (fig. 3.2.3c) montre bien que cette dernière n'a de validité que loin de la source malgré le fait qu'elle soit exacte sur l'axe en  $y = 0$ .

### 3.3 Influence de l'atténuation

Les ouvrages de référence [11] [44], présentant l'intégrale de Rayleigh, ne considèrent, en général, pas l'atténuation  $e^{-\alpha_{ac}r}$ , où  $\alpha_{ac}$  représente le coefficient d'atténuation acoustique en

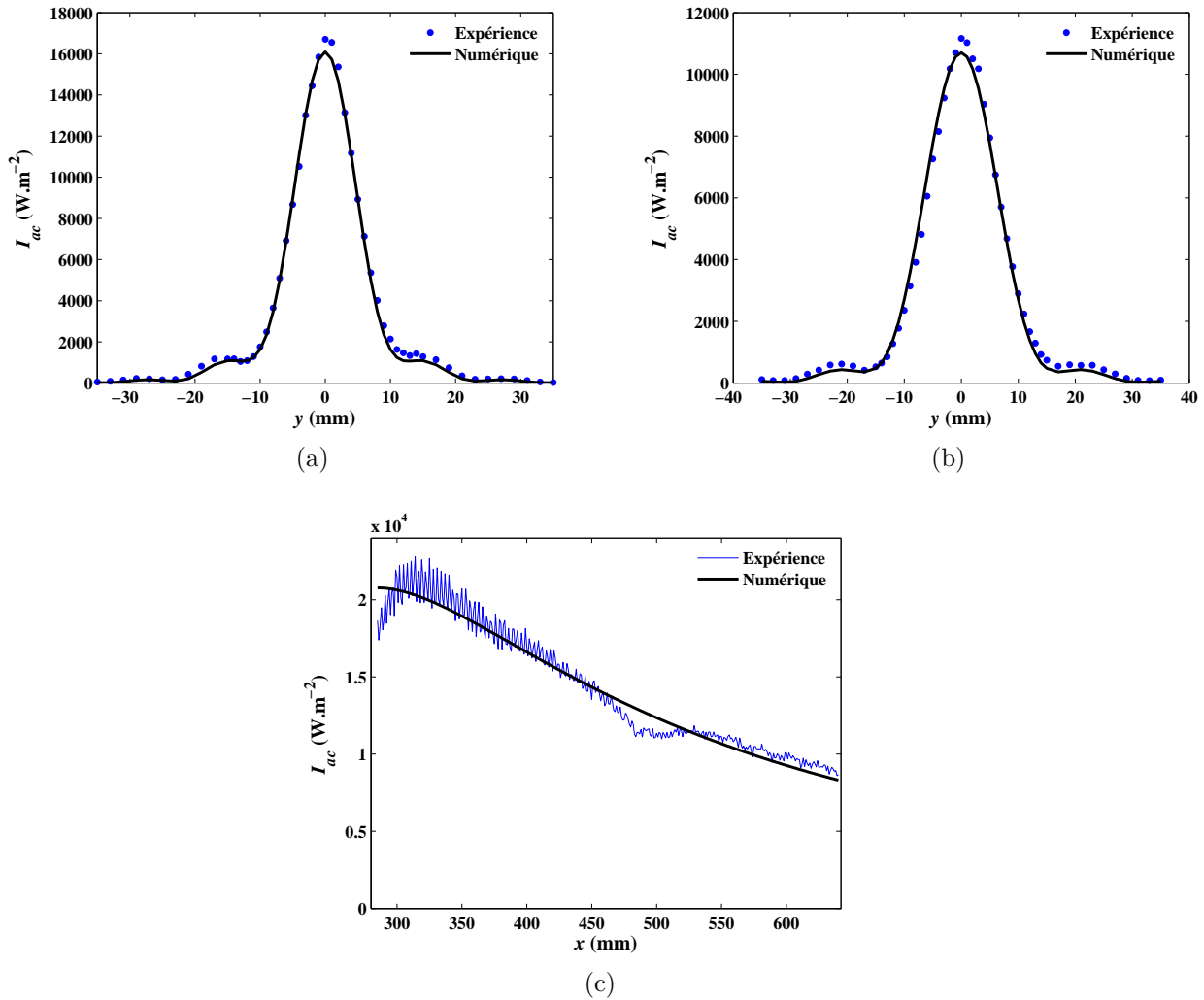


FIGURE 3.2.1: Comparaison entre les profils d'intensité acoustique mesurés et ceux calculés numériquement par l'intégrale de Rayleigh (éq. 3.1.3) en champ lointain : (a) profils transversaux en  $x = L_f (\approx 274\text{mm})$ , (b) profils transversaux en  $x = 2L_f (\approx 549\text{mm})$  et (c) profils longitudinaux. Les paramètres utilisés,  $p_{max} = 247\,959\text{Pa}$  et  $d_s = 28.5\text{mm}$ , sont ceux issus de l'ajustement par la méthode des moindres carrés.

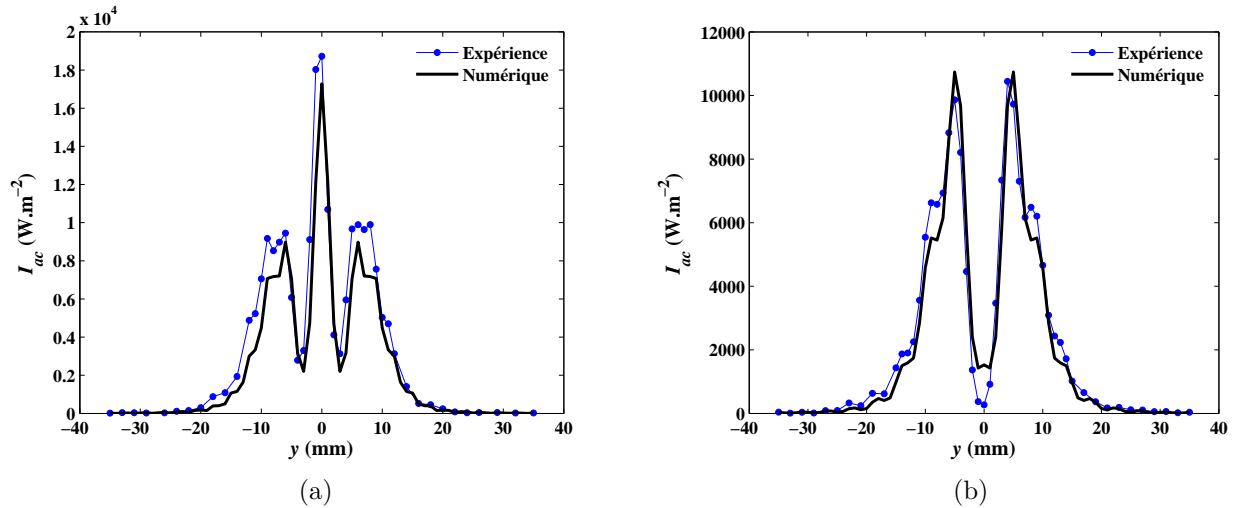


FIGURE 3.2.2: Comparaison entre les profils transversaux d'intensité acoustique mesurés et ceux calculés numériquement par l'intégrale de Rayleigh (éq. 3.1.3) en champ proche (a) en  $x = 100\text{mm}$  et (b) en  $x = 150\text{mm}$ . Les paramètres sont :  $p_{max} = 247\,959\text{Pa}$  et  $d_s = 28.5\text{mm}$ .

amplitude (éq. 1.1.1) et  $r'$  la distance à la source (éq. 3.1.1). Jusqu'à présent, la décroissance de l'amplitude de la pression acoustique s'opérait par conservation d'énergie avec l'élargissement du faisceau par diffraction. Sur la figure 3.3.1 on a superposé l'intensité acoustique calculée avec l'intégrale de Rayleigh numérique, sans et avec atténuation, et ajustée sur les mesures expérimentales dans le champ lointain. Le tracé des courbes montre que l'écart est très faible (d'autant plus que l'échelle des ordonnées ne commence pas à zéro) : il vaut moins de 2% sur la longueur de la cuve. En outre, la valeur du  $\chi$  pour l'ajustement par les moindres carrés avec atténuation est de  $413\text{Pa}$  et les paramètres d'ajustement valent  $255\,553\text{Pa}$  pour l'amplitude de pression maximale et  $29.3\text{mm}$  pour le diamètre effectif ; pour rappel, les paramètres ajustés sans atténuation sont  $p_{max} = 247\,959\text{Pa}$  et  $d_s = 28.5\text{mm}$ . Ces valeurs sont donc très proches de celles obtenues pour l'ajustement sans atténuation qui donnait  $\chi = 426\text{Pa}$ .

L'atténuation n'est pas tout à fait négligeable puisqu'en  $x = L_f$ , théoriquement, on peut estimer que l'intensité ne vaut plus que  $e^{-2\alpha_{ac}L_f}$  ( $\approx 0.95$ ) fois ce qu'elle vaudrait sans atténuation. En revanche, sur la longueur de la zone où l'on a étudié l'écoulement, (de  $L_f$  à  $2.5L_f$ ) elle joue très peu (fig. 3.3.1). Le fait qu'on l'ait négligée a été compensé par une légère augmentation de  $p_{max}$  ( $\approx 3\%$ ) qui correspond à l'atténuation entre  $x = 0$  et  $x = L_f$  (pour la pression, la valeur atténuée est calculée par  $e^{-\alpha_{ac}L_f} \approx 0.97$ ). Le champ utilisé est donc bon mais il faudra intégrer cet écart en terme de puissance lors de la comparaison entre l'expérience et le numérique. Dans cette thèse, les calculs seront faits sans atténuation bien que sa prise en compte est négligeable en terme de coûts numériques.

### 3.4 Ondes planes progressives sinusoïdales

Les mesures expérimentales présentées jusqu'ici ne permettent pas de reconstituer dans le détail la cartographie du déphasage car le pas du maillage utilisé sur l'axe  $x$  ( $1\text{mm}$ ) est supérieur à la longueur d'onde des ondes acoustiques ( $0.74\text{mm}$ ). Dans la mesure où le calcul

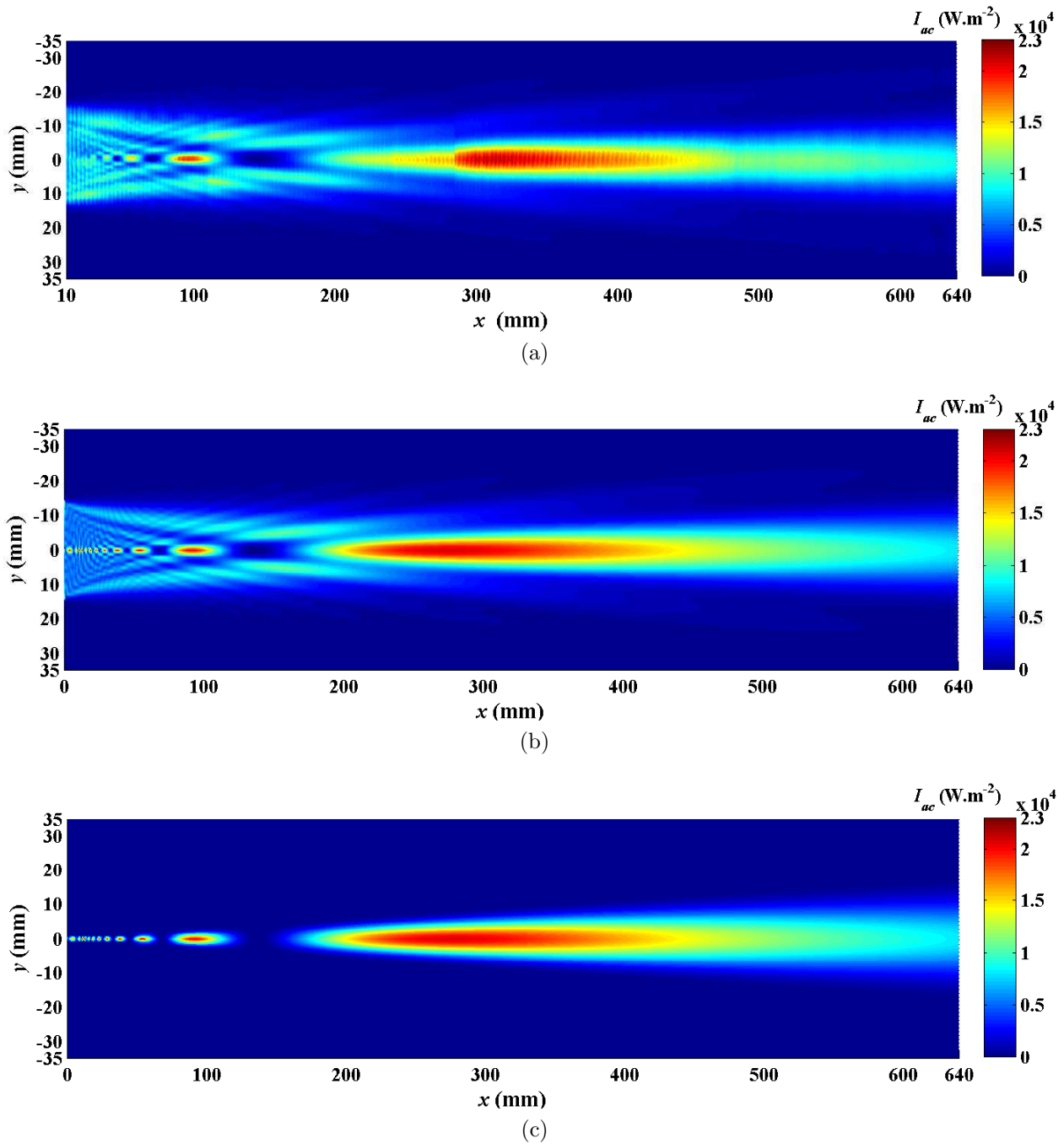


FIGURE 3.2.3: Cartographie de l'intensité acoustique : (a) expérience, (b) calcul numérique (éq. 1.1.7) et (c) solution analytique (éq. 3.1.3) de l'intégrale de Rayleigh, dans le plan horizontal  $Oxy$  passant par l'axe du transducteur. L'intégrale de Rayleigh est évaluée avec les paramètres d'ajustement en champ lointain :  $p_{max} = 247\,959\text{Pa}$  et  $d_s = 28.5\text{mm}$ . Le maillage du champ d'intensité expérimental est celui détaillé au §2.2.2 du chapitre 2. Le maillage utilisé pour évaluer l'intégrale de Rayleigh est proche du maillage de mesure :  $[0 : 1 : 640]\text{mm}$  sur  $x$  et  $[-35 : 1 : 35]\text{mm}$  sur  $y$ .

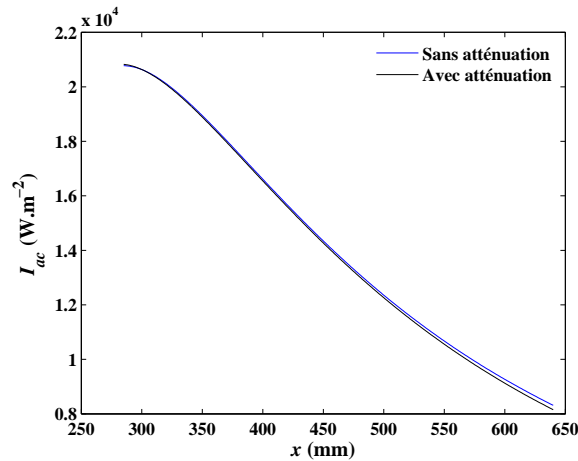


FIGURE 3.3.1: Profils longitudinaux d'intensité acoustique calculée numériquement avec l'intégrale de Rayleigh ajustée aux mesures expérimentales dans le champ lointain sans atténuation et avec atténuation.

numérique de l'intégrale de Rayleigh a été ajusté et validé, on propose d'utiliser ces données numériques pour le calcul du déphasage défini par :

$$\varphi = \arctan \left( \frac{Re(\mathbf{p}_{ac})}{Im(\mathbf{p}_{ac})} \right), \quad (3.4.1)$$

où  $Re(\mathbf{p}_{ac})$  représente la partie réelle et  $Im(\mathbf{p}_{ac})$  la partie imaginaire de l'amplitude complexe de la pression acoustique.

Le tracé de  $\varphi$  permet de donner une représentation de la planéité des ondes. Sur les figures 3.4.1a et 3.4.1b, on représente donc le déphasage en champ proche entre 0 et 5cm, et entre 10 et 15cm du transducteur, respectivement. Sur ces cartographies, il semblerait que le front d'onde de l'onde acoustique soit plan dans le diamètre du faisceau et courbé en dehors.

Le déphasage est également représenté en champ lointain à plusieurs endroits : autour de  $x = L_f$  (fig. 3.4.2c),  $x = 1.5L_f$  (fig. 3.4.2d),  $x = 2L_f$  (fig. 3.4.2e) et  $x = 2.5L_f$  (fig. 3.4.2f), ainsi qu'en champ proche, à nouveau, autour de  $x = 100mm$  (fig. 3.4.2a) et  $x = 150mm$  (fig. 3.4.2b), mais sur des zones plus étroites.

Si l'on considère les profils transversaux de  $\varphi$  à 100mm (fig. 3.4.3a), 150mm (fig. 3.4.3c) et 549mm du transducteur (fig. 3.4.3e), on se rend compte que l'onde n'est pas complètement plane. En revanche, en champ lointain, le décalage en  $x$  de l'isovaleur du déphasage entre  $y=0mm$  et  $y=\pm 35mm$  est d'environ 0.5mm soit moins de 1% de la longueur totale de l'axe des  $y$  et plus petit que la longueur d'onde. De même, en champ proche, le décalage en  $x$  de l'isovaleur du déphasage entre  $y=0mm$  et  $y=\pm 20mm$ , c'est à dire un peu plus que le rayon du faisceau acoustique, représente moins de 1% des 40mm en  $y$ ; ce décalage est donc, également, plus petit que la longueur d'onde des ondes acoustiques. En définitive, on peut considérer que le front d'onde de l'onde acoustique est plan aussi bien en champ proche qu'en champ lointain.

En outre, on retrouve une grande similitude entre les fortes variations transversales du déphasage (fig. 3.4.3a et 3.4.3c) et celles de l'amplitude de la pression acoustique (fig. 3.4.3b et 3.4.3d). De même, le caractère plus lissé de l'amplitude de pression acoustique en champ lointain (fig. 3.4.3f) se remarque également sur le déphasage (fig. 3.4.3e).



Il faut bien se souvenir que ces effets de non planéité du front d'onde sont très locaux. Or, dans son développement théorique (Chap. 1, §1.2.4.1), Nyborg moyenne les équations du mouvement (éq. 1.2.17) sur la période acoustique afin de s'affranchir de ces variations locales liées à la propagation acoustique : l'approximation des ondes planes est donc légitimée.

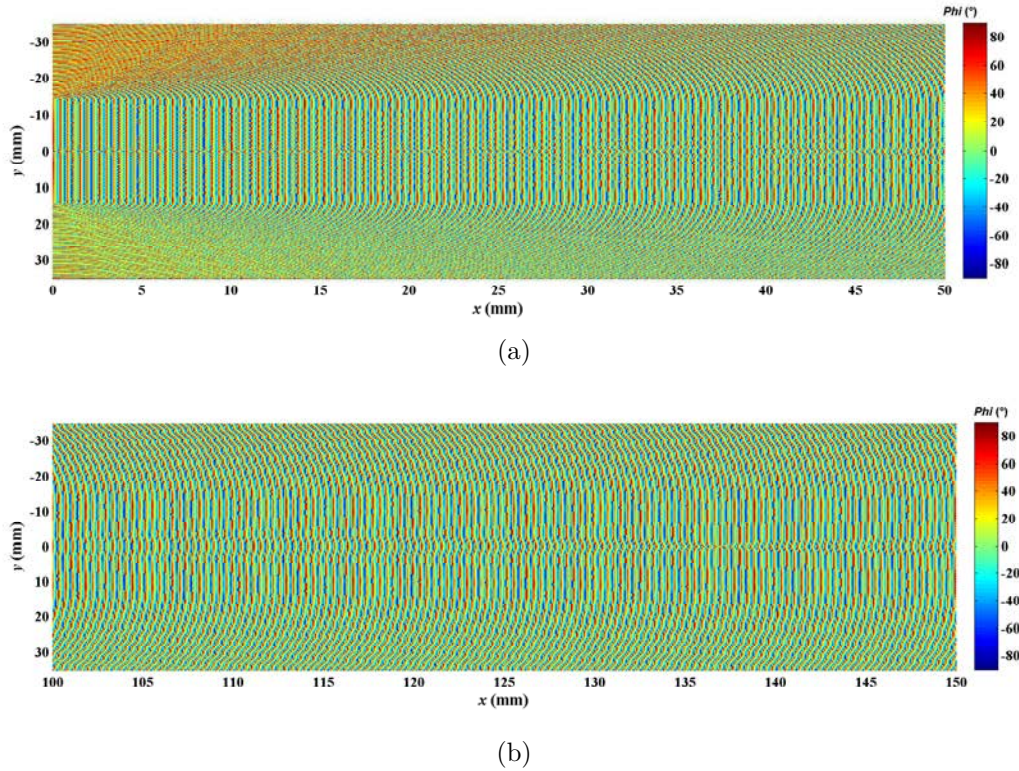


FIGURE 3.4.1: Cartographie du déphasage  $\varphi$  (éq. 3.4.1) en champ proche de (a) 0 à 5cm et (b) 10 à 15cm du transducteur. La phase est évaluée à partir des parties réelle et imaginaire de l'amplitude complexe de la pression acoustique obtenue par le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh avec les paramètres ajustés ( $p_{max} = 247\,959 Pa$  et  $d_s = 28.5 mm$ ), sur un maillage comprenant un point tous les dixièmes de millimètre.

### 3.5 Bilan et conclusion

Pour conclure, on dispose de deux modèles de propagation acoustique pour reconstituer le champ de pression acoustique : la solution analytique et le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh, ainsi que l'équation de KZK. Les avantages et les inconvénients des différents modèles sont recensés dans le tableau 3.1.

La solution analytique (éq. 1.1.7) est exacte sur l'axe acoustique mais approchée et valable en champ lointain asymptotique ( $x \gg L_f$ ) uniquement, en dehors de l'axe. Cette dernière

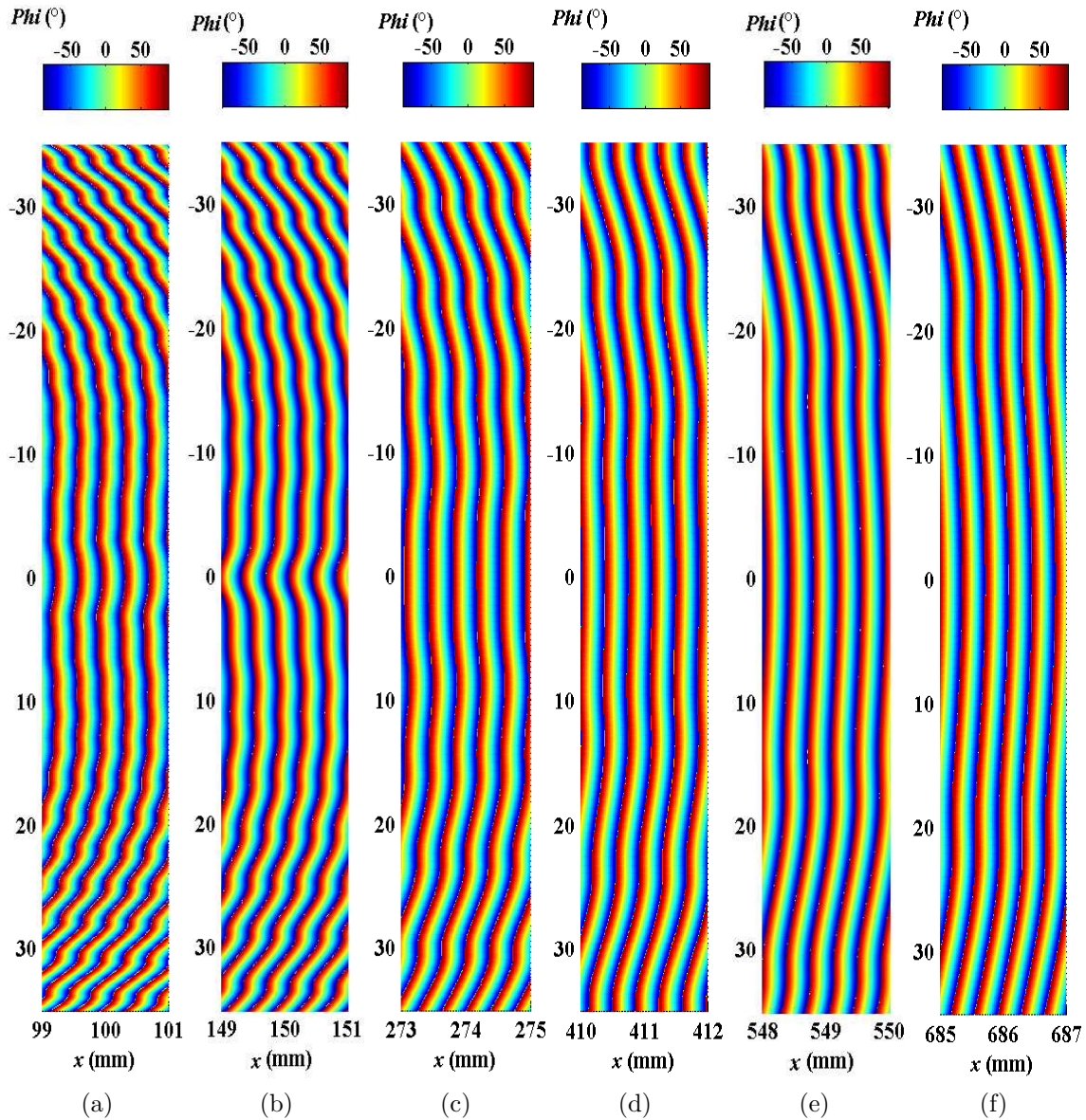


FIGURE 3.4.2: Cartographie du déphasage  $\varphi$  (éq. 3.4.1) en champ proche de (a) 99 à 101mm et (b) 149 à 150mm du transducteur, et en champ lointain de (c) 273 à 275mm, (d) 410 à 412mm, (e) 548 à 550mm et (f) 685 à 687mm du transducteur. La phase est évaluée à partir des parties réelle et imaginaire de l'amplitude complexe de pression acoustique obtenue par le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh avec les paramètres ajustés ( $p_{max} = 247959Pa$  et  $d_s = 28.5mm$ ), sur un maillage comprenant un point tous les centièmes de millimètre. A noter que la distance sur l'axe des  $x$  est de 2mm alors qu'elle est de 70mm sur l'axe des  $y$ , et que l'échelle de l'axe des abscisses est 5 fois plus grande que l'échelle de l'axe des ordonnées.

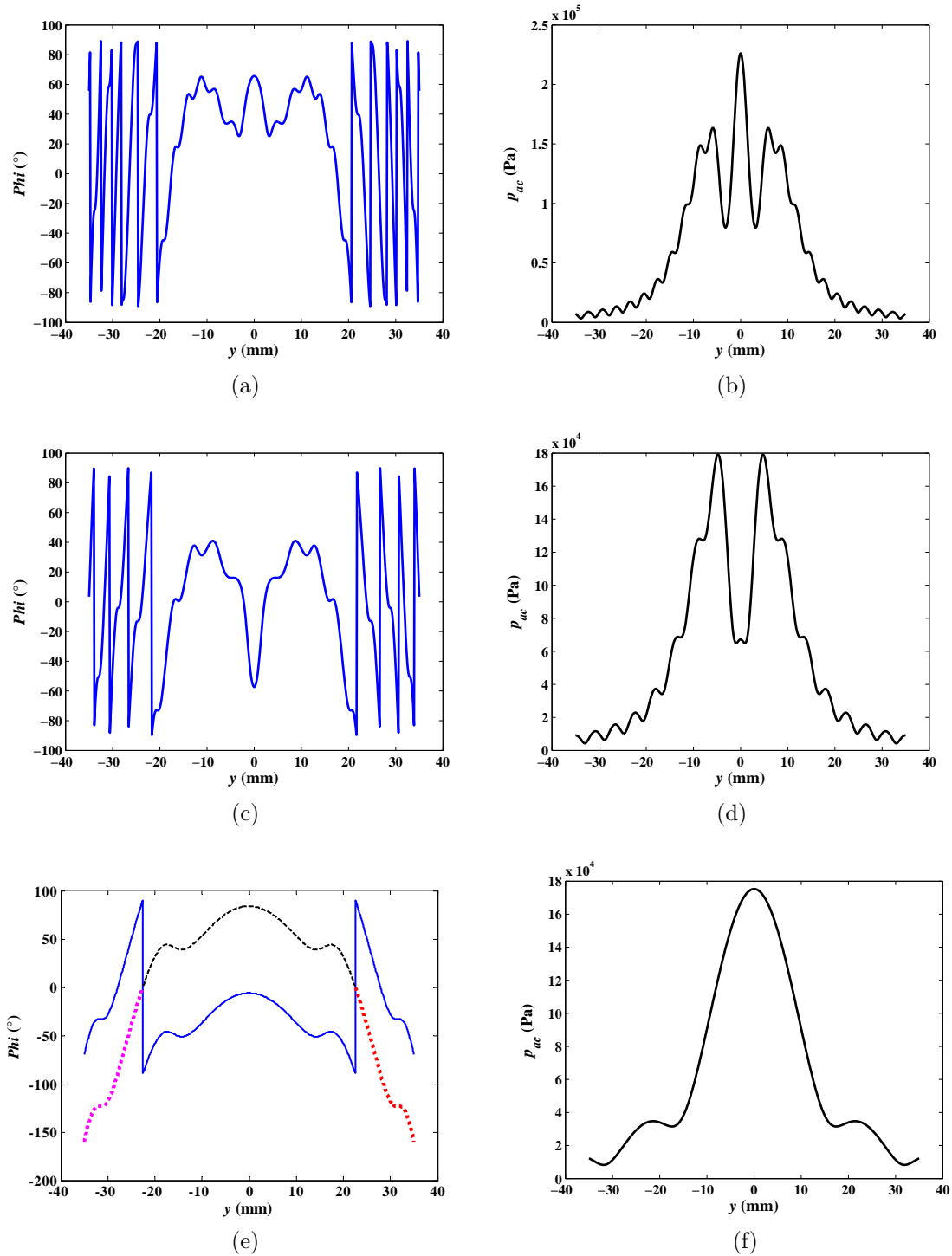


FIGURE 3.4.3: Profil transversal du déphasage (à gauche) et de l'amplitude de pression acoustique (à droite) en champ proche (a) et (b) en  $x=100$ mm, (c) et (d) en  $x=150$ mm (distances au transducteur) ainsi qu'en champ lointain (e) et (f) en  $x=549$ mm (distances au transducteur). La ligne pleine bleue représente le profil transversal issu de la figure 3.4.2e. La ligne noire en tirets correspond au centre du profil bleu translaté de  $+90^\circ$ . Les lignes rouge et magenta en pointillés correspondent au parties externes du profil bleu, translatées de  $-90^\circ$ .

a une forme autosimilaire : ses variations longitudinales sont données par l'équation A.0.5 puisque sur l'axe elle coïncide avec la solution exacte et ses variations transversales sont données par la fonction de Bessel cardinale.

Le calcul numérique (éq. 3.1.3) permet quant à lui de reconstituer, de manière rigoureuse, le champ de pression acoustique aussi bien en champ proche qu'en champ lointain. Un ajustement par les moindres carrés permet d'être au plus proche de la réalité expérimentale.

Ce modèle de l'intégrale de Rayleigh est valable dans le cadre de l'acoustique linéaire et permet de prendre en compte la diffraction et l'atténuation. Le calcul numérique de ce modèle a l'avantage d'être simple mais représentatif de ce qui se passe expérimentalement.

Enfin, le modèle de KZK (éq. 1.1.8) est complet car il prend en compte en plus les effets de non-linéarité, mais il présente un coût numérique important.

Modèles de propagation acoustique	Avantages	Inconvénients
Solution analytique de l'intégrale de Rayleigh	Expression simple Solution autosimilaire Solution exacte sur l'axe Temps de calcul court (quelques secondes à quelques minutes)	Acoustique linéaire Variation transversale de pression valable uniquement en champ très lointain asymptotique
Calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh	Expression simple Reconstruction totale du champ de pression acoustique Prise en compte aisée de l'atténuation	Acoustique linéaire Temps de calcul relativement long (plusieurs dizaines de minutes à plusieurs heures)
Equation de KZK	Calcul de la pression en espace et en temps Prise en compte des non-linéarités	Calcul de la pression en espace et en temps Temps de calcul très long Un paramètre supplémentaire de non-linéarité

TABLE 3.1: Tableau comparatif des modèles de propagation acoustique.

C'est donc le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh qui sera préféré et utilisé pour le modèle de force acoustique, afin de calculer le champ de vitesse numériquement au chapitre 4.



# Chapitre 4

## Modèle hydrodynamique

Le modèle de Nyborg, présenté au chapitre 1, est basé sur une méthode d'approximations successives (éq. 1.2.14) dans laquelle les grandeurs acoustiques sont supposées être du premier ordre et celles liées à l'écoulement, du second ordre. Il permet d'aboutir à une expression simple de la force acoustique (éq. 1.2.21) en fonction du coefficient d'atténuation et de l'intensité acoustique mais à des équations du mouvement dans lesquelles les termes d'inertie, d'ordre 4, sont négligés (éq. 1.2.17). Ce modèle a été utilisé à de nombreuses reprises dans la littérature ; on peut notamment citer Hariharan *et al.* [13] et Myers *et al.* [14]. Mitome [4] et Kamakura [8] utilisent un modèle apparemment plus complexe mais qui s'avère, après un examen plus approfondi, être le même que celui de Nyborg. **L'objectif de ce chapitre est double : montrer certaines limites du modèle de Nyborg**, utilisé classiquement pour expliquer la présence d'*acoustic streaming* et **proposer un modèle alternatif** apportant une démonstration mathématique rigoureuse de l'approche physique de Lighthill (chap1, §1.2.4.2) mais, qui ne remet pas en cause les travaux effectués précédemment.

### 4.1 Limites du développement en petites perturbations

Tout d'abord, suite aux résultats expérimentaux établis dans le chapitre 2, la question qui se pose est la suivante : est-ce que le modèle de Nyborg basé sur un développement en petites perturbations, en particulier, pour la vitesse ( $u_e \ll u_{ac}$ ), reste valable dans le cadre de notre dispositif expérimental ? Pour cela, comparons les ordres de grandeur des vitesses. Dans le cadre des ondes planes dans l'eau, l'amplitude de la vitesse acoustique  $U_{ac}$  est reliée à l'amplitude de pression acoustique  $p_{ac}$  par l'intermédiaire de l'impédance acoustique  $Z_{ac}$  par [11] :

$$U_{ac} = \frac{p_{ac}}{Z_{ac}}. \quad (4.1.1)$$

Si l'on considère une valeur sur l'axe de l'amplitude maximale de pression,  $p_{max} \approx 1.910^5 Pa$ , correspondant à  $P_{ac} = 2W$ , et en prenant  $Z_{ac} \approx 1.5 \cdot 10^6 Pa.s.m^{-1}$  [11] alors  $U_{ac} \approx 13 cm.s^{-1}$ . A présent, si l'on tient compte de la loi linéaire entre la vitesse axiale moyenne de l'écoulement et la puissance acoustique, en champ lointain (fig. 2.3.23a), alors à  $2W$ ,  $\bar{u}_e = 2 cm.s^{-1}$ . On peut considérer que la vitesse acoustique et celle liée à l'écoulement en champ lointain sont du même ordre de grandeur. En champ proche, la figure 2.3.16 montre également que  $U_{ac}$  est du même ordre de grandeur que les vitesses mises en jeu dans cette zone. Finalement, on se rend compte que les hypothèses liées au développement en petites perturbations ne sont pas valables dans la présente étude.

Ensuite, on a pu observer le comportement oscillatoire du jet d'*acoustic streaming* (chap. 2, §2.4). Cet effet non linéaire ne peut pas être pris en compte par l'équation du mouvement de Nyborg (éq. 1.2.17) qui, à l'ordre 2, fait apparaître le terme de forçage acoustique sans les termes non-linéaires d'inertie ; ils apparaissent à l'ordre 4. Lighthill propose, à travers une approche physique, d'introduire a *posteriori* ces termes non-linéaires dans l'équation du mouvement. D'où la nécessité de développer un nouveau modèle qui permette de démontrer mathématiquement, les propos de Lighthill.

Enfin, dans le modèle de Nyborg, le fluide est supposé être au repos à l'ordre 0, ce qui n'est pas le cas dans bon nombre d'applications où un forçage est présent, tel que la convection naturelle [17].

## 4.2 Méthode de séparation des échelles de temps

Au paragraphe précédent, on a pu se rendre compte que l'*acoustic streaming* n'est pas un écoulement du second ordre. On se propose alors de développer une nouvelle méthode : la méthode dite de « séparation des échelles de temps ». On montrera que l'expression de la force acoustique reste la même que celle de Nyborg mais, que les équations obtenues sont plus générales.

### 4.2.1 Variation locale de la masse volumique

Une onde de pression correspond à la propagation d'une perturbation qui est une succession de compressions-détentes c'est-à-dire une variation locale périodique de la pression autour d'une pression d'équilibre. La thermodynamique nous enseigne que les variations de volume, et donc de masse volumique, peuvent être associées à différentes transformations. En particulier, les perturbations de pression s'accompagnent d'une variation locale de la masse volumique et on définit le coefficient de compressibilité  $\chi_{son}$  tel que :  $\rho_{ac} = \rho_e \chi_{son} p_{ac}$ . Dans le cas de l'eau, l'application numérique en prenant  $\chi_{son} = 5 \times 10^{-10} Pa^{-1}$  et  $p_{ac} \approx 2.5 \times 10^5 Pa$ , montre que la perturbation  $\rho_{ac}$  de masse volumique représente environ 0.01% de la masse volumique  $\rho_e$  du fluide.

En conclusion, on négligera les variations locales de masse volumique devant la masse volumique à l'équilibre ( $\rho_{ac} \ll \rho_e$ ) pour ne considérer que les perturbations locales de pression et de vitesses. On identifie alors  $\rho_e$  à la masse volumique du fluide et pour simplifier les écritures, elle sera notée simplement  $\rho$ .

### 4.2.2 Principe de décomposition des grandeurs physiques

La méthode de séparation des échelles de temps consiste à décomposer le champ de vitesse, de pression et de masse volumique en une somme de deux champs dont les variations temporelles diffèrent : le champ acoustique qui varie à la fréquence  $f$  sur une échelle de temps rapide et le champ lié à l'écoulement à variations temporelles lentes par rapport à l'acoustique. On rappelle que dans les expériences typiques d'*acoustic streaming*,  $f$  varie de quelques MHz à plusieurs dizaines de MHz (tab. 1.2, chap. 1). La décomposition s'écrit :

$$\begin{cases} u_i = u_{ac,i} + u_{e,i} \\ \rho = \rho_e \\ p = p_{ac} + p_e \end{cases} \quad (4.2.1)$$

### 4.2.3 Equation de continuité

L'équation locale de conservation de la masse, pour un fluide compressible, a pour formulation :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0. \quad (4.2.2)$$

En introduisant la décomposition des grandeurs physiques dans l'équation précédente et en moyennant dans le temps, on trouve :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,j}}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,j}}) = 0. \quad (4.2.3)$$

Pour la suite, on utilisera la propriété mathématique telle que la moyenne temporelle du produit d'une fonction  $f_2$  à variations temporelles rapides (temps  $t'$ ) par une fonction  $f_1$  à variations temporelles lentes (temps  $t$ ) est égale au produit de  $f_1$  par la moyenne temporelle  $\bar{f}_2$  :  $\overline{f_1(t) f_2(t')^{t'}} = f_1(t) \overline{f_2(t')^{t'}}$ .

Evaluons à présent les termes de la divergence :

$$\begin{aligned} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,j}}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,j}}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,j}}) = 0 \text{ car } u_{ac} \text{ est une perturbation sinusoïdale de} \\ &\text{la vitesse de moyenne temporelle nulle,} \\ - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,j}}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,j}}). \end{aligned}$$

En définitive, l'équation de continuité s'écrit

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,j}}) = 0. \quad (4.2.4)$$

La masse volumique du fluide ne variant ni dans l'espace ni dans le temps, l'équation 4.2.4 devient :

$$\frac{\partial \overline{u_{e,j}}}{\partial x_j} = 0, \quad (4.2.5)$$

forme classique de l'équation de continuité pour un écoulement incompressible.

### 4.2.4 Equation du mouvement

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement s'écrit pour un fluide incompressible :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i \cdot u_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}.$$

En introduisant la décomposition des champs du système 4.2.1, l'équation du mouvement, moyennée dans le temps, prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u_{ac,i}}) + \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u_{e,i}}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,i} \cdot u_{ac,j}}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,i} \cdot u_{e,j}}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,i} \cdot u_{ac,j}}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,i} \cdot u_{e,j}}) \\ = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p_{ac} + p_e}) + \mu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (\overline{u_{ac,i} + u_{e,i}}). \end{aligned} \quad (4.2.6)$$

Evaluons les différents termes dans l'ordre où ils apparaissent dans l'équation 4.2.6 :

$$\begin{aligned} - \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u_{ac,i}}) &= \overline{\rho \frac{\partial}{\partial t} (u_{ac,i})} = \overline{\rho \frac{\partial}{\partial t} (u_{ac,i})} = 0 \text{ car } \frac{\partial}{\partial t} (u_{ac,i}) = 0, \\ - \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u_{e,i}}) &= \overline{\rho \frac{\partial}{\partial t} u_{e,i}}, \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,i} \cdot u_{ac,j}}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,i} \cdot u_{ac,j}}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,i} \cdot u_{ac,j}}) = \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_{ac,i} \cdot u_{ac,j}}), \\
 - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,i} \cdot u_{e,j}}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,i} \cdot u_{e,j}}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{ac,i} \cdot u_{e,j}}) = 0 \text{ car } \overline{u_{ac}} = 0, \\
 - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,i} \cdot u_{ac,j}}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,i} \cdot u_{ac,j}}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,i} \cdot u_{ac,j}}) = 0 \text{ car } \overline{u_{ac}} = 0, \\
 - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,i} \cdot u_{e,j}}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,i} \cdot u_{e,j}}), \\
 - \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p_{ac} + p_e}) &= \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p_{ac} + p_e}) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p_{ac}}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p_e}) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p_e}) \text{ car } \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p_{ac}}) = 0, \\
 - \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (\overline{u_{ac,i} + u_{e,i}}) &= \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (\overline{u_{ac,i} + u_{e,i}}) = \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (\overline{u_{ac,i}}) + \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (\overline{u_{e,i}}) = \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (\overline{u_{e,i}}) \text{ car } \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (\overline{u_{ac,i}}) = 0.
 \end{aligned}$$

Ainsi tous les termes où une seule grandeur à variation rapide apparaît, sont nuls en moyenne sur une période et ont disparu de l'équation 4.2.6. En revanche, les termes où n'apparaissent que des grandeurs à variations lentes sont, quant à eux, conservés. Enfin, les termes non linéaires d'inertie où apparaît un produit ou un carré de grandeurs acoustiques sont également conservés car la moyenne du produit de deux fonctions périodiques est différent de zéro.

Finalement, l'équation 4.2.6 se simplifie sous la forme :

$$\rho \frac{\partial u_{e,i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_{e,i} \cdot u_{e,j}}) = - \frac{\partial \overline{p_e}}{\partial x_i} + \overline{f_{ac,i}} + \mu \frac{\partial^2 \overline{u_{e,i}}}{\partial x_j^2}, \quad (4.2.7)$$

avec la force d'entraînement acoustique définie par :

$$\overline{f_{ac,i}} = -\rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_{ac,i} \cdot u_{ac,j}}). \quad (4.2.8)$$

On remarquera que cette expression est très similaire aux contraintes de Reynolds : la vitesse acoustique joue le même rôle que les fluctuations aléatoires, usuellement notées  $u'_i$  et  $u'_j$ , de la vitesse turbulente. On peut aussi noter que dans cette méthode de séparation des échelles de temps, aucune hypothèse n'est faite sur la propagation du son. Elle peut être choisie avec ou sans diffraction, avec ou sans atténuation, linéaire ou non-linéaire. Enfin, on remarquera que l'écoulement entraîné par les ultrasons n'est pas supposé du second ordre comme il a été précisé au début de ce chapitre.

### 4.2.5 Cas des ondes planes progressives sinusoïdales

A ce stade, nous ne pouvons pas développer l'expression de la force d'entraînement acoustique moyenne qui met en jeu la corrélation entre les composantes instantanées de la vitesse acoustique. La seule information que nous possédons sur les grandeurs acoustiques est qu'elles varient périodiquement dans le temps.

Dans le dispositif expérimental, une plaque absorbante pour le son a été introduite dans la cuve afin d'éviter toute réflexion de l'onde en extrémité de cuve. On a également montré, par l'intermédiaire du calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh validé sur les mesures expérimentales, que l'hypothèse des ondes planes était bien appropriée à l'étude (§ 3.4). Aussi, pour rendre compte de l'expérience, on se place dans le cadre des ondes planes progressives sinusoïdales atténuées se propageant selon la direction  $x$ , dont l'expression de la vitesse est :

$$\begin{cases} u_{ac,1}(x, y, z, t) = U_{ac}(y, z) e^{-\alpha_{ac}x} \cos(2\pi ft - kx) \\ u_{ac,2} = 0 \\ u_{ac,3} = 0 \end{cases}, \quad (4.2.9)$$

$U_{ac}$  représente l'amplitude au niveau de la vitesse acoustique et  $U_{ac}e^{-\alpha_{ac}x}$  représente l'amplitude atténuée de la vitesse acoustique. Sous cette dernière hypothèse, l'expression de la force acoustique devient :

$$\overline{f_{ac,1}} = -\rho \frac{\overline{\partial u_{ac,1}^2}}{\partial x}. \quad (4.2.10)$$

Or,

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\partial u_{ac,1}^2}}{\partial x} &= -2\alpha_{ac}U_{ac}^2 e^{-2\alpha_{ac}x} \overline{\cos^2(2\pi ft - kx)} + 2kU_{ac}^2 e^{-2\alpha_{ac}x} \overline{\sin(2\pi ft - kx) \cos(2\pi ft - kx)} \\ &= -\alpha_{ac}U_{ac}^2 e^{-2\alpha_{ac}x}. \end{aligned} \quad (4.2.11)$$

Ainsi,

$$\overline{f_{ac,1}} = \overline{f_{ac,1}}(x, y, z) = \rho\alpha_{ac}U_{ac}^2 e^{-2\alpha_{ac}x}. \quad (4.2.12)$$

La grandeur mesurable est l'amplitude de pression acoustique,  $p_{ac}$ , dont on peut déduire l'intensité acoustique  $I_{ac}$ , définie, pour une onde plane progressive sinusoïdale, par [11] :

$$I_{ac} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} p_{ac}u_{ac} dt' = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho c u_{ac}^2 dt' = \frac{1}{2} \rho c U_{ac}^2 e^{-2\alpha_{ac}x}.$$

En définitive, on se propose d'exprimer l'équation 4.2.12 avec cette grandeur. La force acoustique moyenne s'exprime alors par :

$$\overline{f_{ac,1}} = \frac{2\alpha_{ac}}{c} I_{ac}, \quad (4.2.13)$$

les autres composantes  $\overline{f_{ac,2}}$  et  $\overline{f_{ac,3}}$  valant toutes deux zéro.

Cette expression est identique à celle déjà proposée dans la littérature [49], bien qu'issue d'un modèle différent. Un des intérêts du présent modèle est qu'il établit sans ambiguïté que cette expression de force peut être introduite dans les équations de Navier-Stokes en fluide incompressible sous leur forme complète (eq. 4.2.5 et 4.2.7) c'est-à-dire avec les termes d'inertie.

## 4.3 Modèle numérique

On se propose à présent de résoudre numériquement, à l'aide du logiciel commercial de CFD (*Computational Fluid Dynamics*), *Star CCM+*<sup>TM</sup>, l'équation 4.2.5 de continuité et l'équation 4.2.7 de conservation de la quantité de mouvement pour un fluide incompressible avec un terme de forçage acoustique dont l'expression est donnée par l'équation 4.2.13. La démarche utilisée est la suivante : après avoir construit et maillé la géométrie, qui se résume dans notre cas à un parallélépipède, on calcule le champ de force au centre de chacune des mailles que l'on impose comme terme source supplémentaire, puis on choisit le modèle physique approprié ainsi que le solveur, pour finir sur la définition des conditions limites et initiales avant de débiter la résolution des équations.

### *La géométrie et le maillage*

Pour pouvoir valider le modèle, on se place dans les conditions géométriques du dispositif expérimental. On fait successivement des calculs en champ proche et en champ lointain.

En champ proche, le domaine de calcul est un parallélépipède de 265mm de long, 180mm de large et 160mm de hauteur. En champ lointain, il s'agit également d'un parallélépipède dont les dimensions sont les suivantes : 470x180x160mm (Longueur x largeur x hauteur). La géométrie est décalée de +10mm et +285mm sur l'axe des  $x$ , par rapport à la source acoustique située en  $x = 0$ , pour correspondre exactement au domaine fluide expérimental en champ proche et lointain, respectivement.

Le maillage utilisé est illustré sur la figure 4.3.1. On utilise des mailles cubiques régulières. Au centre, on crée un volume cylindrique dans lequel le maillage est raffiné. Pour ce faire, on impose tout d'abord une taille de référence de maille dans tout le domaine de calcul, puis on définit une taille de maille dans le cylindre à partir de la taille de référence. Typiquement, la taille de référence est prise à 2mm et les mailles dans la zone raffinée sont de 0.5 et 1mm de coté, soit 25 et 50% de la maille de référence, en champ proche et lointain respectivement.

### ***Ajout de la force acoustique***

La démarche mise en place est la suivante : une fois que le maillage est généré sur *Star CCM+*<sup>TM</sup>, on l'exporte dans un fichier. Ce fichier comporte trois colonnes qui correspondent aux trois coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$  du centre de chaque maille. On effectue ensuite, à l'aide de *Matlab*<sup>TM</sup>, le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh donnée par l'équation 3.1.3 et on enregistre dans un nouveau fichier les valeurs de  $x$ ,  $y$ ,  $z$  et l'amplitude de pression acoustique  $p_{ac}$  associée, et ce, pour tous les  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Ce fichier, à quatre colonnes, est ré-importé dans *Star CCM+* et on calcul la force acoustique (éq. 4.2.13) directement dans le logiciel à travers une fonction utilisateur (*field function*), via l'intensité acoustique définie en ondes planes par  $I_{ac} = p_{ac}^2 / (2\rho c)$  [11].

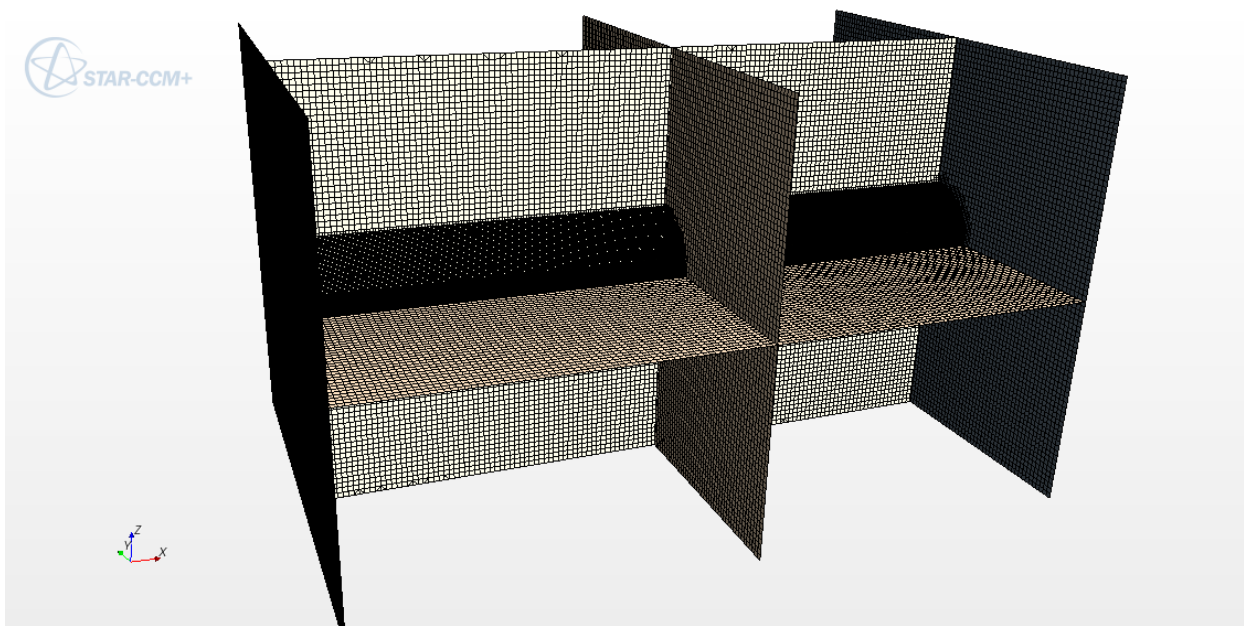
### ***Modèle physique***

On se place dans le cadre d'un écoulement tridimensionnel, incompressible et laminaire en eau. Les calculs sont réalisés en stationnaire dans le champ proche et en instationnaire dans le champ lointain.

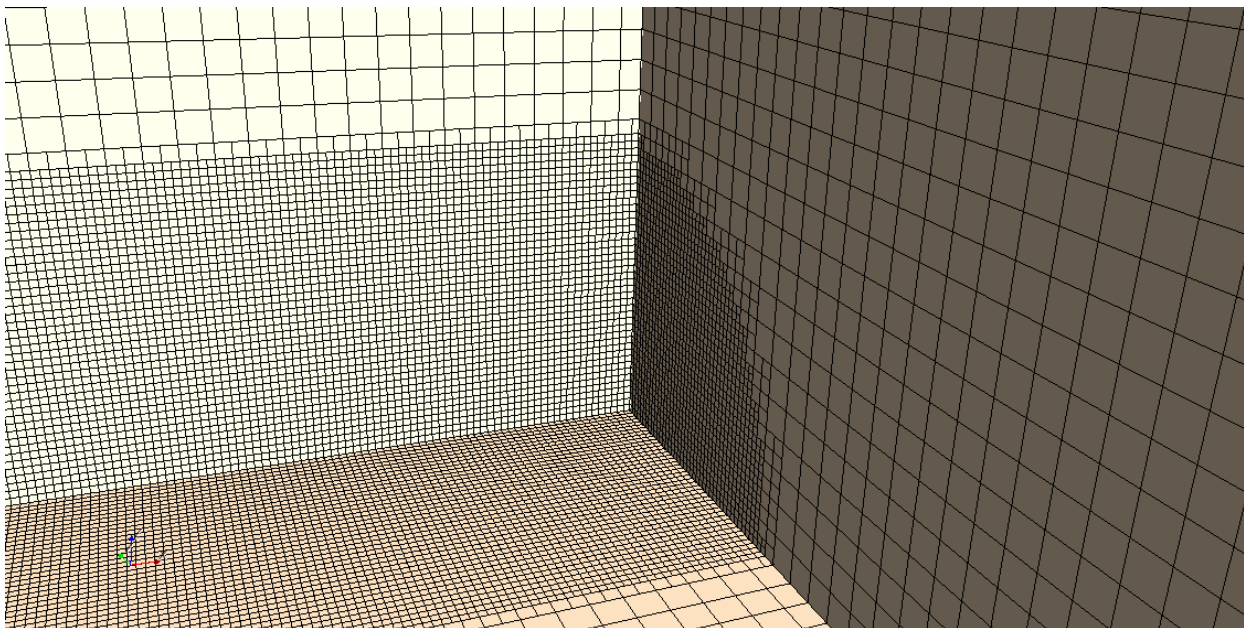
### ***Les conditions limites et initiales***

Comme dans l'expérience, on délimite le domaine de calcul par cinq parois et une surface libre. Dans le logiciel commercial, cela se traduit, pour les parois, par une condition de non-glissement c'est-à-dire une vitesse nulle à la paroi et, pour la surface libre, supposée indéformable, par une condition de glissement libre. Le calcul est initié avec un champ de vitesse et de pression nul.

### ***Solveur***



(a)



(b)

FIGURE 4.3.1: Aperçu du maillage en champ proche : (a) vue globale et (b) vue de près. Le maillage est visualisé sur 5 plans : les plans horizontal et vertical le long de l'axe  $x$  ainsi que les plans transversaux en  $x= 10, 150$  et  $275$ mm du transducteur.

La résolution des équations en espace se fait avec la méthode des volumes finis du second ordre décentré amont. Dans le cadre des calculs instationnaire, une résolution couplée des équations est utilisée avec un schéma implicite du second ordre.

### 4.3.1 Simulation en champ proche

Avant de pouvoir discuter du champ de vitesse calculé numériquement, on se propose dans un premier temps de valider le maillage.

#### 4.3.1.1 Validation du maillage

On a choisi six maillages différents mais tous ont un raffinement dans un même volume cylindrique central de 20mm de rayon. Le tableau 4.1 recense les propriétés de l'ensemble des maillages. A travers le choix des tailles de mailles, on cherchait à vérifier d'une part la taille de maille adéquate et d'autre part, si la taille de la maille dans la zone centrale pouvait influencer la conservation du débit, c'est-à-dire la valeur des vitesses dans la zone de retour pour une même taille de maille dans cette zone, et réciproquement.

	Taille de référence de maille (mm)	Taille de maille raffinée dans le volume cylindrique (mm)	Nombre total de mailles
Maillage 1	10	5	12 746
Maillage 2	10	1.25	220 506
Maillage 3	2	1	1 300 370
Maillage 4	2	0.5	3 823 389
Maillage 5	1	1	7 660 800
Maillage 6	1	0.5	10 145 634

TABLE 4.1: Tailles des mailles des six maillages en champ proche.

Pour faire le choix du maillage, on trace les profils transversaux de vitesse axiale moyenne sur les axes  $y$  (fig. 4.3.2a) et  $z$  (fig. 4.3.2b) pour chaque maillage. Le maillage 1 en bleu donne des résultats clairement différents des autres maillages et n'est donc pas retenu. Les agrandissements sur les zones de retour du côté de la paroi sur l'axe  $y$  (fig. 4.3.2e) et du côté de la surface libre sur l'axe  $z$  (fig. 4.3.2f) montrent clairement que le maillage 2 n'est pas suffisant dans cette partie de l'écoulement. Le choix se fait donc entre les maillages 3, 4, 5 et 6. Pour les départager, on effectue un *zoom* sur la partie centrale du profil en  $y$  (fig. 4.3.2c) et du profil en  $z$  (fig. 4.3.2d). On note clairement qu'il existe une différence entre les résultats obtenus avec les mailles de 0.5mm et celles de 1mm : on décide donc de garder les maillages 4 et 6. Si on s'intéresse aux zones de retour en figure 4.3.2e sur  $y$  et en figure 4.3.2f sur  $z$ , on constate que l'écart est infime entre ces deux maillages. Aussi, on choisit d'opter pour le maillage 4 qui donne les mêmes résultats que le maillage 6 mais avec deux fois et demi moins de mailles.

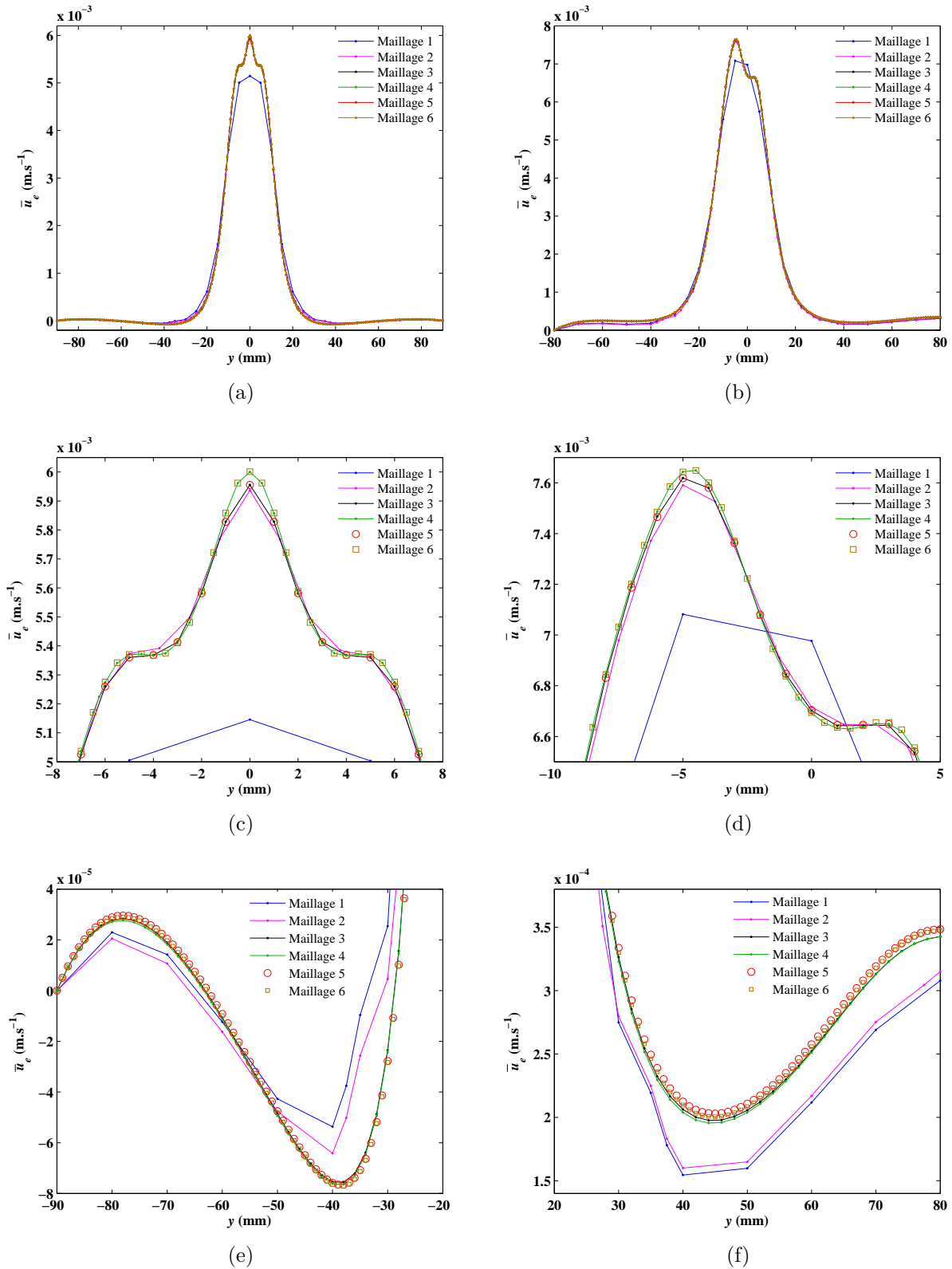


FIGURE 4.3.2: Tracé des profils transversaux de la vitesse axiale (a) sur l'axe  $y$  en  $x = 10\text{cm}$  et (b) sur l'axe  $z$  en  $x = 15\text{cm}$ , pour la validation des maillages. Un zoom sur la partie centrale (c) du profil en  $y$  et (d) du profil en  $z$ , et un zoom sur la zone de retour (e) du profil en  $y$  et (f) du profil en  $z$  sont également réalisés. Les paramètres physiques des calculs sont les mêmes :  $p_{max} = 1.4 \cdot 10^5 \text{Pa}$  et  $d_s = 28.5\text{mm}$ .

Sur la figure 4.3.3, on trace l'écart relatif entre les 6 maillages calculé sur la valeur de la vitesse axiale de l'écoulement sur l'axe du faisceau et aux quatre abscisses. La valeur de vitesse de référence est prise sur le maillage 6 qui est le plus raffiné. Là encore, on voit que l'erreur la plus faible, par rapport au maillage de référence, est celle du maillage 4.

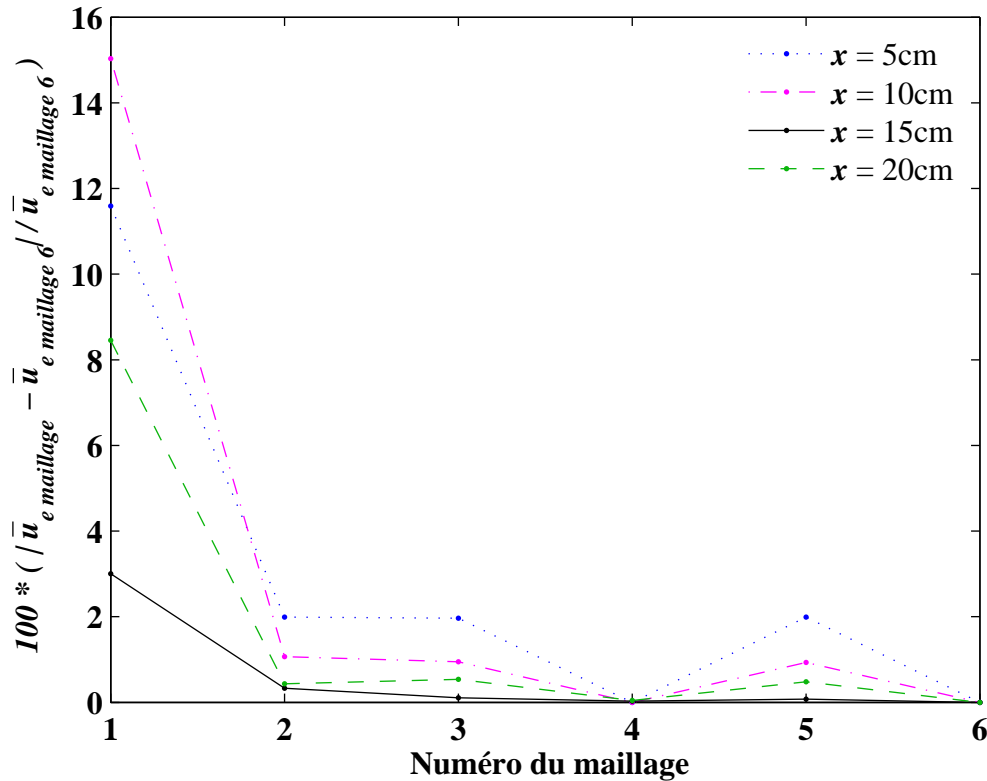


FIGURE 4.3.3: Ecart relatif de la vitesse axiale de l'écoulement sur l'axe du faisceau aux quatre abscisses en fonction du maillage ; la référence est le maillage 6 qui est le plus raffiné.

#### 4.3.1.2 Résultats

Pour comparer les résultats numériques aux mesures expérimentales, on reprend les mêmes sections qu'au chapitre 2 : celles à l'abscisse  $x_1 = 50mm$ ,  $x_2 = 100mm$ ,  $x_3 = 150mm$  et  $x_4 = 200mm$  (§ 2.3.3.2). D'une part, les points à 100 et 150mm du transducteur correspondent à la position des deux derniers extrema successifs de l'amplitude de pression acoustique sur l'axe du transducteur (fig. 2.2.5). D'autre part, la position de ces quatre points correspond exactement à celle des points choisis par Kamakura *et al.* [8], qui travaillent dans une configuration expérimentale très similaire à la nôtre. Bien que les valeurs de la fréquence ( $f = 5MHz$ ) et du diamètre de la source ( $d_s = 9mm$ ) dans leur expérience diffèrent des nôtres ( $f = 2MHz$ ,  $d_s = 28.5mm$ ), la longueur de Fresnel est identique ( $L_f = 274mm$ ). Puisque la longueur du domaine d'étude est calquée sur  $L_f$ , leur domaine et le nôtre sont approximativement de même longueur : un cylindre de 4.3cm de rayon et de 27cm de long dans l'article de Kamakura *et al.* et une cavité rectangulaire de section 18cm x 16cm et longue de 26.5cm pour notre étude.

La validation des simulations numériques se fera en deux temps : la validation des valeurs de vitesses atteintes évaluées sur les profils longitudinaux et la validation de la structure de l'écoulement en champ proche basée sur les profils transversaux normalisés.

On trace donc, dans un premier temps, le profil longitudinal expérimental de vitesse axiale à  $P_{ac} = 1.4W$  ainsi que le profil issu du calcul numérique  $P_{ac} = 0.9W$  (voir annexe I pour le détail du calcul de la puissance acoustique) sur la figure 4.3.4a. Sur ces profils, on constate que, numériquement, on retrouve bien la structure ainsi que les vitesses de l'écoulement sur l'axe, en particulier, une augmentation de vitesse sur la quasi-totalité de la cavité avec un début en courbure positive, une fin abrupte et une ondulation intermédiaire autour d'une courbe maîtresse. On trace également, en figure 4.3.4b, les mêmes profils, normalisés ; l'axe des abscisses est adimensionné par la longueur de la cavité. Sur ces profils longitudinaux, on superpose le profil longitudinal numérique de Kamakura *et al.* [8] ainsi que leurs points expérimentaux. On constate que, bien que notre modèle de propagation linéaire soit plus simple que celui utilisé par Kamakura *et al.* (modèle non-linéaire basé sur l'équation de KZK), on retrouve des profils longitudinaux de vitesse très proches de ceux de ces auteurs.

Il semble donc que, dans notre gamme de paramètres tout au moins, la non-linéarité de la propagation acoustique ne soit pas un ingrédient essentiel. Il s'agit là d'une économie très importante en temps de calcul. Du point de vue expérimental, on voit que l'utilisation de la PIV nous permet d'avoir une résolution spatiale mettant en évidence les ondulations du champ de vitesse, ce qui n'était pas le cas des mesures ponctuelles de Kamakura.

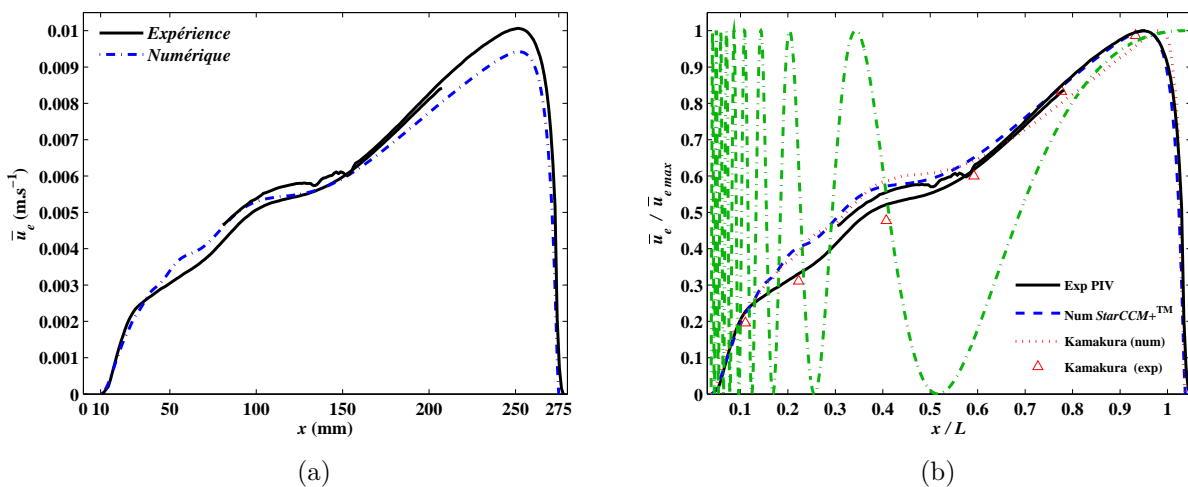


FIGURE 4.3.4: Profils longitudinaux de la vitesse axiale moyenne (a) dimensionnelle et (b) normalisée issue du calcul numérique sur  $StarCCM+^{TM}$ , des mesures PIV (fig. 2.3.16) et des résultats expérimentaux et numériques de Kamakura *et al.* (fig. 6 dans réf. [8]).

Dans un deuxième temps, intéressons-nous à la structure de l'écoulement en dehors de l'axe du transducteur. Pour ce faire, on trace sur la figure 4.3.5, les profils transversaux normalisés de la vitesse axiale moyenne sur les axes  $y$  et  $z$  mesurée par PIV, simulée sur  $StarCCM+^{TM}$  et calculée par Kamakura *et al.* [8]. En dehors de l'écoulement de retour très faible et donc difficile à mesurer, on retrouve une bonne correspondance entre les profils



numériques et expérimentaux. Une dissymétrie sur l'axe  $z$  est bien présente à la fois sur les calculs numériques et sur les données expérimentales ; elle est imputable à la présence de la surface libre.

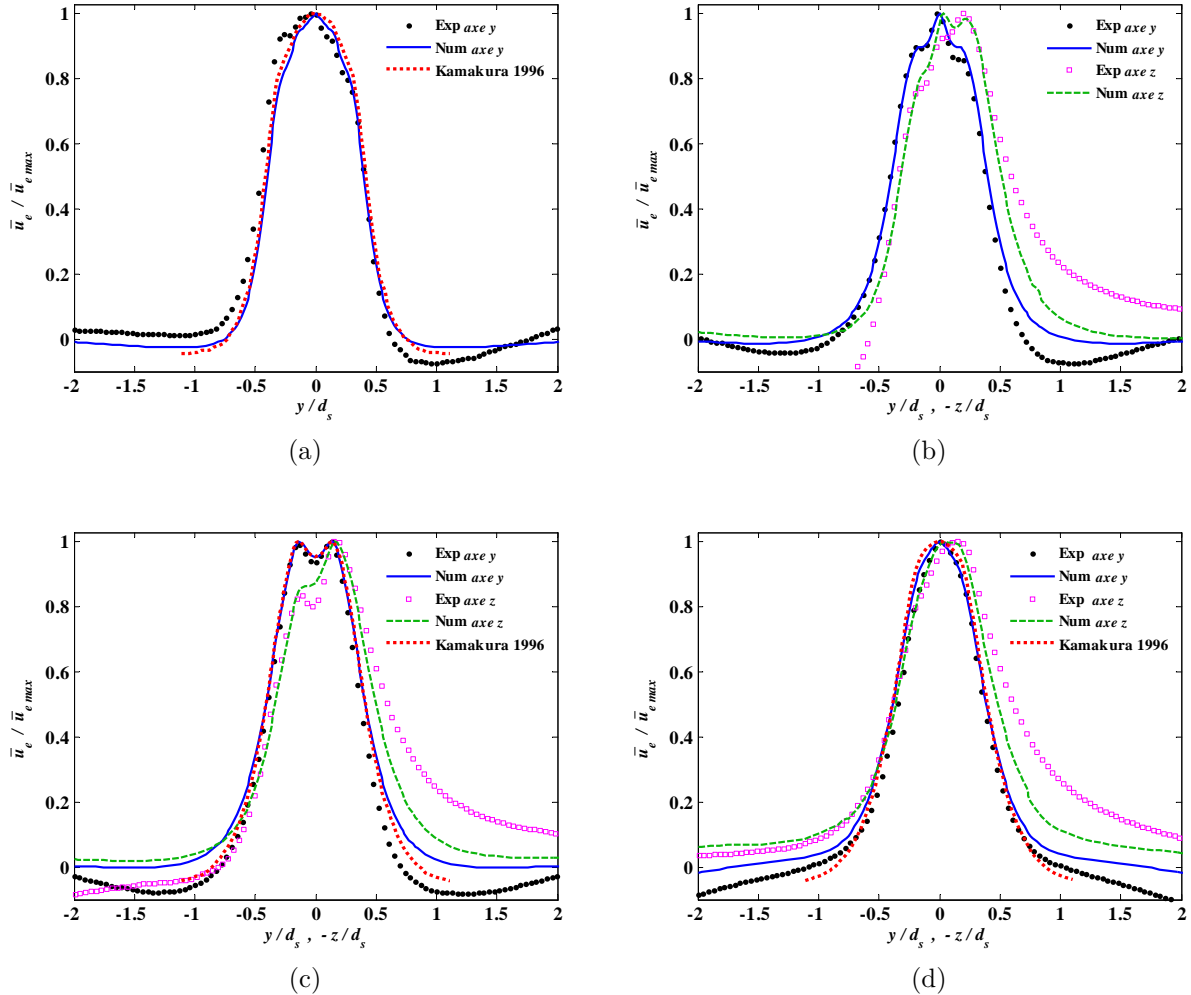


FIGURE 4.3.5: Profils transversaux normalisés de la vitesse axiale moyenne sur les axes  $y$  et  $z$  issue des mesures PIV, du calcul numérique *StarCCM+*<sup>TM</sup> et des résultats numériques de Kamakura *et al.* (fig. 7 dans réf. [8]) en (a)  $x_1 = 50mm$ , (b)  $x_2 = 100mm$ , (c)  $x_3 = 150mm$ , (d)  $x_4 = 200mm$ . L'axe  $z/d_s$  a été inversé et la surface libre se trouve dans les valeurs négatives de  $-z/d_s$ .

Tout comme au chapitre 2, si on compare la forme des profils transversaux de l'intensité acoustique normalisée et de la vitesse axiale moyenne normalisée sur l'axe  $y$  (fig. 4.3.6), on retrouve bien l'influence de l'intensité acoustique sur la structure du champ de vitesse. Il y a notamment une survitesse sur l'axe qui correspond au maximum de  $I_{ac}$  en  $x_2 = 100mm$  et les deux maxima de vitesse associés aux deux pics de  $I_{ac}$  en  $x_3 = 150mm$ . En  $x_4 = 200mm$ , le profil de vitesse ressemble aux profils attendus en champ lointain, tout comme celui de l'intensité acoustique. A présent, si on s'intéresse aux profils en  $x_1 = 50mm$ , on peut remarquer que le profil de  $I_{ac}$  présente un pic central qui n'est pas résolu par nos mesures à l'hydrophone de la figure 2.3.19. La forme du profil de vitesse calculé correspond bien à celle

du profil expérimental comme en témoigne la figure 4.3.5a.

On a vu au chapitre 2 que l'élargissement de l'écoulement central en champ proche était très faible : on retrouve cette propriété numériquement avec la figure 4.3.6 qui montre en effet que le diamètre du jet est proche du diamètre du transducteur sur toute la longueur de la cavité. Un dernier point sur la comparaison de la structure du champ acoustique et de la structure du champ de vitesse concerne les profils normalisés en figure 4.3.4b : les accélérations locales correspondent bien aux maxima de  $I_{ac}$ , notamment pour les deux avant derniers maxima en  $x/L \approx 0.2$  et en  $x/L \approx 0.35$ . Remarquons enfin que le profil expérimental de Kamakura *et al.*, obtenu par LDA, n'était pas suffisamment résolu le long de l'axe  $x$  pour que ce phénomène soit clairement validé. Nos mesures par PIV, comparées aux simulations, montrent clairement la correspondance.

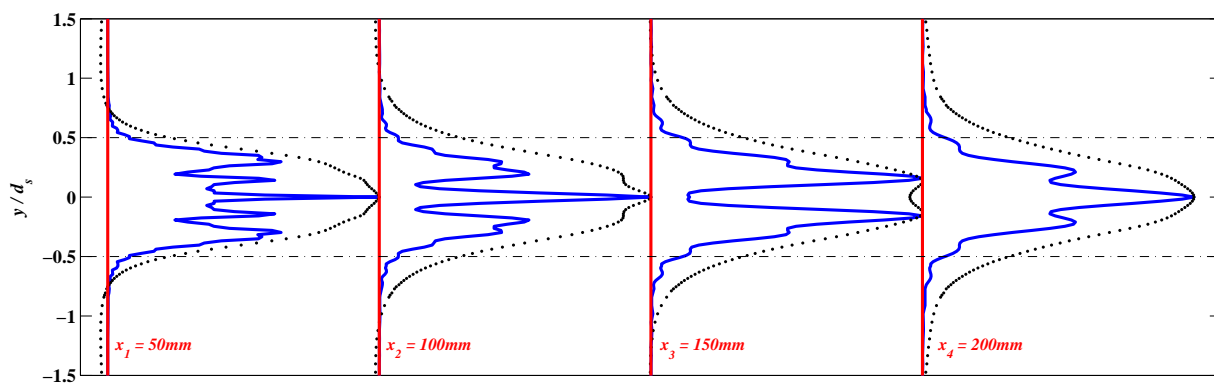


FIGURE 4.3.6: Profil transversaux sur l'axe  $y$  de l'intensité acoustique normalisée (trait plein bleu) et de la vitesse axiale moyenne normalisée (points noirs) en champ proche aux points  $x_1 = 50\text{mm}$ ,  $x_2 = 100\text{mm}$ ,  $x_3 = 150\text{mm}$  et  $x_4 = 200\text{mm}$ ; ces profils sont issus d'un calcul numérique sur *StarCCM+*<sup>TM</sup>. Le trait noir en tirets-pointillés correspond au faisceau acoustique en champ proche.

On représente enfin sur la figure 4.3.7 les isovalues de vitesse axiale dans les quatre sections droites  $yz$  caractéristiques du champ proche. La figure 4.3.8 montre les profils transversaux normalisés dans ces sections, tracé selon l'horizontale  $y$ , la verticale  $z$  et les deux diagonales  $\sqrt{y^2 + z^2}$  et  $-\sqrt{y^2 + z^2}$ . On constate que l'écoulement de retour se fait principalement sur les diagonales.

Les champs de vitesse numériques dans les plans  $Oxy$  et  $Oxz$  sont disponibles en annexe F.

### 4.3.2 Simulation en champ lointain

Tout d'abord, sur la figure 4.3.9, on compare le profil longitudinal numérique de la vitesse axiale à 1.25W aux profils longitudinaux expérimentaux. On note que le profil numérique

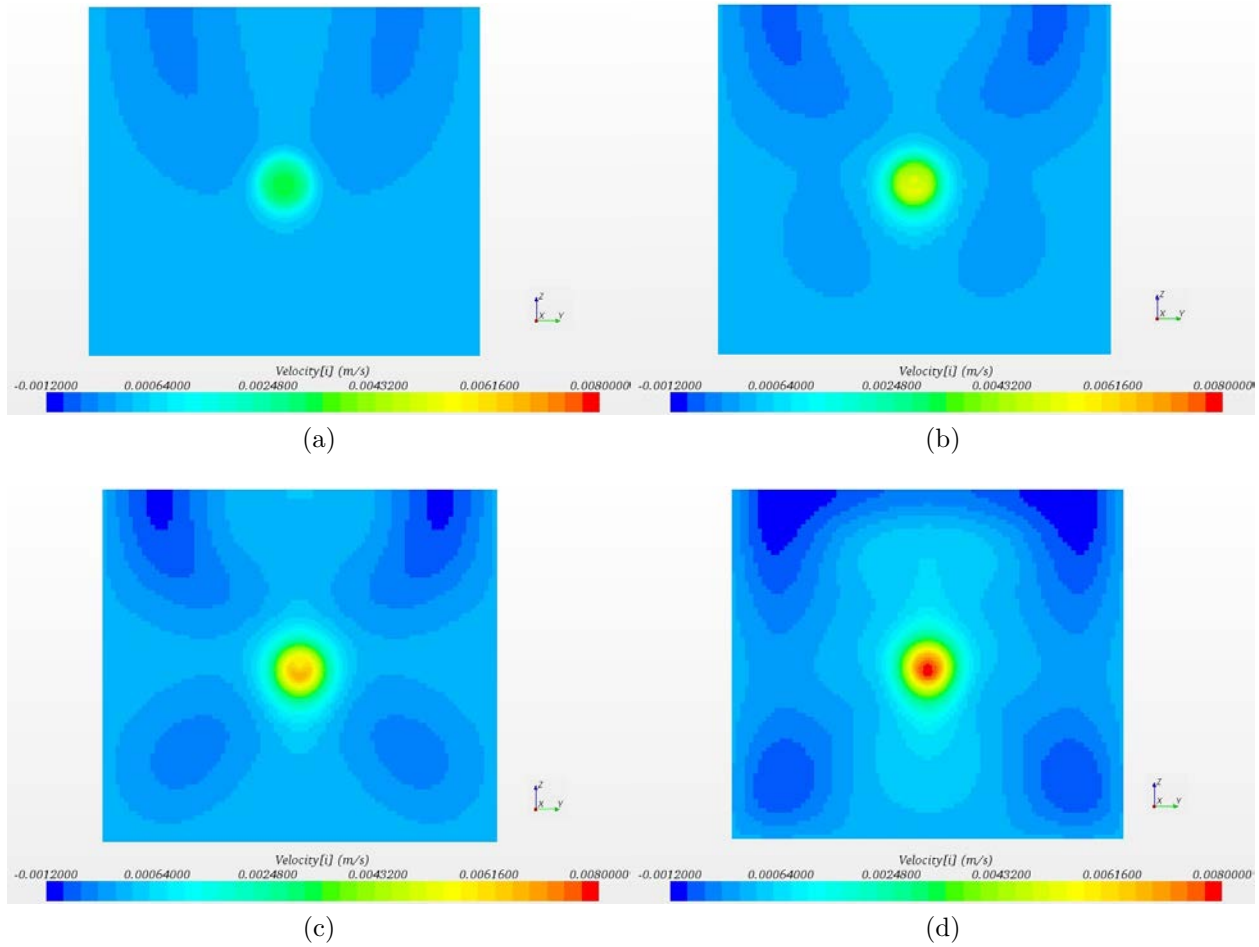


FIGURE 4.3.7: Champ de vitesse axiale numérique dans le plan  $yz$  en (a)  $x_1 = 50mm$ , (b)  $x_2 = 100mm$ , (c)  $x_3 = 150mm$  et (d)  $x_4 = 200mm$ .

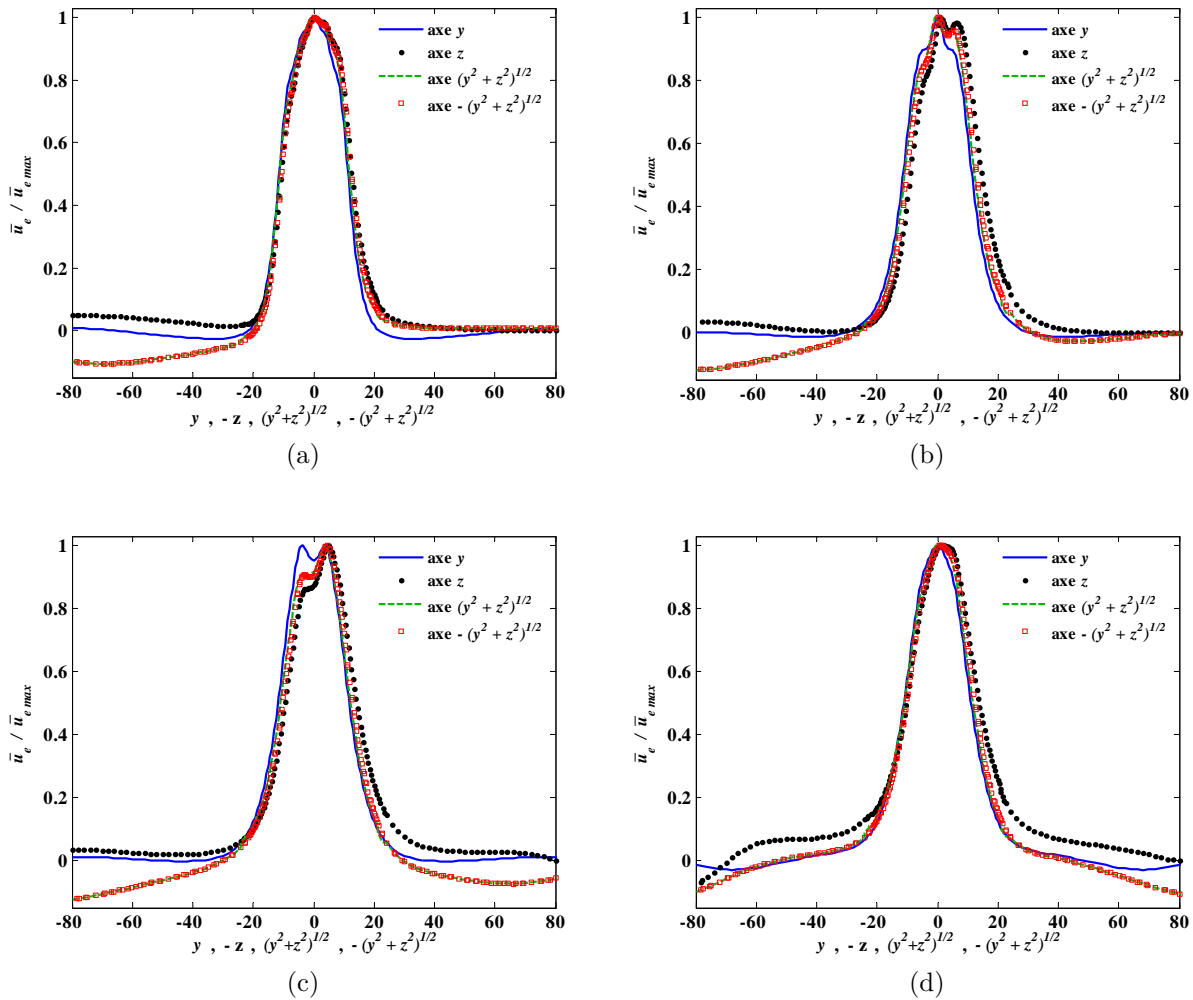


FIGURE 4.3.8: Profils transversaux de la vitesse axiale numérique normalisée en (a)  $x_1 = 50\text{mm}$ , (b)  $x_2 = 100\text{mm}$ , (c)  $x_3 = 150\text{mm}$  et (d)  $x_4 = 200\text{mm}$ . Ces profils sont tracés sur l'axe horizontal  $y$ , l'axe vertical  $z$  et les axes diagonaux  $\sqrt{y^2 + z^2}$  et  $-\sqrt{y^2 + z^2}$ . L'axe vertical a été inversé en  $-z$  et l'axe diagonal  $\sqrt{y^2 + z^2}$  a été inversé en  $-\sqrt{y^2 + z^2}$  de sorte que la surface libre se trouve du côté gauche sur les quatre profils. En raison de la symétrie droite/gauche par rapport au plan vertical passant par l'axe du faisceau, on a une symétrie entre les résultats pour  $+y$  et  $-y$  ainsi qu'une symétrie entre les résultats pour  $\sqrt{y^2 + z^2}$  et  $-\sqrt{y^2 + z^2}$ . Comme l'abscisse des différents graphes s'arrête à  $\pm 80\text{mm}$ , on ne voit pas les valeurs de vitesse dans les coins pour les diagonales.

se superpose avec le profil expérimental à 1.4W et on retrouve les mêmes valeurs de vitesse, à l'incertitude expérimentale près : la vitesse maximale atteinte est de  $1.4\text{cm.s}^{-1}$ . Sur ce même graphe, on a reporté les profils longitudinaux expérimentaux des autres puissances acoustiques. Pour ces puissances, le calcul numérique par un solveur stationnaire ne converge pas et la résolution instationnaire nécessaire est très longue, sachant qu'une minute du temps physique de l'écoulement nécessite trois jours de calcul sur 20 processeurs !

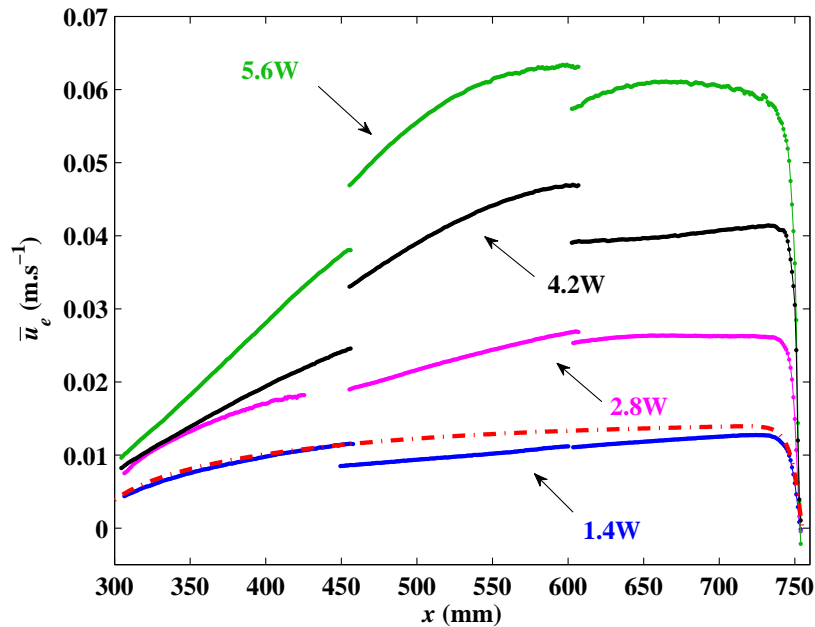


FIGURE 4.3.9: Profils longitudinaux en champ lointain de la vitesse axiale moyenne calculée numériquement (tirets-pointillés rouges) pour  $P_{ac} = 1.25W$  et mesurée expérimentalement pour les quatre puissances acoustiques (1.4, 2.8, 4.2 et 5.6W).

Ensuite, vérifions que le calcul numérique permet de retrouver la structure de l'écoulement moyen en champ lointain. Si on compare, globalement, dans le plan horizontal  $Oxy$ , les mesures expérimentales (fig. 4.3.12a) et le calcul numérique (fig. 4.3.12b), on note une bonne similitude entre les deux.

On trace sur la figure 4.3.10, les profils normalisés de la vitesse axiale moyenne mesurée et obtenue numériquement sur l'axe  $y$  aux points  $x_1 = 1.5L_f$  et  $x_2 = 2L_f$ . Les profils se superposent, mais on note que les écoulements de retour sont différents. On rappelle qu'il s'agit d'écoulements très lents et qu'il est donc difficile, expérimentalement, de mesurer une vitesse stable dans cette zone. On se propose alors de voir numériquement si, comme en champ proche, l'écoulement de retour se fait essentiellement dans les plans diagonaux de la cuve. Sur la figure 4.3.11, on superpose les profils transversaux de la vitesse axiale sur les axes  $y, z$  et sur la diagonale  $\sqrt{y^2 + z^2}$  : la superposition des profils montre que le jet est axisymétrique bien que le retour soit très légèrement plus marqué dans les angles (des coupes transversales sont disponibles en annexe H). Si l'on considère un profil de vitesse en créneau à  $1\text{cm.s}^{-1}$  sur un disque de 30mm de diamètre (valeur légèrement supérieure au diamètre du transducteur) alors, par conservation du débit, on peut estimer en ordre de grandeur que les vitesses de l'écoulement de retour sont de  $0.2\text{mm.s}^{-1}$  : c'est bien ce que l'on trouve avec les

profils sur la figure 4.3.11. Une particule de fluide met donc environ 40min pour parcourir les 470mm de longueur de cuve dans le sens opposé au sens de propagation des ondes : on comprendra bien qu'il est très difficile de mesurer expérimentalement ces vitesses et que les particules de fluide peuvent être facilement influencées par une perturbation, aussi petite soit-elle. De surcroit, si l'on considère l'allure de la vitesse axiale dans le plan médian vertical  $Oxz$ , sur la figure 4.3.12c, on se rend compte que l'écoulement est pratiquement symétrique ; la seule dissymétrie notable se situe au niveau des tourbillons dont la forme est visiblement influencée par la présence de la surface libre.

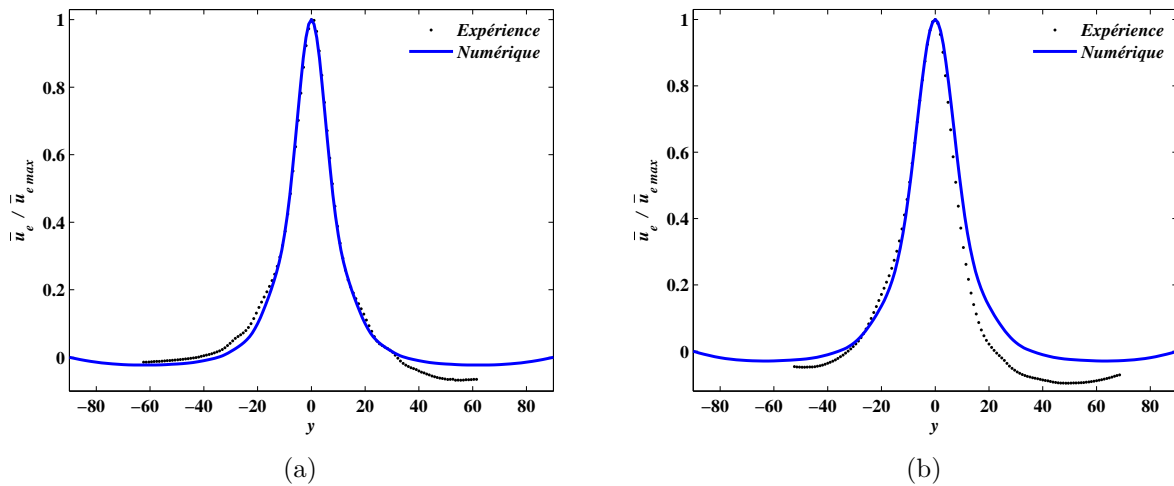


FIGURE 4.3.10: Profils transversaux normalisés en champ lointain de la vitesse axiale moyenne calculée numériquement (traits bleus) et mesurée expérimentalement (points noirs) pour  $P_{ac} = 1.4W$  en (a)  $x_1 = 1.5L_f \approx 411mm$  et (b)  $x_2 = 2L_f = 549mm$ .

Enfin on a vu qu'il était, expérimentalement, difficile de dire si à faible puissance acoustique (1.4W et 2.8W), l'écoulement s'élargit en lien avec la diffraction ou pas (fig. 2.3.27). Numériquement, les champs calculés sur les figures 4.3.12b et 4.3.12c montrent que l'écoulement est fortement corrélé au faisceau acoustique en traits rouges. En traçant les profils transversaux (axe  $y$ ) normalisés de  $u_e$  et  $I_{ac}$  aux trois abscisses du champ lointain sur la figure 4.3.13, on note clairement la corrélation entre la forme des profils de vitesse et celle des profils d'intensité acoustique. En revanche, tout comme sur le plan expérimental, il est difficile de se prononcer sur le lien entre l'élargissement du jet et l'élargissement du faisceau acoustique car, sur les profils normalisés (fig. 4.3.13), il semble que l'élargissement du jet soit très faible.

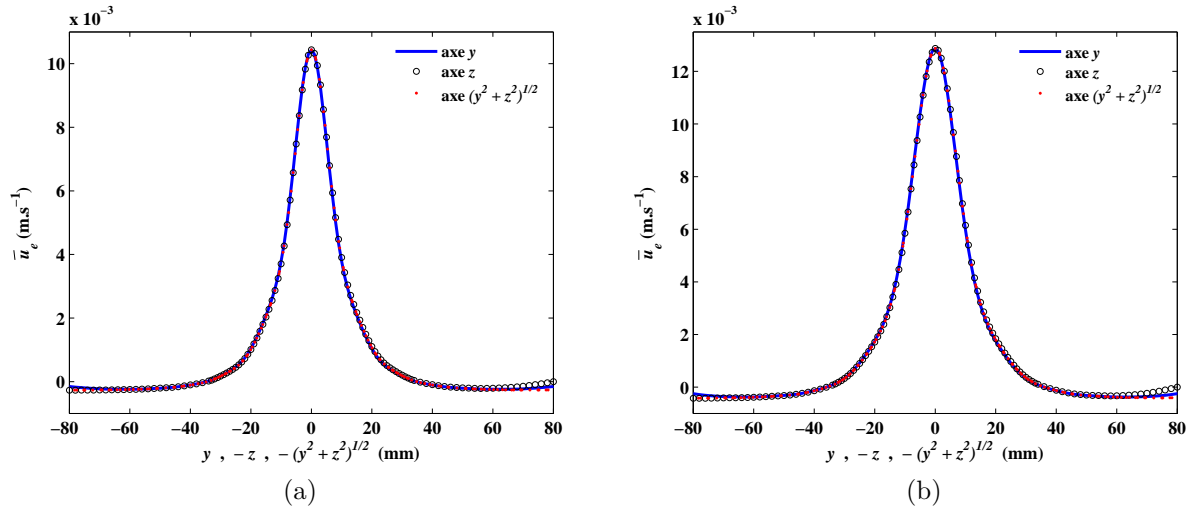


FIGURE 4.3.11: Profils transversaux de la vitesse axiale numérique en (a)  $x_1 = 1.5L_f \approx 411\text{mm}$  et (b)  $x_2 = 2L_f \approx 549\text{mm}$ . Ces profils sont tracés sur l'axe horizontal  $y$ , l'axe vertical  $z$  et l'axe diagonal  $\sqrt{y^2 + z^2}$ . Le profil vertical a été tracé en fonction de  $-z$  et le profil diagonal, en fonction de  $-\sqrt{y^2 + z^2}$ , de sorte que la surface libre se trouve du côté gauche sur les deux profils.

## 4.4 Conclusion

La méthode de séparation des échelles de temps nous a permis de trouver une expression générale de la force acoustique similaire aux contraintes de Reynolds (éq. 4.2.8) : la vitesse acoustique joue le même rôle que les fluctuations turbulentes. L'expression (éq. 4.2.13) est identique à celle issue du modèle de Nyborg. Tout l'intérêt de notre méthode est d'être compatible avec les niveaux de puissance et de vitesse présents dans les expériences d'*acoustic streaming*, qui sont tels qu'on ne peut pas considérer l'*acoustic streaming* comme un phénomène du deuxième ordre.

L'équation du mouvement est résolue grâce au logiciel commercial *StarCCM+*<sup>TM</sup> qui a permis de reconstituer l'écoulement en champ proche et lointain : les comparaisons des résultats numériques avec les mesures expérimentales, résolues spatialement selon  $x$ ,  $y$  et  $z$ , montrent un très bon accord. Le modèle acoustique linéaire est donc bien adapté au problème et offre un gain important en temps de calcul en comparaison du modèle non-linéaire de KZK. En revanche, on s'est rendu compte que l'outil de résolution numérique est limité car, en stationnaire, les calculs aux fortes puissances acoustiques ne convergent pas vers une solution finale juste et, en instationnaire, le temps de calcul est très long. Pour la suite de l'étude, il est donc envisagé de travailler avec des techniques de résolution plus performantes comme les méthodes spectrales ou la méthode de Lattice-Boltzmann.

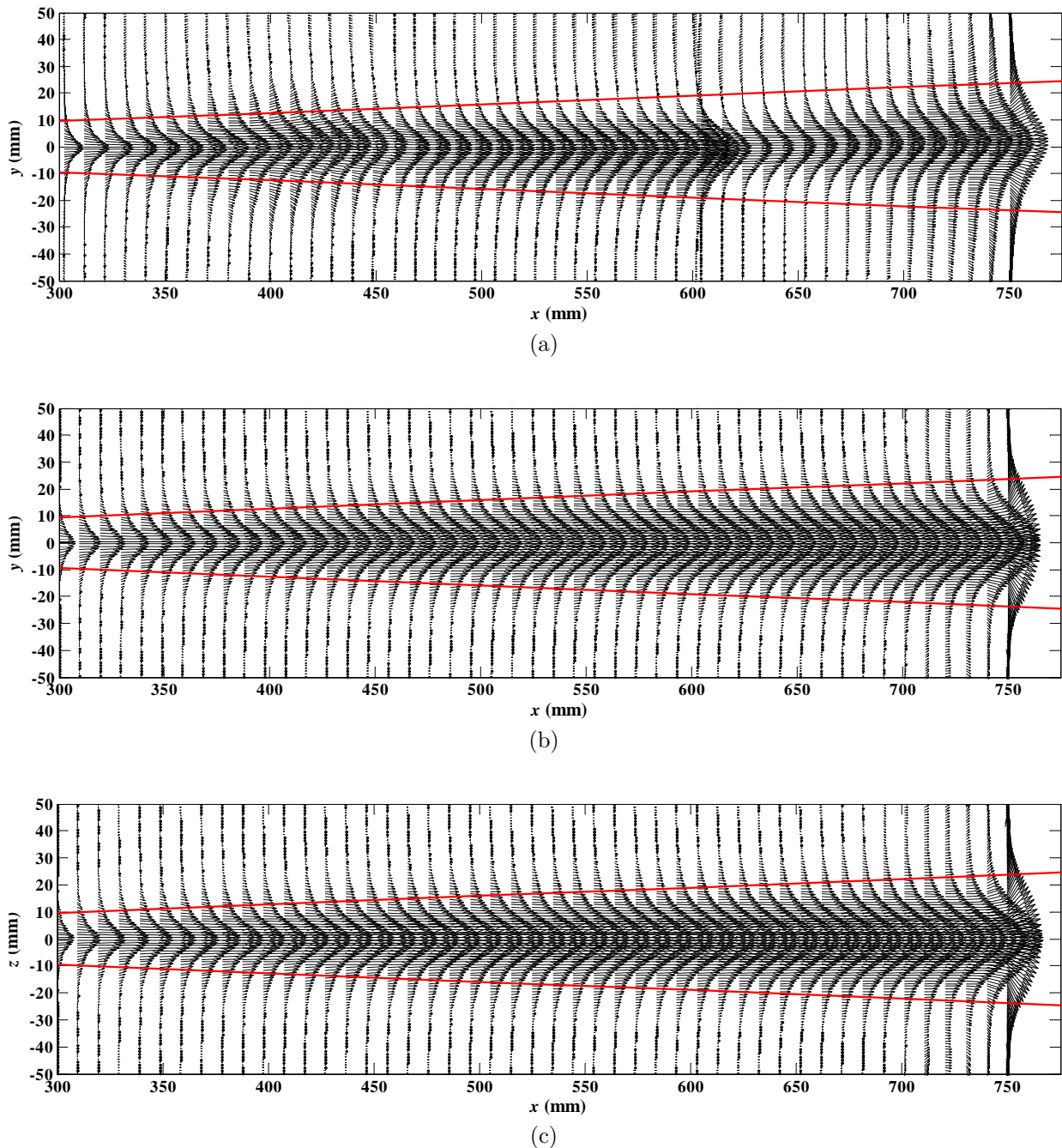


FIGURE 4.3.12: Champs de vitesse axiale : (a) expérimental dans le plan horizontal  $Oxy$ , (b) numérique dans le plan horizontal  $Oxy$  et (c) numérique dans le plan vertical  $Oxz$  ; les deux plans passent par l'axe du transducteur et la puissance acoustique est, dans les deux cas, de 1.4W. Les traits rouges représentent le cône de diffraction. On retrouve une bonne concordance de la structure du jet mesuré expérimentalement et calculé numériquement.



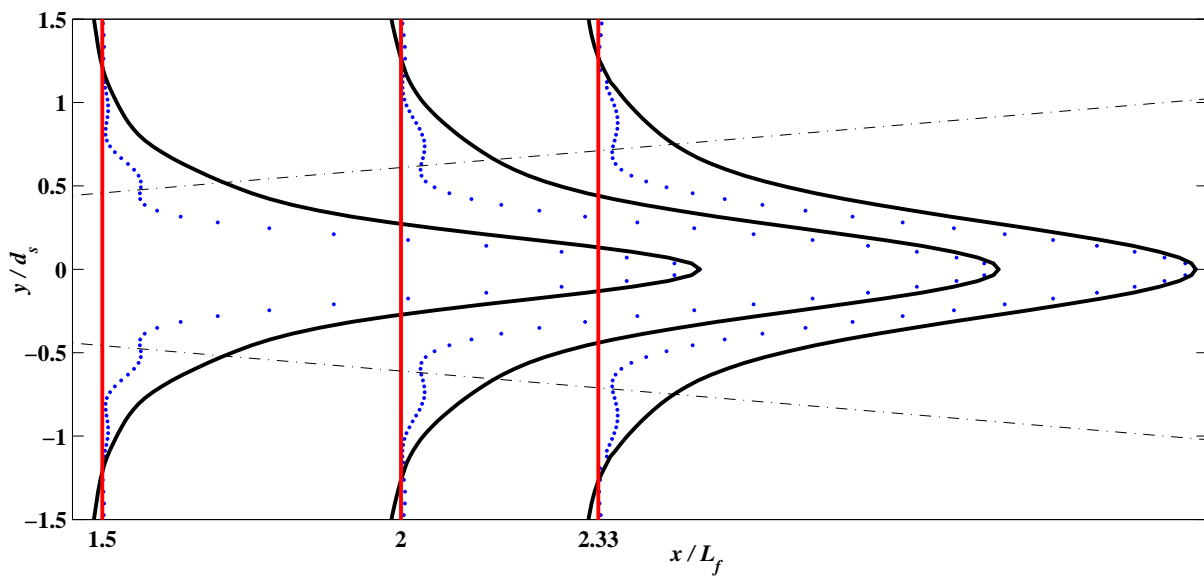


FIGURE 4.3.13: Profils transversaux normalisés en champ lointain de l'intensité acoustique (points bleus) et de la vitesse axiale numérique (traits noirs) pour une puissance acoustique de 1.4W. Les lignes noires en traits mixtes représentent le cône de diffraction. Les profils d'intensité acoustique sont extraits du même calcul numérique que celui des profils de vitesse.

## Chapitre 5

# L'*acoustic streaming* : vers de nouvelles configurations

Pour des raisons évidentes de conditions expérimentales, la présente étude a été réalisée en eau. Elle a permis d'aboutir à un modèle hydrodynamique qui permet de prédire la structure de l'écoulement généré par les ultrasons dans une cavité rectangulaire. **L'objectif** de ce dernier chapitre est d'étendre ce modèle vers de nouvelles configurations. On se propose donc de **construire un outil, qui consiste en un ensemble de paramètres représentatifs de l'*acoustic streaming*, permettant de transposer une maquette en eau vers une maquette avec un autre fluide.**

### 5.1 Analyse dimensionnelle appliquée au jet d'*acoustic streaming*

Nous avons recensé au chapitre 1 plusieurs études expérimentales, en eau, d'écoulements entraînés par ultrasons. Elles sont répertoriées dans le tableau 1.2. Ces expériences sont toutes décrites par leurs auteurs en valeurs dimensionnelles. Elles diffèrent par la taille et la géométrie de la cuve, par les valeurs du diamètre de la source acoustique et de la fréquence des ultrasons ainsi que par les intensités acoustiques mises en jeu. Dans cette partie, on propose des lois d'échelles pour la vitesse que l'on comparera aux résultats expérimentaux de la présente étude et de la littérature. Une analyse dimensionnelle sera également réalisée afin de trouver les critères de similitude d'une maquette en eau vers une maquette dans un autre fluide. On s'intéressera, en particulier, à la relation qui existe entre puissance acoustique et vitesse de l'écoulement.

#### 5.1.1 Analyse d'échelle

Dans cette partie, on considère un écoulement laminaire d'*acoustic streaming*, stationnaire et dans un volume semi-infini, autrement dit, un jet libre. Dans ces conditions, le gradient de pression ne joue pas de rôle important et l'écoulement résulte d'une compétition entre les effets d'inertie, les effets visqueux et le forçage acoustique. On réalise deux analyses d'échelle : une dans le cas où l'écoulement est conditionné par les effets d'inertie et une autre dans le cas où l'écoulement est dominé par les effets visqueux.

### 5.1.1.1 Effets d'inertie

Dans la zone d'accélération, près du début du jet, les termes d'inertie s'équilibrent avec le terme de forçage acoustique si bien que sur l'axe du transducteur, on a :

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_e^2}{\partial x} \propto \frac{2\alpha_{ac}}{c} I_{ac}. \quad (5.1.1)$$

On rappelle que la puissance acoustique est donnée par :

$$P_{ac} = 2\pi \int_0^{R_{ac}} I_{ac}(r) r dr, \quad (5.1.2)$$

où  $R_{ac}$  représente le rayon du faisceau acoustique et  $r$  la coordonnée radiale, soit, en ordre de grandeur,  $I_{ac} \approx P_{ac}/(\pi R_{ac}^2)$ . Aussi, à partir de l'équation 5.1.1, on déduit que la vitesse de l'écoulement sur l'axe du transducteur, dans la zone d'accélération, suit la loi d'échelle suivante :

$$\bar{u}_e \propto \sqrt{\frac{2\alpha_{ac}}{\rho c} \frac{P_{ac}}{\pi R_{ac}^2} (x - x_0)}, \quad (5.1.3)$$

$(x - x_0)$  étant la distance à la paroi. Dans notre cas,  $x_0$  correspond à la distance entre la membrane du transducteur et la plaque intercalaire. Dans le cas où il n'y a pas de séparation,  $x_0$  vaut zéro.

On applique, à présent, l'équation 5.1.3 aux cas expérimentaux présentés dans le tableau 1.2. La figure 5.1.1 représente la composante axiale moyenne  $\bar{u}_e$  des vitesses mesurées, dans ces études, en fonction du membre de droite de l'équation 5.1.3. Dans ce système d'axe, la relation 5.1.3 est donc représentée par une droite de pente 1, tracée ici en trait plein noir.

On rappelle que l'équation 5.1.3 est issue d'un raisonnement d'analyse d'échelle. On s'attend donc à ce qu'il y ait un coefficient de proportionnalité permettant d'ajuster les valeurs observées avec celles attendues par la loi en racine. Ce coefficient peut différer d'une étude à l'autre dans la mesure où les géométries expérimentales et la position des points de mesure diffèrent (tab. 1.2). Il est ajusté pour chaque cas par la méthode des moindres carrés et correspond ainsi à la pente des droites de régression déduites des symboles de la figure 5.1.1. Pour Nowicki *et al.* [6] et Kamakura *et al.* [8], on sélectionne plusieurs points de mesure proches du transducteur à puissance acoustique fixée : jusqu'à 7mm du transducteur pour Nowicki et 20cm pour Kamakura. On minimise alors la grandeur suivante :

$$\chi_{racine, P_{ac}} = \sqrt{\frac{1}{Nb \text{ de pts}} \sum_{i=1}^{Nb \text{ de pts}} (\bar{u}_{e \text{ exp}, i} - \bar{u}_{e \text{ racine}, i})^2}, \quad (5.1.4)$$

où  $\bar{u}_{e \text{ exp}}$  représente la composante axiale moyenne des vitesses mesurées,  $\bar{u}_{e \text{ racine}}$ , la composante axiale moyenne des vitesses estimées et « *Nb de pts* », le nombre de points utilisés pour l'ajustement. On rappelle que dans le cas de Kamakura, le nombre de points expérimentaux est limité (fig. 4.3.4b, chap. 4). On se base donc, pour l'ajustement, sur ses valeurs numériques qui sont, elles, en totale adéquation avec la structure du jet sur l'axe du transducteur, en champ proche, comme on l'a vu sur la figure 4.3.4b du chapitre 4. Pour toutes les autres études, on ajuste les points expérimentaux à distance fixée tels que :

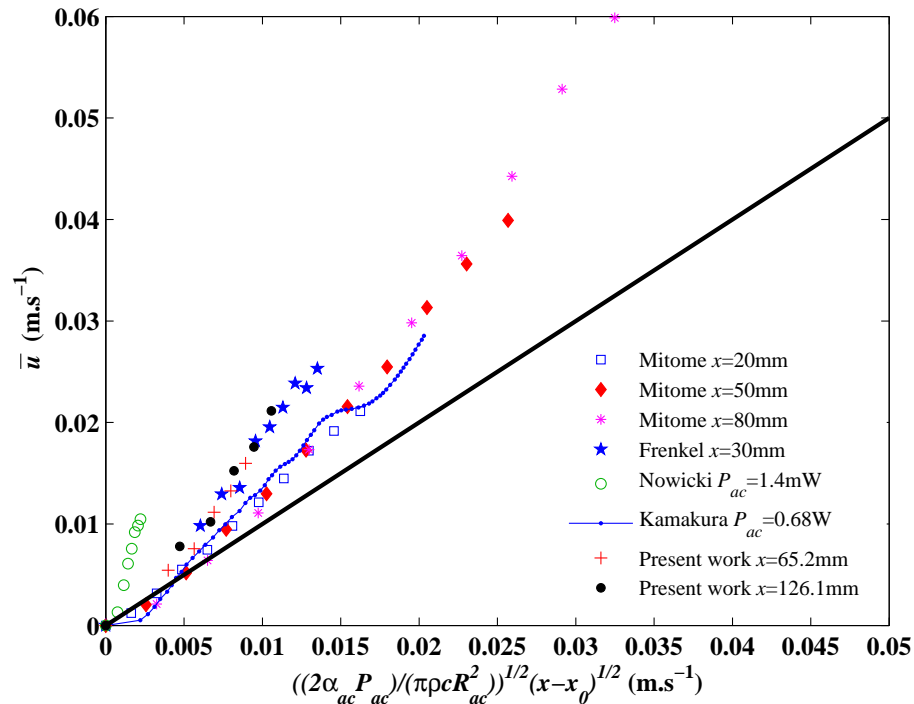


FIGURE 5.1.1: Tracé de l'équation 5.1.3 : la composante axiale  $\bar{u}_e$  des vitesses moyennes mesurées dans les diverses études expérimentales (tab. 1.2) est tracée en fonction du terme de droite de l'équation 5.1.3. La droite en trait plein noir correspond à la droite de pente 1, c'est-à-dire à une égalité dans l'équation 5.1.3. La pente des droites dessinées par les différents symboles représente le coefficient d'ajustement de la loi en racine sur les données expérimentales. Les points de Nowicki *et al.* [6] et de Kamakura *et al.* [8] sont tracés à puissance acoustique fixée. Tous les autres sont tracés à distance fixée. Le nombre de points étant limité pour Kamakura (fig. 4.3.4b), on choisit de représenter ici ses points numériques.

$$\chi_{racine,x} = \sqrt{\frac{1}{Nb\ de\ P_{ac}} \sum_{i=1}^{Nb\ de\ puissances} (\bar{u}_{e\ exp,i} - \bar{u}_{e\ racine,i})^2}, \quad (5.1.5)$$

avec «  $Nb\ de\ P_{ac}$  », le nombre de puissances acoustiques. La valeur de la pente est donnée pour chaque étude ainsi que la valeur de  $\chi_{racine,P_{ac}}$  et de  $\chi_{racine,x}$  dans le tableau 5.1

	Mitome <sup>1</sup> fig. 2 $x = 20mm$	Mitome <sup>1</sup> fig. 2 $x = 20mm$	Mitome <sup>1</sup> fig. 2 $x = 20mm$	Frenkel <sup>2</sup> fig. 3	Nowicki <sup>3</sup> fig. 4	Kamakura <sup>4</sup> fig. 6	Présente étude $x = 350mm$	Présente étude $x = 411mm$
Coefficient de proportionnalité éq. 5.1.3	1.28	1.48	1.68	1.85	4.53	1.35	1.63	1.85
Valeur du $\chi_{racine,P_{ac}} (m.s^{-1})$ éq. 5.1.4 ou $\chi_{racine,x} (m.s^{-1})$ éq. 5.1.5	$6.2 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$9.5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$

TABLE 5.1: Ajustement de l'équation 5.1.3 sur les données expérimentales des études du tableau 1.2 du chapitre 1. Réf. : <sup>1</sup>Mitome [4], <sup>2</sup>Frenkel *et al.* [5], <sup>3</sup>Nowicki *et al.* [6], <sup>4</sup>Kamakura *et al.* [8].

Les mesures expérimentales semblent être en accord avec l'évolution de la vitesse en racine de  $x$  et de  $P_{ac}$ , donnée par l'équation 5.1.3. Malgré la disparité qui existe entre les géométries, tous les points de mesure sont regroupés au dessus de la droite de pente un sur la figure 5.1.1. Les pentes de l'ensemble des points de mesure, pour chacun des cas, sont ainsi supérieures à 1 ; les valeurs sont données dans la première ligne du tableau 5.1. On remarquera, en particulier, que les points de Nowicki *et al.* sont les plus éloignés de la droite de pente 1 : le coefficient de proportionnalité est de 4.53. Deux raisons peuvent expliquer la position isolée des données de Nowicki *et al.* : la puissance acoustique n'est pas complètement claire et les points de mesure sont resserrés dans la zone très proche du transducteur (de 0 à 2cm pour  $L_f = 35cm$ ), c'est à dire en champ très proche, là où les fluctuations spatiales de l'intensité acoustique sont très fortes. A cela, peuvent s'ajouter les incertitudes sur la valeur de  $\alpha_{ac}$  et les incertitudes de mesure dans une zone si restreinte. Mitome, quant à lui, présente une évolution linéaire de la vitesse en fonction de la pression en trois points, à 10, 20 et 50mm, dans la figure 5 de son article [4]. Pour le cas des ondes planes, la puissance acoustique est proportionnelle au carré de la pression, ce qui va bien dans le sens de l'équation 5.1.3. Mitome fournit également des profils longitudinaux pour plusieurs pressions acoustiques dans la figure 2 de son article [4], d'où sont tirés les points sur la figure 5.1.1 à 20, 50 et 80mm du transducteur.

En outre, les points de mesures sur la figure 5.1.1 se regroupent en trois paquets : Mitome et Kamakura, la présente étude en champ lointain et Frenkel, et enfin, Nowicki. Il est difficile de trouver les raisons de cet agencement.

Tout comme Nowicki *et al.*, la position des points de mesure de Frenkel *et al.* n'est pas très claire et située dans la zone très près du transducteur, entre 0 et 3cm du transducteur pour un champ proche de 32cm. La présence d'un obstacle cylindrique à 3.5cm remet également en question la validité de la configuration d'Eckart *streaming*. Malgré cela, les

données de Frenkel sont en bon accord avec la loi en racine sur la figure 5.1.1 bien qu'elles soient présentées par cet auteur comme suivant une évolution linéaire de la vitesse en fonction de l'intensité acoustique, et donc de la puissance acoustique, dans la figure 3 de son article [5].

Si on considère les données de Mitome et Kamakura et de la présente étude, la différence de pente notable entre les deux paquets de points peut s'expliquer en partie par le fait que l'un (Mitome et Kamakura) se situe dans le champ proche et que l'autre (la présente étude) est dans le champ lointain. Les points noirs et les croix rouges, de la présente étude, sont situés à 126.1 et 65.2mm de la plaque intercalaire (fig. 2.3.3a) en champ lointain. Les points de Mitome sont situés en champ proche à 20, 50 et 80mm du transducteur, et la comparaison de la longueur de la cuve et de la longueur de Fresnel, pour l'étude de Kamakura (tab. 1.2), montre que les mesures sont faites entièrement en champ proche. On note en particulier des oscillations qui correspondent aux accélérations locales, en champ très proche, sur le profil longitudinal de vitesse (fig. 4.3.4b). Au paragraphe 3.4 du chapitre 3, on a montré qu'on pouvait considérer l'onde comme plane en champ proche, ce qui légitimait l'utilisation de la force acoustique 4.2.13 dans cette zone. L'observation d'une loi en racine pour des mesures effectuées en champ proche plaide aussi pour une validité de la loi 4.2.13 en champ proche.

Pour vérifier l'hypothèse que le regroupement des points en plusieurs paquets est dû à la zone de mesure en champ proche ou en champ lointain, on superpose, sur la figure 5.1.2, nos données mesurées en champ proche (§ 2.3.3.2), pour différentes puissances, aux mesures en champ lointain de la présente étude et aux points en champ proche de Kamakura de la figure 5.1.1.

Les points expérimentaux en champ proche sont légèrement en-dessous des points de Kamakura : ils sont plus rapprochés de la ligne de pente 1. Ainsi, la valeur du coefficient de proportionnalité pour ces mêmes données est quasiment égale à 1 comme le montre le tableau 5.2. Ces valeurs ont été ajustées par les moindres carrés en minimisant l'expression de l'équation 5.1.4. Sur ces mesures, on retrouve également les oscillations correspondant aux accélérations locales sur le profil longitudinal de vitesse (fig. 2.3.16). Cela donne encore une indication que l'expression 4.2.13 de la force acoustique donne au moins un ordre de grandeur valable dans le champ proche.

	$P_{ac} = 1.4W$	$P_{ac} = 2.8W$	$P_{ac} = 4.2W$	$P_{ac} = 5.6W$
Coefficient de proportionnalité dans l'équation 5.1.3	0.97	1.11	1.19	1.11
Valeur du $\chi_{racine, P_{ac}}$ ( $m.s^{-1}$ ) éq. 5.1.4	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$

TABLE 5.2: Ajustement de l'équation 5.1.3 sur les données expérimentales de la présente étude en champ proche.

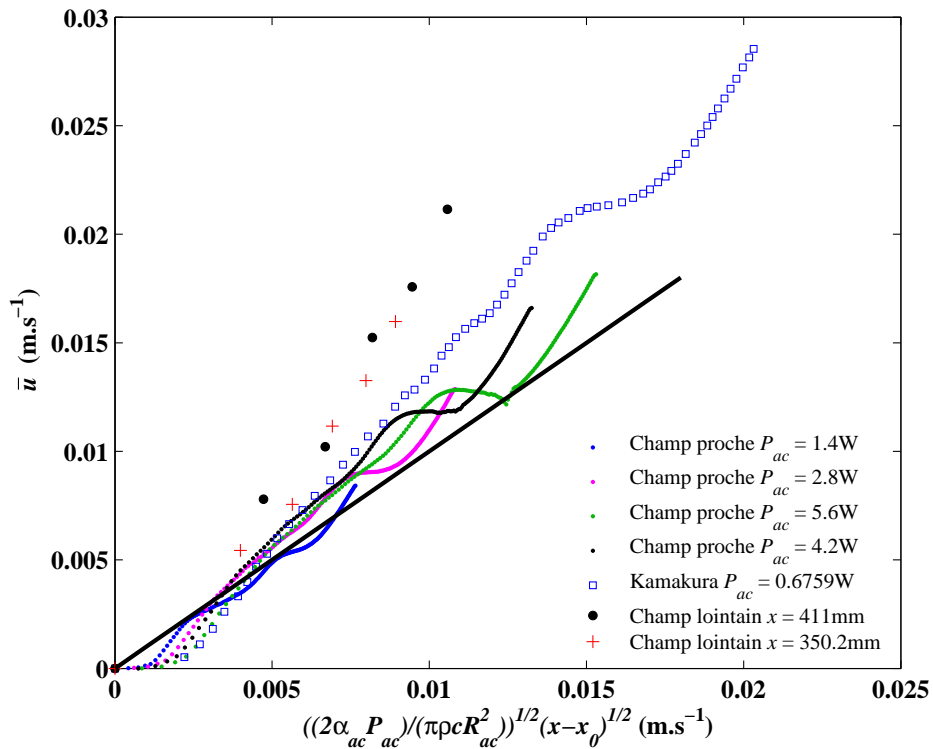


FIGURE 5.1.2: La composante axiale  $u$ , des vitesses moyennes mesurées dans l'étude de Kamakura et dans la présente étude en champ lointain et en champ proche, est tracée en fonction du terme de droite de l'équation 5.1.3. La droite en trait plein noir correspond à la droite de pente 1. Pour plus de clarté, on a choisi de ne pas rajouter les données de Mitome, Frenkel et Nowicki de la figure 5.1.1.

### 5.1.1.2 Effets visqueux

Loin de l'origine du jet, on peut envisager que les effets d'inertie s'atténuent et sont dominés par les effets visqueux, qui s'équilibrent alors avec le terme de force acoustique. Cela suppose en outre que le gradient de pression joue un rôle négligeable, ce qui est théoriquement le cas dans un milieu infini. Ici, la section de l'aquarium étant bien plus grande que celle du jet, on peut raisonnablement faire cette hypothèse. L'équilibre de la force acoustique volumétrique et des forces d'inertie s'écrit :

$$\frac{2\alpha_{ac}I_{ac}}{c} \propto \mu \frac{\bar{u}_e}{R_e^2}, \quad (5.1.6)$$

En introduisant l'expression de la puissance acoustique telle que  $P_{ac} \approx I_{ac}\pi R_{ac}^2$  dans l'équation 5.1.6, alors :

$$\frac{2\alpha_{ac}}{c} \frac{P_{ac}}{\pi R_{ac}^2} \propto \mu \frac{\bar{u}_e}{R_e^2} \quad (5.1.7)$$

On peut exprimer  $\bar{u}_e$  en considérant que le rayon du jet  $R_e$  est équivalent au rayon du faisceau acoustique  $R_{ac}$  si bien que :

$$\bar{u}_e \propto 2 \frac{\alpha_{ac}P_{ac}}{\pi\mu c}. \quad (5.1.8)$$

L'équation 5.1.8 est tracée sur la figure 5.1.3 pour les données expérimentales de Mitome [4], Nowicki *et al.* [6], Frenkel *et al.* [5] ainsi que celles obtenues dans la présente étude. Le tableau 5.3 fournit la valeur du coefficient de proportionnalité pour l'évolution linéaire de la vitesse, c'est-à-dire la valeur des pentes des droites déduites des données pour chaque auteur présentées sur la figure 5.1.3.

Les points de Frenkel sont les mêmes que ceux tracés sur la figure 5.1.1. Ils sont très éloignés des autres sur la figure 5.1.3 : la valeur de la pente est de 0.12. Contrairement au tracé de la figure 3 du papier [5], les points de mesure de Frenkel *et al.* semblent mieux suivre une évolution en racine (eq. 5.1.3) qu'une loi linéaire (eq. 5.1.8) comme le suggèrent les figures 5.1.1 et 5.1.3. Cela est confirmé par la valeur du résidu des moindres carrés qui est plus faible pour la loi en racine ( $1 \cdot 10^{-3} \text{m.s}^{-1}$ ) que pour la loi linéaire ( $2.8 \cdot 10^{-3} \text{m.s}^{-1}$ ). Ceci conforte bien l'idée que les points de mesure se situent dans une zone d'accélération. Concernant les données de Nowicki *et al.*, ils semblent suivre une loi linéaire mais dont la pente est de 2.5. Là encore, même si la tendance linéaire semble être bonne, les paramètres expérimentaux restent peu clairs. En revanche, les points de Mitome à 150 et 200mm du transducteur (plus éloignés que ceux tracés en figure 5.1.1), issus du profil longitudinal sur la figure 2 de son article [4], se situent bien en champ lointain ( $L_f = 85 \text{mm}$ , tab. 1.2) tout comme les points de la présente étude à  $2L_f$ . Pour ces trois séries de mesures, la pente est proche de 1.

On peut également calculer la distance  $x_{lim}$  à partir de laquelle l'élargissement du jet est conditionné par la diffraction en introduisant l'équation 5.1.8 dans l'équation 5.1.12 :

$$x_{lim} = \frac{8\pi}{1.22^2} \frac{\mu^2 f}{\alpha_{ac}\rho P_{ac}}. \quad (5.1.9)$$

L'application numérique de l'expression 5.1.9 est donnée dans la troisième ligne du tableau 5.3. On notera que plus la puissance acoustique augmente et plus la distance  $x_{lim}$  est réduite.



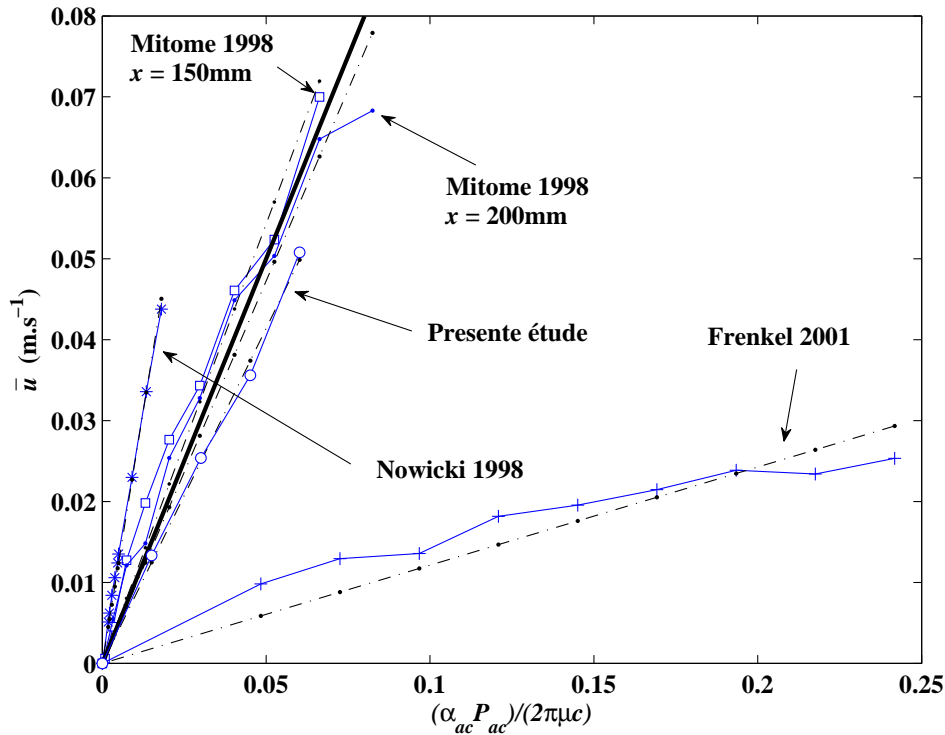


FIGURE 5.1.3: Comparaison des données expérimentales avec l'ordre de grandeur donné par la relation 5.1.8 : la composante axiale  $\bar{u}$  des vitesses moyennes mesurées dans les diverses études expérimentales (tab. 1.2) est tracée en fonction du membre de droite de l'équation 5.1.8. La pente des droites en traits mixtes représente le coefficient d'ajustement de la loi linéaire sur les données expérimentales, en symboles. La droite en trait plein noir correspond à la droite de pente 1.

	Mitome <sup>1</sup> fig. 2 $x = 150\text{mm}$	Mitome <sup>1</sup> fig. 2 $x = 200\text{mm}$	Nowicki <sup>2</sup> fig. 2	Frenkel <sup>3</sup> fig. 3	Présente étude $x = 2L_f = 549\text{mm}$
Coefficient de proportionnalité dans l'équation 5.1.8	1.09	0.94	2.5	0.12	0.83
Valeur du $\chi_{racine, P_{ac}}$ ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ) éq. 5.1.4 et $\chi_{racine, x}$ ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ) éq. 5.1.5	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
Valeur de $x_{lim}$ (éq. 5.1.9) en cm	1 à 95	1 à 95	112 à 1 119	0.72 à 3.6	1.7 à 13.22

TABLE 5.3: Ajustement de l'équation 5.1.8 sur les données expérimentales des études du tableau 1.2 et valeur de  $x_{lim}$ . Réf. : <sup>1</sup>Mitome [4], <sup>2</sup>Nowicki *et al.* [6], <sup>3</sup>Frenkel *et al.* [5].

Pour conclure sur ces deux graphiques (fig. 5.1.1 et 5.1.3), rappelons que l'ensemble de ces données expérimentales étaient tracées au chapitre 1. Il avait fallu pour cela utiliser deux échelles des abscisses, l'une en Watts et l'autre en milliWatts. Si l'on sentait bien que certaines données montraient un comportement linéaire, l'ensemble avait peu de cohérence. Notre analyse permet de tracer toutes ces données, auxquelles s'ajoutent les nôtres dans deux figures dotées d'un système d'axe cohérent.

### 5.1.1.3 Compétition diffraction/viscosité

La question de l'évolution de la taille du jet le long de  $x$  peut être considérée du point de vue des mécanismes physiques : l'élargissement du champ de force est dû à la diffraction acoustique du faisceau ; simultanément la quantité de mouvement a tendance à diffuser par effets visqueux d'où un élargissement possible du jet.

Dans la limite des petits angles, on peut confondre l'angle, son sinus et sa tangente, si bien qu'en reprenant l'expression du demi-angle au sommet du cône de diffraction dans l'équation 1.1.3, le faisceau s'élargit selon une loi :

$$\frac{\delta R_{diffraction}}{x - x_0} = 1.22 \frac{\lambda}{d_s}. \quad (5.1.10)$$

avec  $\delta R_{diffraction}(x)$  le rayon d'élargissement du faisceau acoustique qui varie en fonction de la distance  $x$ .

En considérant l'écoulement en régime laminaire, s'il n'y avait pas de diffraction, l'élargissement du jet se produirait seulement par diffusion visqueuse selon une loi :

$$\frac{\delta R_{diffusion}}{x - x_0} = \sqrt{\frac{\nu}{u(x)(x - x_0)}} = Re_x^{-1/2}, \quad (5.1.11)$$

avec  $\delta R_{diffusion}$  le rayon d'élargissement du jet par diffusion visqueuse,  $Re_x$  le nombre de Reynolds basé sur la distance  $(x - x_0)$  et  $x_0$  la distance de la plaque intercalaire au transducteur. On peut alors comparer le taux d'élargissement par diffraction et par diffusion en faisant le rapport de l'expression 5.1.10 et 5.1.11 :

$$\frac{\delta R_{diffraction}}{\delta R_{diffusion}} = 1.22 \frac{\lambda}{d_s} Re_x^{1/2}. \quad (5.1.12)$$

Ce rapport est proportionnel à la distance parcourue par le jet. On peut interpréter cette relation ainsi : près de l'origine du jet, l'élargissement transversal est majoritairement dû à la diffusion visqueuse et lorsqu'on s'éloigne de l'origine du jet, c'est la diffraction qui conditionne l'élargissement transverse du jet. Dans notre cas, l'angle de diffraction est d'un peu moins de  $2^\circ$ . En considérant la loi linéaire ( $\bar{u} \sim P_{ac}$ ) de la figure 2.3.23a, si l'on se place à 1.4W et que l'on prend  $1.4\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ , le rapport 5.1.12 vaut environ  $3.7\sqrt{(x - x_0)}$ . De même, si on prend une vitesse de  $5.6\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$  à 5.6W, ce même rapport vaut environ  $7.4\sqrt{(x - x_0)}$ . Ainsi, on peut s'attendre à ce que, dans une géométrie fermée comme la nôtre, la longueur sur laquelle la diffusion visqueuse domine l'élargissement est plus courte à haute puissance.

## 5.1.2 Analyse dimensionnelle

L'analyse dimensionnelle permet de définir le jeu de paramètres sans dimension requis pour décrire un problème. A travers la théorie des maquettes, elle permet de dimensionner

la modélisation d'un problème délicat à étudier par une maquette plus simple en laboratoire. Dans notre cas, le dispositif d'étude a été conçu avant la définition du sujet de thèse, tourné vers une perspective à long terme d'utilisation d'ultrasons dans les creusets de cristallisation du Si-PV. La théorie des maquettes va donc nous permettre de voir quels renseignements on peut donc en tirer concernant l'*acoustic streaming* dans du silicium en fusion.

### 5.1.2.1 Paramètres adimensionnels

L'analyse dimensionnelle nécessite de recenser l'ensemble des paramètres qui décrivent complètement le phénomène d'*acoustic streaming*, c'est-à-dire à la fois le problème de propagation acoustique et le problème hydrodynamique. Si l'on considère une géométrie simple de section carrée, cinq variables sont nécessaires pour décrire le problème hydrodynamique : la longueur  $L$  et la largeur  $l$  du domaine fluide, la vitesse  $U$  de l'écoulement, la masse volumique et la viscosité cinématique du fluide,  $\rho$  et  $\nu$ . De même, cinq variables sont nécessaires pour décrire le problème acoustique : la puissance acoustique  $P_{ac}$ , le diamètre et la fréquence de la source acoustique,  $d_s$  et  $f$ , le coefficient d'atténuation et la célérité du son,  $\alpha_{ac}$  et  $c$ . D'après la définition donnée dans l'équation 1.1.1, le paramètre  $\alpha_{ac}$  est proportionnel au carré de la fréquence, on choisit de le remplacer par la variable  $N = \alpha/f^2$ ;  $N$  est une propriété du matériau indépendante de la fréquence. Toutes ces variables sont listées dans la première colonne du tableau 5.4 ainsi que leurs unités usuelles retranscrites avec les unités du système international que sont le mètre ( $m$ ) pour la longueur, la seconde ( $s$ ) pour le temps et le kilogramme ( $kg$ ) pour la masse.

A partir de ces dix variables on se propose de construire des nombres sans dimension. Pour ce faire, on se propose d'utiliser le théorème de Vashy-Buckingham [60]. Dix variables apparaissent dans le problème et trois unités fondamentales pour exprimer leurs unités. Selon le théorème de Vashy-Buckingham,  $10-3=7$  nombres sans dimension sont nécessaires à la description du phénomène. Pour construire ces nombres à partir des variables dimensionnelles, on décide de prendre  $d_s$ ,  $d_s^2/\nu$  et  $\rho/d_s^3$  comme la distance, le temps et la masse caractéristiques, respectivement. C'est ainsi qu'on obtient le jeu de nombres sans dimension listés dans la quatrième colonne du tableau 5.4.

Variables dimensionnelles	Unités usuelles	Unités du système international	Paramètres adimensionnés
$N = \alpha/f^2$	$m^{-1}.Hz^{-2}$	$m^{-1}.s^2$	$N = Nf^2L$
$f$	$Hz$	$s^{-1}$	$F = fd_s^2/\nu$
$\lambda = c/f$	$m$	$m$	$S = 1.22\lambda/d_s$
$L, l$ et $d_s$	$m$	$m$	$L = L/d_s, l = l/d_s$
$P_{ac}$	$W$	$kg.m^2.s^{-3}$	$P = P_{ac}d_s/(\rho\nu^3)$
$U$	$m.s^{-1}$	$m.s^{-1}$	$U = Ud_s/\nu$
$\nu$	$m^2.s^{-1}$	$m^2.s^{-1}$	-
$\rho$	$kg.m^{-3}$	$kg.m^{-3}$	-

TABLE 5.4: Tableau récapitulatif des variables dimensionnelles du problème, leurs unités et paramètres adimensionnés associés.

Une interprétation physique peut être donnée pour chacun de ces nombres sans dimension.  $\mathbf{N}$  est le rapport entre la longueur du domaine et la distance d'atténuation  $1/\alpha$ .

$\mathbf{F}$  équivaut à une fréquence adimensionnée et peut être vu comme le rapport de la période caractéristique de diffusion visqueuse à l'échelle  $d_s$  sur la période temporelle des ultrasons. Les valeurs de ce paramètre sont très grandes excepté en microfluidique où  $d_s$  est petit. En reprenant l'épaisseur de la couche limite  $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$  dans la configuration de Rayleigh Schlichting, on a  $\mathbf{F}\pi = d_s^2/\delta^2$  : l'épaisseur de la couche limite acoustique est très petite devant l'échelle de longueur  $d_s$ .

$\mathbf{S}$  représente le demi-angle au sommet du cône de diffraction.

$\mathbf{L}$  et  $\mathbf{I}$  correspondent simplement aux rapports de la longueur et de la largeur de la cuve sur le diamètre de la source acoustique.

$\mathbf{P}$  correspond au rapport de la puissance acoustique injectée sur la puissance acoustique dissipée par les effets visqueux pour le nombre de Reynolds  $\mathbf{U}$  égale à 1.

$\mathbf{U}$  est un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la source acoustique.

Avec ce jeu de paramètre, on peut réécrire le terme de force acoustique de l'équation 1.2.21 en adimensionné :

$$\mathbf{f}_{ac,i} = 2.44 \frac{\mathbf{NP}}{\mathbf{SFL}} \mathbf{G}_i, \quad (5.1.13)$$

où  $\mathbf{G}$  représente la répartition spatiale adimensionnée de l'intensité acoustique définie par :  $G = (d_s^2 I_{ac})/P_{ac}$ . On peut également réécrire les équations 5.1.3, 5.1.8 et 5.1.9 des lois d'échelles :

$$\mathbf{U} \sim \sqrt{\frac{8 \times 1.22 \mathbf{NP} x}{\pi \mathbf{SF} L}}, \quad (5.1.14)$$

$$\mathbf{U} = \frac{1.22 \mathbf{NP}}{2\pi \mathbf{SFL}} \quad (5.1.15)$$

et

$$\frac{x_{lim}}{L_f} = \frac{8\pi \mathbf{FL}}{1.22^2 \mathbf{NP}}. \quad (5.1.16)$$

### 5.1.2.2 La théorie des maquettes

On considère deux fluides dont les propriétés sont fixées et on cherche à définir à quelle échelle doit être réalisé le dispositif, et dans quel rapport doivent être les paramètres du cas test (le dispositif expérimental en eau) et du cas réel (l'application dans le nouveau fluide). Ce choix de prendre une maquette en eau est arbitraire. Les mêmes relations formelles peuvent être utilisées pour, par exemple, choisir un fluide dont les propriétés permettent d'avoir une maquette d'échelle donnée. L'objectif est de voir ce que l'on peut déduire de notre expérience en eau concernant une application dans le Silicium photovoltaïque, ou plus généralement, dans un métal liquide.

Si l'on considère le cas test en similitude géométrique avec le cas réel et tel qu'il soit à l'échelle  $\Sigma$ , on a :

$$\Sigma = \frac{L_{test}}{L_{réel}}, \quad (5.1.17)$$

et les paramètres  $\mathbf{L}$  et  $\mathbf{I}$  sont alors identiques entre le cas test et le cas réel :

$$\frac{L_{test}}{L_{réel}} = \frac{l_{test}}{l_{réel}} = \frac{d_{stest}}{d_{sréel}}. \quad (5.1.18)$$

Afin que les maquettes du cas test et du cas réel soient en totale similitude, il faut que les cinq autres paramètres adimensionnés soient identiques. Le problème acoustique est caractérisé par l'ensemble des trois paramètres  $\mathbf{N}$ ,  $\mathbf{F}$  et  $\mathbf{S}$ , et le problème hydrodynamique par  $\mathbf{P}$  et  $\mathbf{U}$ . La similitude sur la propagation acoustique est obtenue pour le système suivant :

$$\begin{cases} \mathbf{N}_{test}/\mathbf{N}_{réel} = 1, \\ \mathbf{F}_{test}/\mathbf{F}_{réel} = 1, \\ \mathbf{S}_{test}/\mathbf{S}_{réel} = 1. \end{cases} \quad (5.1.19)$$

A présent, introduisons une notation compacte  $R_m = m_{test}/m_{réel}$  désignant le rapport entre la valeur d'une des variables dimensionnelles, désignée ici par la lettre  $m$ , entre le cas test et le cas réel. En utilisant les définitions du tableau 5.4, le système 5.1.19 s'écrit alors :

$$\begin{cases} R_N R_f^2 \Sigma = 1 \\ R_f \Sigma^2 R_\nu^{-1} = 1 \\ R_c R_f^{-1} \Sigma^{-1} = 1 \end{cases} \quad (5.1.20)$$

Pour un couple de fluides donné, aux conditions de pression et de température fixées, les paramètres  $R_N$ ,  $R_c$  et  $R_\nu$  sont fixés et dépendent des propriétés des deux fluides alors que  $\Sigma$  et  $R_f$  sont en lien avec les configurations expérimentales et doivent être choisis pour que les deux cas soient en similitude. Le système 5.1.20 est alors sur-déterminé et un choix s'impose pour le résoudre. On considère alors que, suite aux observations des chapitres précédents, la diffraction est un élément clef dans le modèle d'*acoustic streaming* : on fait le choix de conserver le paramètre  $\mathbf{S}$ . En revanche, dans tout le mémoire, on a décidé de ne pas prendre en compte l'atténuation en  $e^{-\alpha_{ac}x}$  dans le problème acoustique. On a considéré, en effet, que la décroissance de l'intensité acoustique sur l'axe était principalement due à la diffraction du faisceau acoustique, en lien avec la conservation de l'énergie. Aussi, on choisit d'écarter le paramètre  $\mathbf{N}$  pour la résolution du système 5.1.20. On suppose donc qu'il n'est pas de première importance que l'atténuation dans le cas test soit représentative quantitativement de l'atténuation dans le cas réel. Le système 5.1.20 se réduit alors aux deux dernières lignes et on obtient :

$$\Sigma = \frac{R_\nu}{R_c} \quad (5.1.21)$$

et

$$R_f = \frac{R_c^2}{R_\nu}. \quad (5.1.22)$$

Dans ce cas, le rapport du paramètre adimensionné  $\mathbf{N}$  entre le cas test et le cas réel s'écrit en fonction des propriétés du fluide :

$$\frac{\mathbf{N}_{test}}{\mathbf{N}_{réel}} = \frac{R_N R_c^3}{R_\nu}, \quad (5.1.23)$$

rapport dont on aimerait que la valeur, fixée par les propriétés du fluide, ne soit pas trop éloignée de 1 (eq. 5.1.20).

Dans la mesure où l'atténuation joue un rôle important dans le problème d'*acoustic streaming* mais que le paramètre associé,  $\mathbf{N}$ , n'a pas été utilisé pour la similitude, on choisit de remplacer le paramètre  $\mathbf{P}$  et de faire porter la similitude sur le produit  $\mathbf{NP}$ . Ce choix vient du fait que ce produit apparaît dans le terme de force acoustique (éq. 5.1.13) qui assure le couplage entre le problème de propagation acoustique et le problème hydrodynamique ;  $\mathbf{NP}$  apparaît également dans les équations adimensionnées 5.1.14, 5.1.15 et 5.1.16. La similitude du cas test et du cas réel est donc obtenue pour  $\mathbf{N}_{test}\mathbf{P}_{test} = \mathbf{N}_{réel}\mathbf{P}_{réel}$ , soit :

$$R_P = \frac{R_\rho R_\nu^3}{R_N R_c^2}. \quad (5.1.24)$$

Enfin, la similitude du Reynolds  $U_{test} = U_{réel}$  conduit à l'expression suivante :

$$R_U = \frac{R_\nu}{\Sigma} = R_c. \quad (5.1.25)$$

Cette dernière équation est équivalente à la similitude sur le nombre de Mach définie par  $M = U/c$ . Mais, on préfère garder la notation en Reynolds car l'écoulement généré est incompressible.

### 5.1.3 Application de l'analyse dimensionnelle aux métaux liquides

Dans cette section, on se propose d'appliquer les résultats de l'analyse précédente, de l'eau aux métaux liquides, afin d'apporter quelques caractéristiques de l'*acoustic streaming* dans ces milieux.

Les métaux liquides sélectionnés sont au nombre de deux : il s'agit du silicium et du sodium. Le silicium est, on le rappelle, utilisé dans le processus de fabrication des panneaux solaires. Le matériau est élaboré lors de la phase de solidification dirigée et fait partie intégrante de la problématique du sujet de thèse. En revanche, le choix du sodium vient de plusieurs raisons. Tout d'abord, la principale application du sodium liquide est qu'il peut être utilisé comme fluide caloporteur dans les réacteurs nucléaires de nouvelle génération. Ensuite, le sodium est un matériau qui apparaît souvent dans les expériences académiques en relation avec l'effet dynamo de la Terre, avec mesure de vitesse par ultrasons. Enfin, il y a eu une volonté d'illustrer l'analyse dimensionnelle sur un métal liquide autre que le silicium. Le tableau 5.5 répertorie justement les propriétés de ces deux métaux nécessaires au calcul du coefficient d'atténuation acoustique (éq. 1.1.1). On note que les principales grandeurs sont disponibles excepté la viscosité de volume  $\eta$ . Il est souvent compliqué de trouver toutes les propriétés d'un même métal liquide et les caractéristiques thermophysiques du sodium ont été recensées par Sobolev [25].

Propriétés du fluide	Silicium à 1 700K	Sodium à 393K <sup>5</sup>
Masse volumique $\rho$ ( $kg.m^{-3}$ )	2 500 <sup>1</sup>	922
Célérité du son $c$ ( $m.s^{-1}$ )	3 900 <sup>2</sup>	2 514
Viscosité de volume $\eta$ ( $Pa.s$ )	-	-
Viscosité dynamique $\mu$ ( $Pa.s$ )	0.8 <sup>3</sup>	0.62
Coefficient de dilatation thermique $\kappa$ ( $K^{-1}$ )	$1.1 \cdot 10^{-4}$ <sup>1</sup>	$2.55 \cdot 10^{-4}$
Conductivité thermique $\theta$ ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )	60 <sup>1</sup>	85.5
Chaleur spécifique $C_p$ ( $J.K^{-1}.kg^{-1}$ )	1 000 <sup>4</sup>	1 374

TABLE 5.5: Valeurs numériques des propriétés du silicium et du sodium liquide nécessaires au calcul du coefficient d'atténuation acoustique (eq. 1.1.1). Réf. : <sup>1</sup>Inatomi *et al.* [22], <sup>2</sup>Hayashi *et al.* [23], <sup>3</sup>Rhim et Oshaka [24], <sup>4</sup>Okhotin *et al.*, <sup>5</sup>Sobolev [25].

Malgré tout, on peut estimer la contribution des différents termes du coefficient  $\alpha_{ac}$ . Le calcul est fait dans le tableau 5.6, à environ 20°C au dessus du point de fusion. On note que, dans les deux cas, les termes thermiques sont prépondérants dans la valeur finale du coefficient d'atténuation par rapport aux termes liés à la viscosité dynamique. Ceci est particulièrement vrai pour le Silicium pour lequel il existe un rapport de 17. Concernant la viscosité volumique, Nasch *et al.* [41] estime la valeur de  $\eta$  du fer à  $0.6\mu$ , c'est la valeur qui sera prise pour le silicium. En outre, dans la mesure où la contribution de  $\mu$  à  $\alpha_{ac}$  est faible, on peut s'attendre à ce que l'effet de la viscosité volumique reste faible, notamment bien plus faible que la valeur du terme thermique.

Pour le sodium, le terme thermique est également dominant, et on choisit d'approcher la valeur de la viscosité de volume par  $1.25\mu$ , si bien que la valeur finale du rapport  $\alpha_{ac}/f^2$  est proche de la valeur, mesurée, trouvée dans les tables de Kaye et Laby [42] pour le sodium à 383K ( $\alpha_{ac}/f^2 = 120 \cdot 10^{-16} \text{s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ ).

La valeur finale de  $\alpha_{ac}$  pour le silicium ( $0.01 \text{m}^{-1}$  à 2MHz et  $0.065 \text{m}^{-1}$  à 5MHz) est dix fois plus faible que celle de l'eau ( $0.1 \text{m}^{-1}$  à 2MHz et  $0.6 \text{m}^{-1}$  à 5MHz) et environ cinq fois plus faible que celle du sodium liquide ( $0.048 \text{m}^{-1}$  à 2MHz et  $0.3 \text{m}^{-1}$  à 5MHz). Cela est dû en particulier aux propriétés dynamiques du silicium, par exemple au produit  $\rho c^3$  dix fois plus élevé que pour le sodium et 100 fois plus élevé que pour l'eau.

Estimation à environ 20°C au dessus de la température de fusion	Silicium	Sodium
Facteur $2\pi^2/\rho c^3$ ( $\text{s} \cdot \text{Pa}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ )	$1.33 \cdot 10^{-16}$	$13.5 \cdot 10^{-16}$
Terme associé à la viscosité dynamique $4/3 \mu$ ( $\text{Pa} \cdot \text{s}$ )	$1.07 \cdot 10^{-3}$	$0.825 \cdot 10^{-3}$
Terme associé à la viscosité de volume $\eta$ ( $\text{Pa} \cdot \text{s}$ )	$\sim 0.6 \mu = 0.48 \cdot 10^{-3}$	$\sim 1.25 \mu = 0.77 \cdot 10^{-3}$
Terme associé aux effets thermiques ( $\text{Pa} \cdot \text{s}$ )	$18.15 \cdot 10^{-3}$	$7.3 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_{ac}/f^2$ ( $\text{s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ )	$26.2 \cdot 10^{-16}$	$120 \cdot 10^{-16}$
$\alpha_{ac}$ ( $\text{m}^{-1}$ ) pour $f = 2\text{MHz}$	0.01	0.048
$\alpha_{ac}$ ( $\text{m}^{-1}$ ) pour $f = 5\text{MHz}$	0.065	0.3

TABLE 5.6: Evaluation du coefficient d'atténuation acoustique pour le silicium et le sodium liquide légèrement au dessus du point de fusion.

Le tableau 5.7 présente l'application numérique des relations 5.1.21 à 5.1.25 pour les cas du silicium et du sodium, quelques degrés au dessus du point de fusion. Puisque les métaux liquides sont moins visqueux que l'eau et avec des célérités du son plus élevées, l'équation 5.1.21 nous enseigne qu'une maquette en eau sera toujours plus grande qu'une maquette en silicium ou en sodium. Le tableau 5.7 montre en effet que pour être en similitude, une maquette en eau doit être un peu plus de 8 fois plus grande qu'une maquette en silicium et 2.5 fois plus grande qu'une maquette en sodium. Une expérience en eau serait donc 550 fois

plus grande en volume qu'une expérience en silicium et 15 fois plus grande qu'une expérience en sodium. De même, la fréquence en eau est toujours plus petite que celle pour les métaux liquides. On note également que, en terme d'atténuation acoustique, le cas eau-sodium est le cas le plus favorable que le cas eau-silicium.

	Echelle $\Sigma$ (éq. 5.1.21)	$f_{test}/f_{réel}$ (éq. 5.1.22)	$N_{test}/N_{réel}$ (éq. 5.1.23)	$P_{ac, test}/P_{ac, réel}$ (éq. 5.1.24)	$U_{test}/U_{réel}$ (éq. 5.1.25)
Silicium (1 750 K)	8.2	0.046	0.17	8.9	0.38
Sodium (393 K)	2.5	0.23	0.28	4.9	0.59

TABLE 5.7: Application numérique du paramètre d'échelle ( $\Sigma$ ) et des rapports des principaux paramètres ( $f$ ,  $N$ ,  $P_{ac}$  et  $U$ ) pour qu'une expérience en eau soit en similitude avec une expérience en silicium (1<sup>ère</sup> ligne) et en sodium (2<sup>ème</sup> ligne).

Enfin, le rapport des puissances dans la quatrième colonne du tableau 5.7 représente le rapport des puissances acoustiques nécessaire pour atteindre un même nombre de Reynolds dans l'eau et dans les métaux liquides. Il est supérieur à un dans les deux cas : similaire à la valeur de l'échelle pour le couple eau/silicium et deux fois plus élevé que la valeur de l'échelle pour le couple eau/sodium. Il est à noter que ce rapport des puissances est très sensible au rapport des viscosités dans la mesure où celui-ci apparaît avec une puissance trois dans l'équation 5.1.24. Finalement, il suffit d'une puissance presque dix fois moins grande dans le silicium que dans l'eau pour atteindre un même nombre de Reynolds. Il s'agit d'un résultat conséquent pour les potentielles applications dans le sens où l'on parvient à un même Reynolds avec moins de puissance. Typiquement, dans le cadre d'un dispositif expérimental en eau, si l'on considère qu'une puissance acoustique de 1W génère une vitesse d'entraînement de  $1\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ , alors d'après le tableau 5.7 pour le cas du sodium, un transducteur circulaire plan de 12mm de diamètre avec une fréquence de 8.6MHz induirait une vitesse de l'ordre de  $1.7\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$  avec une puissance acoustique de seulement 200mW. Cette application numérique laisse penser qu'une attention toute particulière doit être prise en ce qui concerne les effets d'*acoustic streaming* pendant les mesures d'ADV dans le sodium liquide, alors même que de récents travaux montrent que les mesures par ADV dans l'eau peuvent être faussées par ce phénomène !

## 5.1.4 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, une analyse d'échelle nous a permis de développer des lois d'évolution de la vitesse d'écoulement. Cette analyse est basée sur l'équilibre des termes d'inertie et de la force acoustique près de l'origine du jet (éq. 5.1.3) et, sur l'équilibre des termes visqueux et du forçage acoustique lorsqu'on s'éloigne de l'origine (éq. 5.1.8). Ces lois d'évolution ont été comparées aux données expérimentales de la littérature et à celles obtenues durant cette thèse. On rappelle que les fréquences varient de 1.1 à 32MHz, soit quatre ordres de grandeur pour le coefficient d'atténuation acoustique et que les puissances acoustiques utilisées s'étendent du milliwatt à quelques dizaines de Watts (tab. 1.2). Malgré la diversité des dispositifs expérimentaux, les deux lois obtenues permettent de tracer sur deux graphiques (un par régime), les mesures des différents auteurs avec une bonne cohérence.



Pour l'analyse dimensionnelle, 10 variables sont nécessaires à la description complète de notre problème : 5 variables acoustiques (puissance et atténuation acoustique, célérité du son, fréquence des ultrasons et diamètre de la source acoustique), 2 variables géométriques (longueur et largeur de la cuve) 1 variable hydrodynamique (vitesse de l'écoulement) et 2 variables liées aux propriétés du fluide (masse volumique et viscosité cinématique du fluide). Un jeu de 7 paramètres adimensionnels a été construit et suffit à décrire entièrement le phénomène d'*acoustic streaming* généré par un transducteur plan (tab. 5.4). Deux sont liés à la géométrie du montage expérimental et cinq paramètres sont en relation avec la propagation acoustique et l'écoulement induit. Cependant, on a montré que la similitude complète entre une maquette en eau et une maquette avec un autre fluide ne pouvait être atteinte. Aussi, on a choisi de ne pas prendre en compte le paramètre lié à l'atténuation acoustique mais de considérer le produit de deux paramètres associés au produit  $\alpha_{ac}P_{ac}$  qui apparaît dans l'expression de la force acoustique, force qui assure le couplage entre la propagation acoustique et l'écoulement incompressible. L'application aux métaux liquides (silicium et sodium) a montré qu'avec une puissance plus faible qu'en eau, on pouvait atteindre un même nombre de Reynolds dans les métaux liquides. Bien que les volumes de métaux liquides soient plus petits que celui du dispositif en eau, cela ouvre des perspectives en terme d'applications et nous appelle à la vigilance en matière de vélocimétrie par ultrasons.

# Conclusion et perspectives

La figure 5.1.4 résume la démarche utilisée pour développer le modèle théorique associé à l'*acoustic streaming*. On rappelle que l'objectif de cette méthode est de reconstituer le champ de vitesse mesuré expérimentalement.

La méthode basée sur la séparation des échelles de temps permet de construire, sur le modèle des contraintes de Reynolds, une équation du mouvement complète qui met en jeu l'équilibre des termes d'inertie avec le gradient de pression, les termes visqueux et un terme de forçage acoustique. L'expression de ce dernier terme est similaire à celle du tenseur de Reynolds : la vitesse acoustique joue le rôle des vitesses de fluctuations turbulentes. Dans le cadre des ondes planes progressives sinusoïdales atténuées, on montre que la force acoustique est proportionnelle au produit  $\alpha_{ac}I_{ac}$ , du coefficient d'atténuation par l'intensité acoustique. Bien que l'expression de cette force ait déjà été établie dans la littérature par une approche en petites perturbations [49], cette nouvelle approche a le mérite d'être compatible avec les observations expérimentales montrant que l'*acoustic streaming* n'est pas un phénomène du second ordre. Elle aboutit en effet à des équations du mouvement, où les termes d'inertie, absents des précédentes approches, sont ici naturellement présents.

L'expression de la force acoustique fait apparaître l'intensité acoustique qui est proportionnelle au carré de l'amplitude de la pression acoustique pour une onde plane. L'adéquation de l'équation du mouvement à l'écoulement induit par les ultrasons passe donc d'abord, par un modèle de propagation acoustique approprié. On base notre modèle sur le principe de Huygens Fresnel et le calcul numérique de l'intégrale de Rayleigh. Cela consiste à discrétiser la source acoustique en plusieurs sources secondaires, de calculer et de sommer le champ acoustique rayonné par chacune d'elles pour reconstituer le champ acoustique total dans le domaine fluide. Les comparaisons aux données expérimentales montrent que ce modèle permet de reconstituer de manière très satisfaisante le champ de pression acoustique rayonnée par un transducteur plan. Il permet à moindre coût de prendre en compte deux ingrédients clés : la diffraction et l'atténuation, et de décrire à la fois le champ proche et le champ lointain.

L'équation du mouvement est ensuite résolue *via* un logiciel commercial *StarCCM+*<sup>TM</sup>. En champ proche, les extrema locaux de l'intensité acoustique conditionnent en grande partie la structure de l'écoulement, notamment avec l'apparition d'accélération locales et de pics sur le champ de vitesse. Par ailleurs, tout comme le champ acoustique dans cette zone, le diamètre du jet reste égal au diamètre de la source. La dissymétrie des conditions aux limites résulte en une dissymétrie dans le champ de vitesse, en particulier sur l'axe vertical  $z$  et, dans les sections transverses rectangulaires de notre géométrie, l'écoulement de retour se fait essentiellement dans les diagonales. On retrouve une bonne correspondance entre les champs expérimentaux et les champs numériques. On montre ainsi qu'il n'est pas nécessaire de prendre en compte les non-linéarités de propagation acoustique, ce qui serait très coûteux

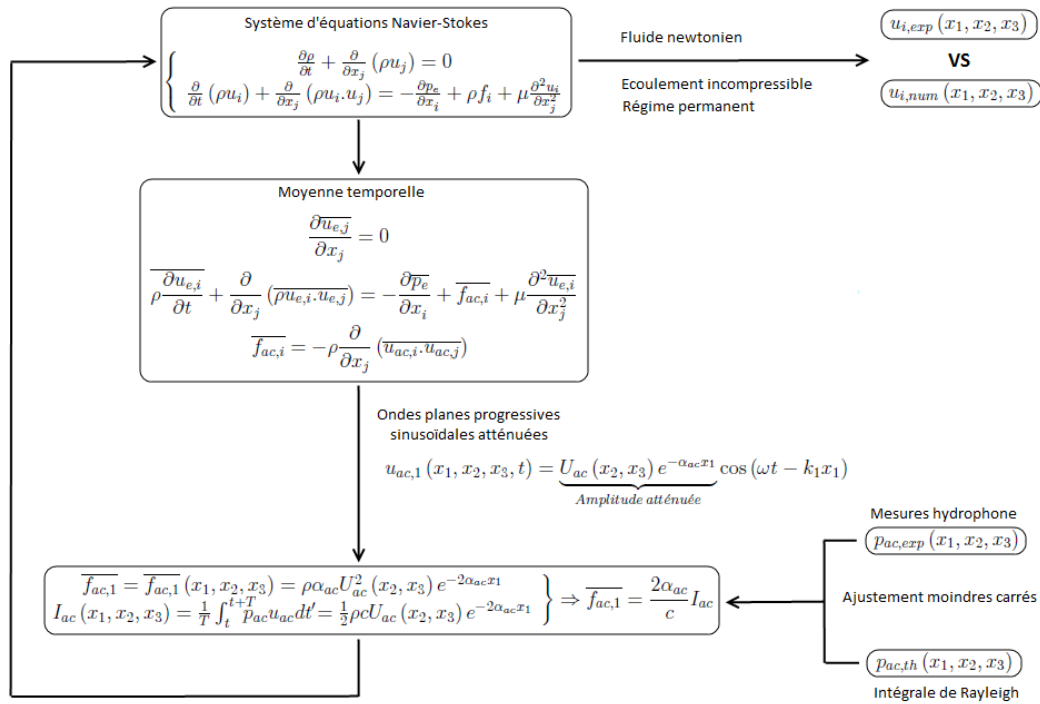


FIGURE 5.1.4: Synthèse de la démarche utilisée pour le développement d'un outil de modélisation pour l'*acoustic streaming*.

numériquement.

En champ lointain, on retrouve également une influence de  $I_{ac}$  sur le champ de vitesse : la forme des profils de vitesse est à associer à la forme du profil d'intensité acoustique. A forte puissance, l'élargissement du jet est en partie dû à la diffraction du faisceau acoustique. En revanche, le retour de l'écoulement se fait de manière homogène tout autour de l'écoulement central. Là aussi, on retrouve une bonne correspondance entre les mesures PIV et les calculs numériques. Enfin, dans cette partie du champ acoustique, un comportement oscillatoire du jet a pu être observé près de la plaque absorbante en extrémité de cuve ; à notre connaissance, ces observations expérimentales sont inexistantes dans la littérature. Ce comportement oscillatoire peut être associé à la transition du régime laminaire au régime turbulent.

Les perspectives que nous offre cette présente étude sont ainsi à court, moyen et long terme. Parmi ces perspectives, certaines sont à classer dans les études fondamentales et d'autres dans les applications directes ; c'est ce qui fait tout l'intérêt et l'originalité de cette étude complète qui allie recherche fondamentale et applications industrielles, que ce soit pour le Si-PV ou dans d'autres domaines.

A moyen terme, il serait intéressant de travailler sur la modélisation des écoulements turbulents d'*acoustic streaming* et sur l'étude de la transition. On a observé que la transition au régime turbulent, dans l'eau à 2MHz, a lieu pour une puissance acoustique d'environ 5.6W. Les vitesses mises en jeu sont d'environ  $7\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ , soit un nombre de Reynolds de l'ordre de 2 000, valeur très élevée par rapport aux jets usuels dont la transition se fait plutôt pour un nombre de Reynolds de 30. Pour augmenter la vitesse et atteindre des nombres de Reynolds

---

élevés plus facilement, on peut également changer la fréquence. En effet, la force motrice acoustique est proportionnelle à  $\alpha_{ac}$ , lui-même proportionnel au carré de la fréquence. En multipliant la fréquence par 1.5, on multiplierait ainsi la force acoustique par 2.25. C'est ce qui sera envisagé par la suite en utilisant un transducteur de 3MHz dont l'acquisition a déjà été faite. L'étude de la déstabilisation en elle-même nécessite des moyens numériques performants. On envisage de se baser, pour cela, sur les méthodes spectrales et la méthode de Lattice-Boltzmann déjà bien maîtrisées dans l'équipe Phénomènes Convectifs Couplés du LMFA.

Dans les objectifs à court terme, il y a l'étude des réflexions sur une paroi solide non absorbante. Le calcul du champ acoustique est basé sur la méthode de la source fictive. Le principe est de sommer le champ acoustique rayonné par le transducteur réel orienté à un angle  $\beta$  et le champ acoustique rayonné par une source fictive symétrique de la source réelle. La démarche est ensuite semblable à celle décrite au chapitre 4 : introduction de la force acoustique et résolution du système d'équations de Navier-Stokes. La question qui se pose concerne la validité du modèle de force dans cette configuration où des ondes progressives interagissent. La méthode pour parvenir à une réponse sera la même qu'actuellement : comparer expérience et numérique en eau. Cela permettra de se rapprocher d'applications réalistes, en particulier concernant la croissance du Si-PV. On pourra rapidement quantifier la ségrégation en présence de ce type d'écoulement en se basant sur une approche récemment développée à l'INES permettant de déduire le paramètre de ségrégation connaissant la valeur du frottement pariétal.

A moyen terme, on aimerait s'intéresser à l'influence de l'acoustic streaming sur les échanges de chaleur. A ce titre, des résultats ont déjà été obtenus grâce à un dispositif expérimental sur les instabilités de Rayleigh Bénard, emprunté à l'IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse), et ré-adapté pour l'introduction des ultrasons. Le seuil d'apparition des rouleaux convectifs est conditionné par le nombre de Rayleigh qui met en jeu les propriétés thermiques ainsi que la viscosité cinématique du fluide, le gradient de température et le cube de la hauteur de la cavité. Connaissant le rapport de forme de la cavité, un calcul de stabilité permettait de trouver le nombre de Rayleigh critique et de remonter alors, au gradient de température critique. Avec de l'eau, le gradient critique est de  $10^{-3}K$  et avec une solution de fructilose (sirop de glucose-fructose), 100 fois plus visqueux que l'eau, on obtient un gradient de température critique de  $10^{-1}K$ . Autrement dit, les différences de température sont difficilement contrôlables expérimentalement. Dans la mesure où le dispositif expérimental ne nous permettait pas de modifier à notre convenance la hauteur de la cuve, celle-ci a été fixée ainsi que le diamètre du transducteur. Le seul paramètre qu'il nous était facile de changer est la viscosité du fluide et notamment, de l'augmenter. Or, augmenter la viscosité cinématique correspond à augmenter l'atténuation du son dans le fluide et par la même occasion les frottements visqueux. A titre d'illustration, la viscosité du fluide est de . Elle est très élevée et le *streaming* peine à s'y développer. Il a donc été extrêmement difficile de trouver le bon compromis entre un gradient de température mesurable, une hauteur de cuve suffisante, un fluide pas trop visqueux et un diamètre de source acoustique raisonnable. Les visualisations ont, malgré tout, montré que l'écoulement en rouleaux convectifs est influencé par la présence des ultrasons et l'existence de tores dus aux parois latérales vitrées non adiabatiques. Il a été ensuite difficile de continuer l'étude dans le temps imparti de la thèse.

A long terme, on peut envisager d'étudier l'*acoustic streaming* induit par le couplage de

deux, puis plusieurs transducteurs, dans un contexte de brassage du Si-PV dans des creusets de grandes dimensions. Bien sûr, il y aura des choix à faire. Par exemple, pour maintenir une convection suffisante pendant la phase de solidification, faut-il mélanger en régime laminaire, turbulent, en transition avec des oscillations ou bien faut-il faire un mélange chaotique. Il faut également se poser la question de l'optimisation des paramètres, du nombre et de la disposition des transducteurs. L'autre problème qui va être soulevé concerne l'interaction de l'*acoustic streaming* avec l'interface ou avec les écoulements de convection naturelle, ou avec le champ magnétique.

Finalement, l'application suscite beaucoup de points d'interrogations très intéressants et l'avenir nous dira si l'*acoustic streaming* aura eu raison des exigences imposées par les procédés industriels.

# Annexes



## Annexe A

# Solution analytique de l'intégrale de Rayleigh

La méthode que l'on propose de développer ici est basée sur le principe de Huygens-Fresnel. Tous les points d'une surface équiphasse peuvent être considérés comme des sources secondaires fictives, cohérentes entre elles, et émettant des ondes qui interfèrent pour construire le champ de pression rayonné au delà de la surface équiphasse considérée. La surface équiphasse à laquelle on s'intéresse ici est bien entendu la source acoustique.

La résolution analytique de l'intégrale de Rayleigh (éq. 1.1.6) consiste à sommer le champ de pression acoustique rayonné par chaque couronne concentrique comprise entre les rayons  $\sigma$  et  $\sigma + d\sigma$  (fig. A.1). Cela se traduit par l'intégrale sur un élément de surface  $dS = \sigma d\sigma d\alpha$  avec  $\sigma$  variant de 0 à  $a$  et  $\alpha$  variant de 0 à  $2\pi$ .

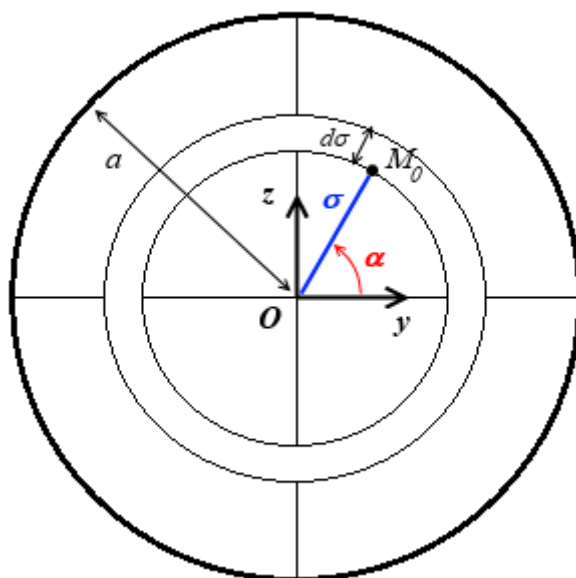


FIGURE A.1: Schéma du principe de découpage de la source acoustique en couronnes pour la solution analytique de l'intégrale de Rayleigh (éq. 1.1.6).

L'intégration de l'équation 1.1.6 peut se faire analytiquement dans deux cas particuliers : un calcul sur l'axe de la source acoustique, confondu avec l'axe  $x$  ( $r = x, \theta = 0$ ) puis un calcul



en champ très lointain ( $r \gg a, \theta$ ).

**Calcul sur l'axe** ( $r = x, \theta = 0$ )

Les coordonnées du point  $M$  deviennent :  $(x, 0, 0)$  car  $\theta = 0$  pour ce point, et  $r' = \sqrt{x^2 + \sigma^2}$ . Le champ de pression acoustique devient alors :

$$\tilde{p}_{ac}(x) = i \frac{p_{max}}{2\lambda} \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{e^{-ik\sqrt{x^2+\sigma^2}}}{\sqrt{x^2+\sigma^2}} \sigma d\sigma d\alpha, \quad (\text{A.0.1})$$

avec  $p_{max} = 2\rho c U_{ac}$ .

L'intégrale peut se calculer exactement, puisque  $\sigma \frac{e^{-ik\sqrt{x^2+\sigma^2}}}{\sqrt{x^2+\sigma^2}} = -\frac{d}{d\sigma} \left( \frac{e^{-ik\sqrt{x^2+\sigma^2}}}{ik} \right)$  :

$$\tilde{p}_{ac}(x) = \frac{p_{max}}{2} \left( e^{-ik\sqrt{x^2+a^2}} - e^{-ikx} \right). \quad (\text{A.0.2})$$

L'amplitude de la pression acoustique est le module de cette dernière expression c'est-à-dire la racine du produit du complexe par son conjugué :

$$p_{ac}(x) = \|\tilde{p}_{ac}(x)\| = \sqrt{\tilde{p}_{ac}(x) \tilde{p}_{ac}^*(x)}, \quad (\text{A.0.3})$$

d'où

$$p_{ac}(x) = \frac{p_{max}}{2} \sqrt{\left( e^{-ik\sqrt{x^2+a^2}} - e^{-ikx} \right) \left( e^{ik\sqrt{x^2+a^2}} - e^{ikx} \right)} = \frac{p_{max}}{2} \sqrt{2 - 2 \cos \left[ k \left( \sqrt{x^2 + a^2} - x \right) \right]}, \quad (\text{A.0.4})$$

soit

$$p_{ac}(x) = p_{max} \left| \sin \left[ \frac{kx}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{a}{x} \right)^2} - 1 \right) \right] \right|. \quad (\text{A.0.5})$$

La grandeur  $p_{ac}$  représente le module de l'amplitude de la pression acoustique telle que :  $p = p_{ac} e^{i\omega t}$ .

Cette expression est représentée sur la figure 1.1.5 en trait plein bleu ; l'amplitude de la pression acoustique est très fluctuante près de la source. En remplaçant  $k$  par son expression en fonction de la longueur d'onde, les extrémums sont atteints pour des valeurs de  $x$  qui satisfont :

$$\frac{\pi x}{\lambda} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{a}{x} \right)^2} - 1 \right) = \frac{m\pi}{2}, m \in \mathbb{N}, \quad (\text{A.0.6})$$

c'est-à-dire

$$x = \frac{a^2}{m\lambda} - \frac{m\lambda}{4}, m \in \mathbb{N}. \quad (\text{A.0.7})$$

Les maximums sont localisés pour les valeurs impaires de  $m$  ( $m = 1, 3, 5, \dots$ ) et les minimums (valeurs nulles), pour les valeurs paires de  $m$  ( $m = 2, 4, 6, \dots$ ) jusqu'à atteindre la surface de la source.

Dans le cadre des ultrasons, le rayon  $a$  de la source est grand devant la longueur d'onde  $\lambda$ , si bien que, dans l'équation A.0.7, le terme  $m\lambda/4$  est très petit devant  $a^2/m\lambda$ , aux valeurs de  $m$  de quelques unités. Si on prend le cas  $m = 1$ , ce maximum (le dernier) est localisé en  $x = a^2/\lambda$  qui correspond bien à la longueur de Fresnel définie au chapitre 1 par l'équation 1.1.2. On remarquera, également, que plus  $m$  augmente et plus les extrema se resserrent les

uns des autres en se rapprochant de la source.

### Solution asymptotique en champ lointain ( $r \gg a$ )

On rappelle que le champ de pression est axisymétrique et que dans ce cas, le point  $M$  appartient au plan  $Oxy$ . La distance  $r'$  peut être évaluée par un développement limité au premier ordre :  $r' \approx r \left(1 - \frac{\sigma}{r} \sin \theta \cos \alpha\right)$ , telle que :

$$\frac{e^{-ikr'}}{r'} \approx \frac{1}{r} \left(1 + \frac{\sigma}{r} \sin \theta \cos \alpha\right) e^{-ikr(1 - \frac{\sigma}{r} \sin \theta \cos \alpha)} \approx \frac{1}{r} e^{-ikr} e^{ik\sigma \sin \theta \cos \alpha}, \quad (\text{A.0.8})$$

et

$$\tilde{p}_{ac}(r, \theta) = i \frac{p_{max}}{2\lambda} \frac{1}{r} e^{-ikr} \int_0^a \int_0^{2\pi} \sigma e^{ik\sigma \sin \theta \cos \alpha} d\sigma d\alpha. \quad (\text{A.0.9})$$

Le calcul successif des intégrales fait apparaître les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 notées respectivement  $J_0$  et  $J_1$ . En posant  $\xi = k\sigma \sin \theta$ , on trouve finalement,  $J_0(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\xi \cos \alpha} d\alpha$  et  $\int_0^b \xi' J_0(\xi') d\xi' = bJ_1(b)$  :

$$\tilde{p}_{ac}(r, \theta) = i \frac{p_{max}}{2} \frac{ka^2}{r} \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} e^{-ikr}.$$

Comme au paragraphe précédent, l'amplitude est définie par le module, ce qui donne :

$$p_{ac}(r, \theta) = \|\tilde{p}_{ac}(r, \theta)\| = \frac{p_{max}}{2} \left| \frac{ka^2}{r} \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right|. \quad (\text{A.0.10})$$

A présent, on se propose d'approximer la fonction sinus dans l'équation A.0.5 par un développement limité avec l'hypothèse  $x \gg a$ , ce qui correspond au champ asymptotiquement lointain :

$$\sin \left[ \frac{\pi x}{\lambda} \left( \sqrt{1 + \left(\frac{a}{x}\right)^2} - 1 \right) \right] \approx \sin \left( \frac{ka^2}{4x} \right) \sim \frac{ka^2}{4x}, \quad (\text{A.0.11})$$

si bien que l'équation A.0.5 devient :

$$p_{ac}(x) = p_{max} \left| \frac{ka^2}{4x} \right|. \quad (\text{A.0.12})$$

Cette dernière expression correspond à l'équation A.0.10 avec  $\theta = 0$  c'est-à-dire  $r = x$  ; la Bessel cardinale<sup>1</sup> tend vers 1/2 en zéro. L'évolution de l'amplitude de la pression acoustique peut donc être assimilée à une loi en  $1/x$ , sur l'axe, en champ très lointain ; la loi sinus est valable en champ lointain et tend vers  $1/x$  en champ asymptotiquement lointain (fig. 1.1.5).

Dans la littérature, il est difficile de trouver une distinction claire entre « champ lointain » et « champ très lointain ». On se rend compte, en particulier, qu'aucune différence n'est faite et que l'évolution transversale en Bessel cardinale est souvent supposée être représentative de ce qui se passe en champ lointain [3][2]. Or, les mesures acoustiques au chapitre 2 ont montré que ce n'était pas tout à fait le cas. Aussi, dans la suite de ce chapitre, on tentera de donner un critère permettant de séparer « champ lointain » et « champ très lointain ».

---

1. Par analogie avec l'expression « sinus cardinal », on désignera par « fonction de Bessel cardinale » l'expression  $\frac{J_1(\psi)}{\psi}$

En définitive, l'amplitude réelle du champ bidimensionnel de pression acoustique rayonnée par une source circulaire plane en champ lointain est donnée, en coordonnées cartésiennes, par :

$$p_{ac}(x, y) = p_{max} \left| \sin \left[ \frac{\pi x}{\lambda} \left( \sqrt{1 + \left(\frac{a}{x}\right)^2} - 1 \right) \right] 2 \frac{J_1 \left( ka \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right)}{ka \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}} \right| \quad (\text{A.0.13})$$

# **Annexe B**

## **Table des valeurs du SWR**

THE EFFECT OF VSWR ON TRANSMITTED POWER													
VSWR	VSWR (dB)	RETURN LOSS (dB)	TRANS. LOSS (dB)	VOLT. REFL. COEFF.	POWER TRANS. (%)	POWER REFL. (%)	VSWR	VSWR (dB)	RETURN LOSS (dB)	TRANS. LOSS (dB)	VOLT. REFL. COEFF.	POWER TRANS. (%)	POWER REFL. (%)
1.00	.0	∞	.000	.00	100.0	.0	1.64	4.3	12.3	.263	.24	94.1	5.9
1.01	.1	46.1	.000	.00	100.0	.0	1.66	4.4	12.1	.276	.25	93.8	6.2
1.02	.2	40.1	.000	.01	100.0	.0	1.68	4.5	11.9	.289	.25	93.6	6.4
1.03	.3	36.6	.001	.01	100.0	.0							
1.04	.3	34.2	.002	.02	100.0	.0	1.70	4.6	11.7	.302	.26	93.3	6.7
							1.72	4.7	11.5	.315	.26	93.0	7.0
1.05	.4	32.3	.003	.02	99.9	.1	1.74	4.8	11.4	.329	.27	92.7	7.3
1.06	.5	30.7	.004	.03	99.9	.1	1.76	4.9	11.2	.342	.28	92.4	7.0
1.07	.6	29.4	.005	.03	99.9	.1	1.78	5.0	11.0	.356	.28	92.1	7.9
1.08	.7	28.3	.006	.04	99.9	.1							
1.09	.7	27.3	.008	.04	99.8	.2	1.80	5.1	10.9	.370	.29	91.8	8.2
							1.82	5.2	10.7	.384	.29	91.5	8.5
1.10	.8	26.4	.010	.05	99.8	.2	1.84	5.3	10.6	.398	.30	91.3	8.7
1.11	.9	25.7	.012	.05	99.7	.3	1.86	5.4	10.4	.412	.30	91.0	9.0
1.12	1.0	24.9	.014	.06	99.7	.3	1.88	5.5	10.3	.426	.31	90.7	9.3
1.13	1.1	24.3	.016	.06	99.6	.4							
1.14	1.1	23.7	.019	.07	99.6	.4	1.90	5.6	10.2	.440	.31	90.4	9.6
							1.92	5.7	10.0	.454	.32	90.1	9.9
1.15	1.2	23.1	.021	.07	99.5	.5	1.94	5.8	9.9	.468	.32	89.8	10.2
1.16	1.3	22.6	.024	.07	99.5	.5	1.96	5.8	9.8	.483	.32	89.5	10.5
1.17	1.4	22.1	.027	.08	99.4	.6	1.98	5.9	9.7	.497	.33	89.2	10.8
1.18	1.4	21.7	.030	.08	99.3	.7							
1.19	1.5	21.2	.033	.09	99.2	.8	2.00	6.0	9.5	.512	.33	88.9	11.1
							2.50	8.0	7.4	.881	.43	81.6	18.4
1.20	1.6	20.8	.036	.09	99.2	.8	3.00	9.5	6.0	1.249	.50	75.0	25.0
1.21	1.7	20.4	.039	.10	99.1	.9	3.50	10.9	5.1	1.603	.56	69.1	30.9
1.22	1.7	20.1	.043	.10	99.0	1.0	4.00	12.0	4.4	1.938	.60	64.0	36.0
1.23	1.8	19.7	.046	.10	98.9	1.1							
1.24	1.9	19.4	.050	.11	98.9	1.1	4.50	13.1	3.9	2.255	.64	59.5	40.5
							5.00	14.0	3.5	2.553	.67	55.6	44.4
1.25	1.9	19.1	.054	.11	98.8	1.2	5.50	14.8	3.2	2.834	.69	52.1	47.9
1.26	2.0	18.8	.058	.12	98.7	1.3	6.00	15.6	2.9	3.100	.71	49.0	51.0
1.27	2.1	18.5	.062	.12	98.6	1.4	6.50	16.3	2.7	3.351	.73	46.2	53.8
1.28	2.1	18.2	.066	.12	98.5	1.5							
1.29	2.2	17.9	.070	.13	98.4	1.6	7.00	16.9	2.5	3.590	.75	43.7	56.2
							7.50	17.5	2.3	3.817	.76	41.5	58.5
1.30	2.3	17.7	.075	.13	98.3	1.7	8.00	18.1	2.2	4.033	.78	39.5	60.5
1.32	2.4	17.2	.083	.14	98.1	1.9	8.50	18.6	2.1	4.240	.79	37.7	62.3
1.34	2.5	16.8	.093	.15	97.9	2.1	9.00	19.1	1.9	4.437	.80	36.0	64.0
1.36	2.7	16.3	.102	.15	97.7	2.3							
1.38	2.8	15.9	.112	.16	97.5	2.5	9.50	19.6	1.8	4.626	.81	34.5	65.5
							10.00	20.0	1.7	4.807	.82	33.1	66.9
1.40	2.9	15.6	.122	.17	97.2	2.8	11.00	20.8	1.6	5.149	.83	30.6	69.4
1.42	3.0	15.2	.133	.17	97.0	3.0	12.00	21.6	1.5	5.466	.85	28.4	71.6
1.44	3.2	14.9	.144	.18	96.7	3.3	13.00	22.3	1.3	5.762	.86	26.5	73.5
1.46	3.3	14.6	.155	.19	96.5	3.5							
1.48	3.4	14.3	.166	.19	96.3	3.7	14.00	22.9	1.2	6.040	.87	24.9	75.1
							15.00	23.5	1.2	6.301	.88	23.4	76.6
1.50	3.5	14.0	.177	.20	96.0	4.0	16.00	24.1	1.1	6.547	.88	22.1	77.9
1.52	3.6	13.7	.189	.21	95.7	4.3	17.00	24.6	1.0	6.780	.89	21.0	79.0
1.54	3.8	13.4	.201	.21	95.5	4.5	18.00	25.1	1.0	7.002	.89	19.9	80.1
1.56	3.9	13.2	.213	.22	95.2	4.8							
1.58	4.0	13.0	.225	.22	94.9	5.1	19.00	25.6	.9	7.212	.90	19.0	81.0
							20.00	26.0	.9	7.413	.90	18.1	81.9
1.60	4.1	12.7	.238	.23	94.7	5.3	25.00	28.0	.7	8.299	.92	14.8	85.2
1.62	4.2	12.5	.250	.24	94.4	5.6	30.00	29.5	.6	9.035	.94	12.5	87.5

TABLE B.1: Table de conversion de la valeur du SWR en puissance électrique réfléchie.

## Annexe C

# Etalonnage de l'hydrophone

Frequency (MHz)	Sensitivity (mV/MPa)	Uncertainty (%)
1.0	1660.0	13.0
2.0	1325.1	13.0
3.0	1282.7	13.0
4.0	1245.3	13.0
5.0	1192.1	13.0
6.0	1246.8	14.0
7.0	1246.6	14.0
8.0	1232.7	14.0
9.0	1232.5	15.0
10.0	1279.4	15.0
11.0	1243.3	15.0
12.0	1241.1	16.0
13.0	1244.2	16.0
14.0	1147.6	18.0
15.0	1100.8	17.0
16.0	978.0	17.0
17.0	935.4	18.0
18.0	834.3	19.0
19.0	727.5	24.0
20.0	677.7	27.0

TABLE C.1: Table d'étalonnage de l'hydrophone : facteur de conversion des mV en MPa et incertitude en fonction de la fréquence.

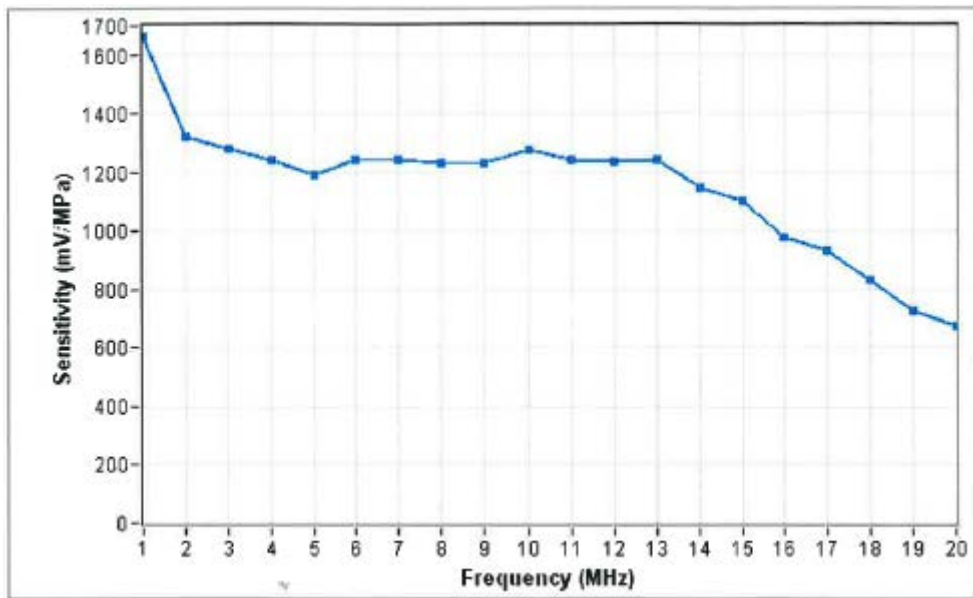


FIGURE C.1: Tracé du facteur de conversion (mV vers MPa) en fonction de la fréquence.

## Annexe D

# Champs de vitesse expérimentaux en champ proche dans le plan horizontal

$Oxy$  pour  $P_{ac} = 1.4, 4.2$  et  $5.6W$

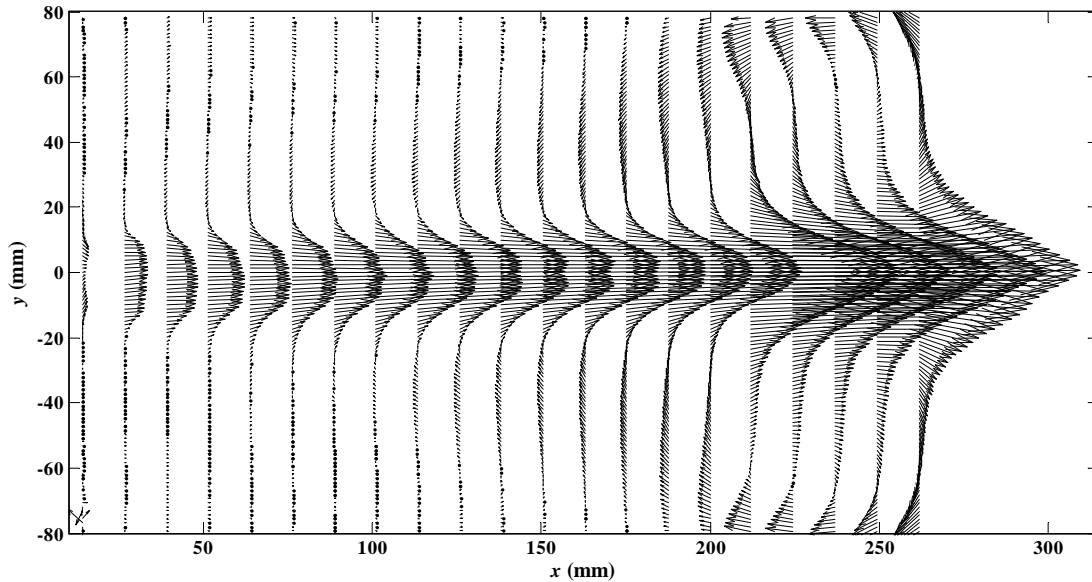
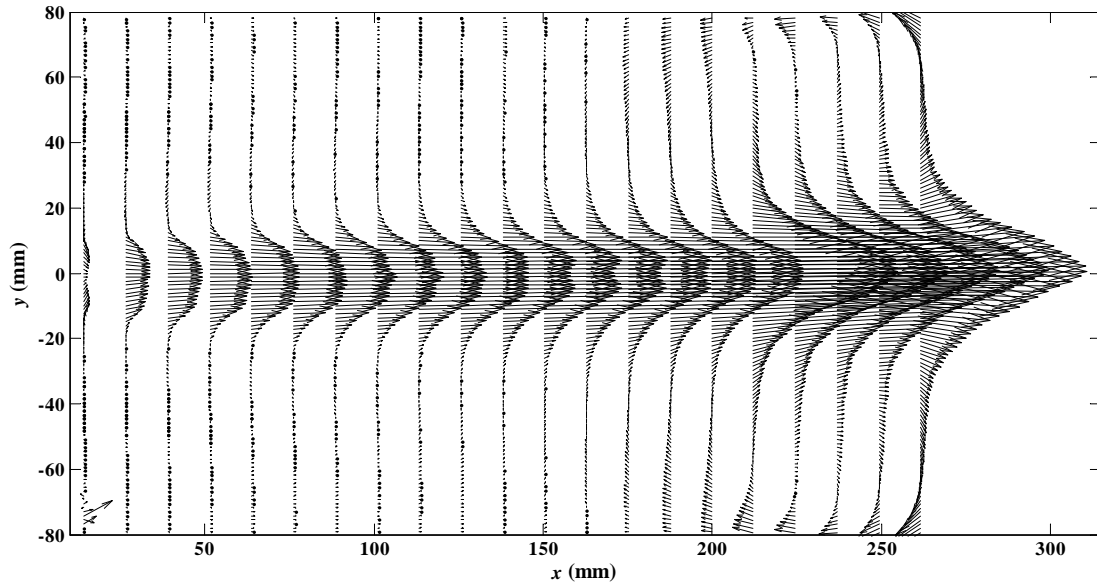
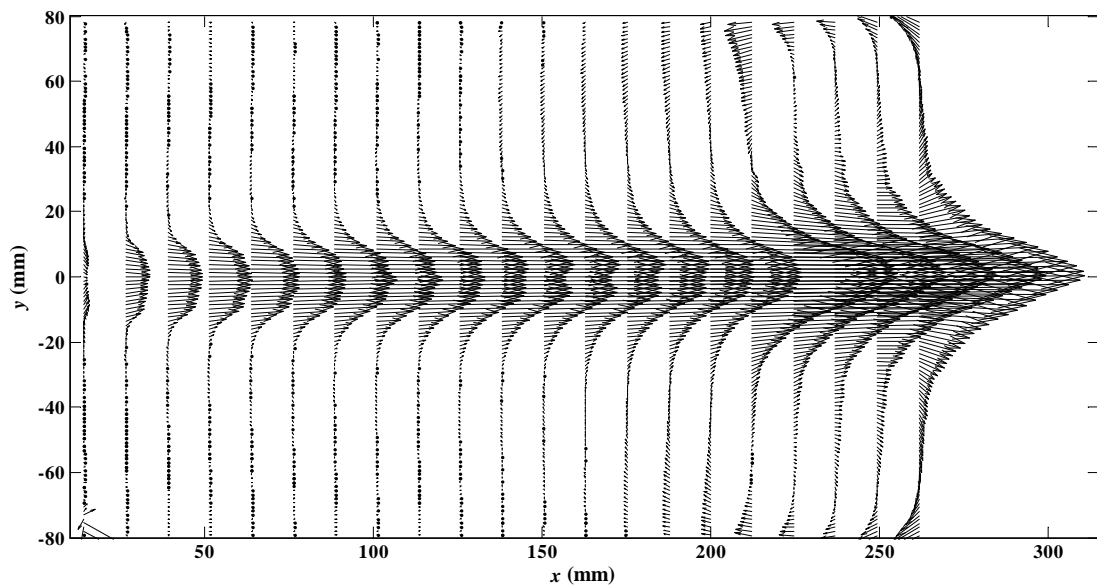


FIGURE D.1: Champs expérimentaux de vitesse moyenne dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, en champ proche, pour  $P_{ac} = 1.4W$ . Les parois latérales de la cuve sont à  $-90$  et  $+90$ mm sur l'axe  $y$ .





(a)



(b)

FIGURE D.2: Champs expérimentaux de vitesse moyenne dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur, en champ proche, pour (a)  $P_{ac} = 4.2W$  et (b)  $P_{ac} = 5.6W$ . Les parois latérales de la cuve sont à  $-90$  et  $+90$ mm sur l'axe  $y$ .

## Annexe E

# Champs de vitesse expérimentaux en champ proche dans le plan vertical $Oxz$ pour $P_{ac} = 1.4, 4.2$ et $5.6W$

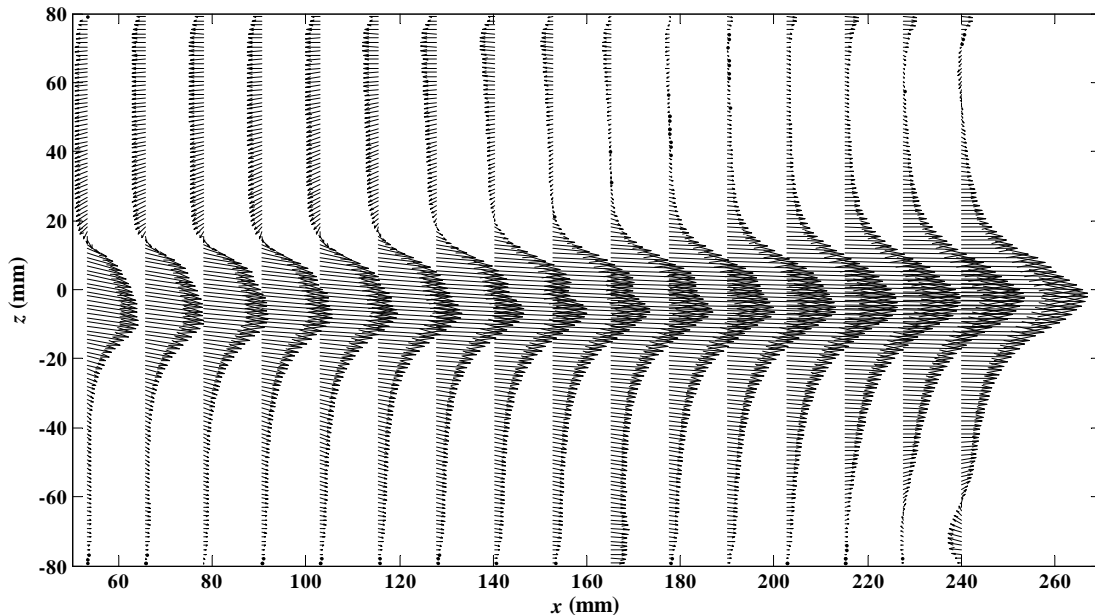
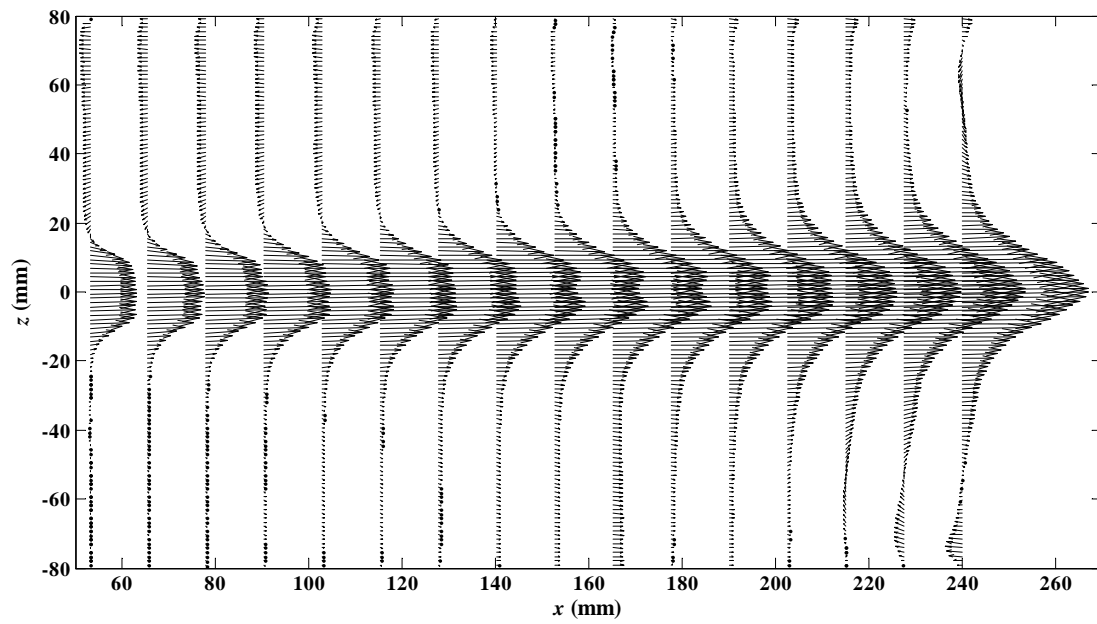
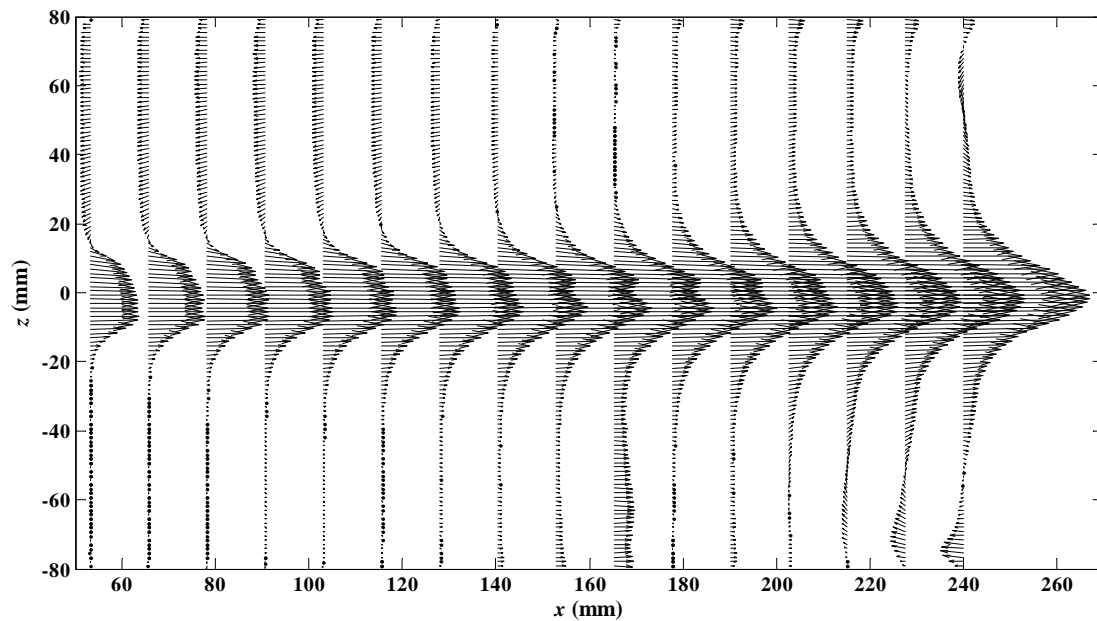


FIGURE E.1: Champ de vitesse moyenne expérimentale dans le plan vertical  $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur, en champ proche pour  $P_{ac} = 1.4W$ . La paroi au fond de la cuve se situe dans les valeurs négatives de  $z$  (en bas) alors que la surface libre est dans les valeurs positives de  $z$  (en haut).



(a)



(b)

FIGURE E.2: Champs expérimentaux de vitesse moyenne dans le plan vertical  $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur, en champ proche pour (a)  $P_{ac} = 4.2W$  et (b)  $P_{ac} = 5.6W$ . La paroi au fond de la cuve se situe dans les valeurs négatives de  $z$  (en bas) alors que la surface libre est dans les valeurs positives de  $z$  (en haut).

## Annexe F

# Champs de vitesse numériques en champ proche dans le plan horizontal $Oxy$ pour $P_{ac} = 0.9, 1.7$ et $3.3W$

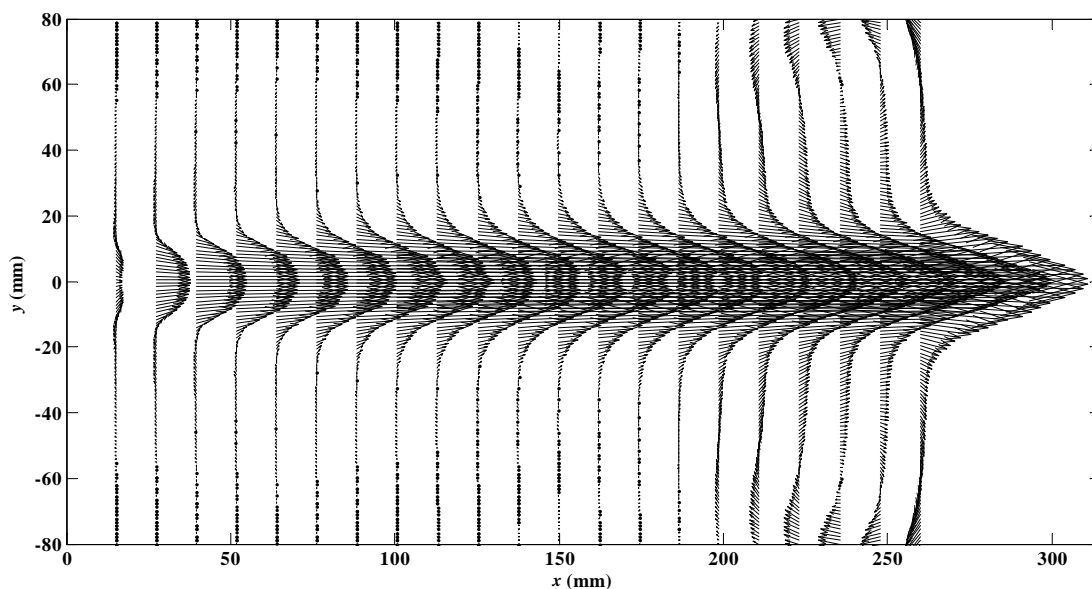


FIGURE F.1: Champ de vitesse numérique dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche;  $P_{ac} = 0.9W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure D.1.

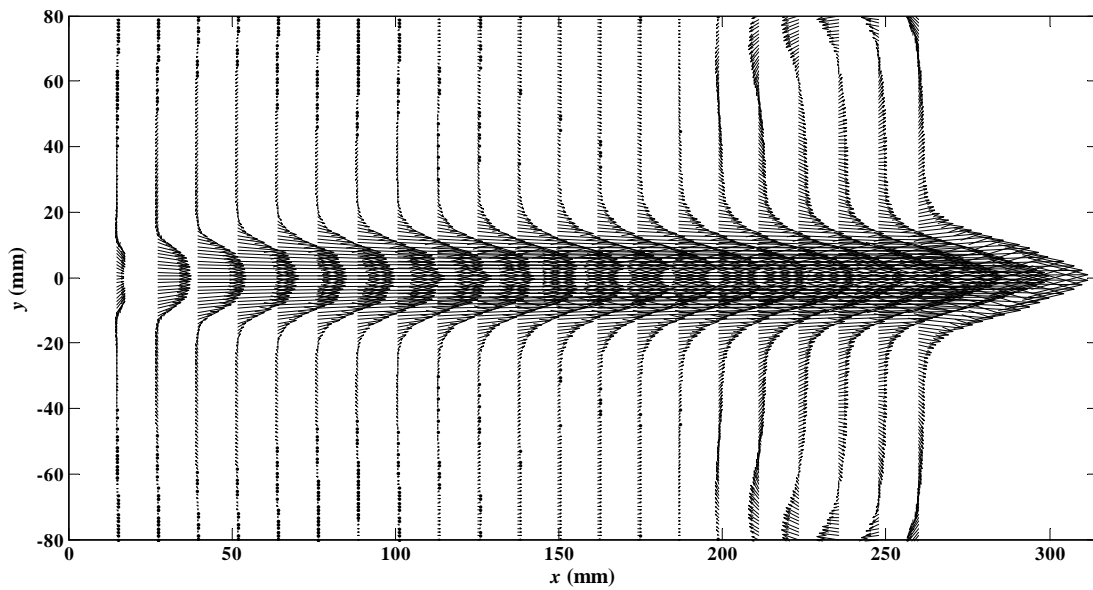


FIGURE F.2: Champ de vitesse numérique dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche,  $P_{ac} = 1.7W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure 2.3.15a.

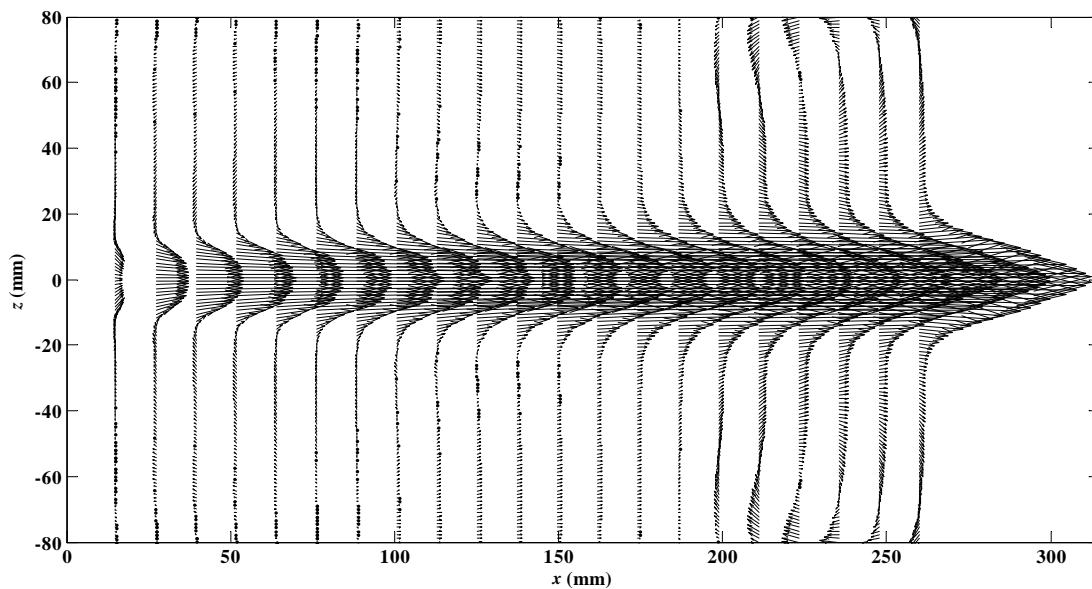


FIGURE F.3: Champ de vitesse numérique dans le plan horizontal  $Oxy$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche,  $P_{ac} = 3.3W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure D.2b.

## Annexe G

# Champs de vitesse numériques en champ proche dans le plan vertical $Oxz$ pour $P_{ac} = 0.9, 1.7$ et $3.3W$

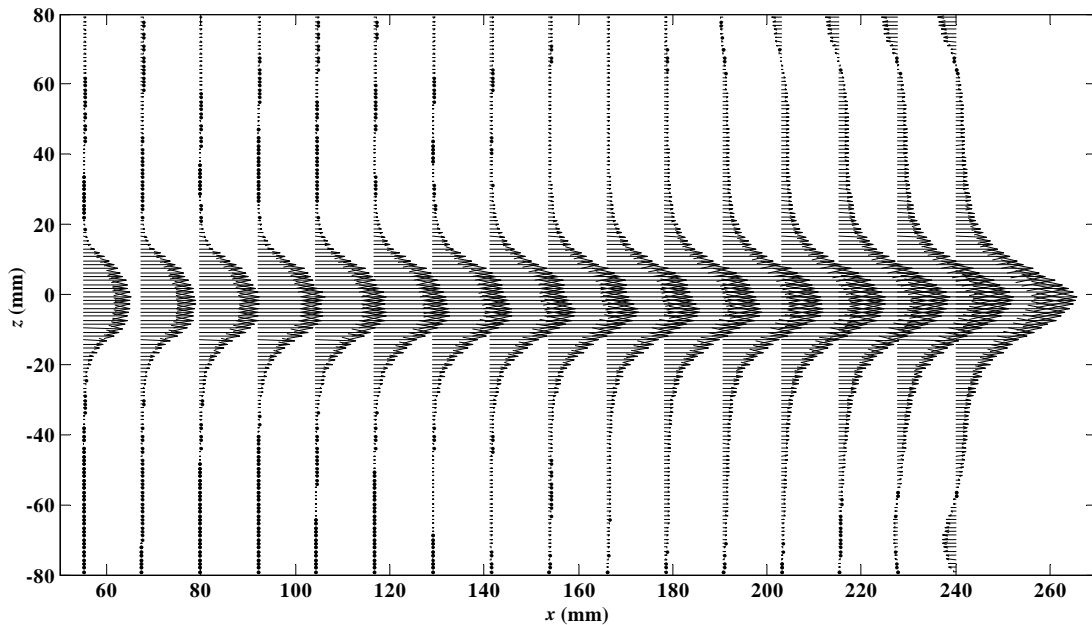


FIGURE G.1: Champ de vitesse numérique dans le plan vertical  $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche;  $P_{ac} = 0.9W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure E.1.

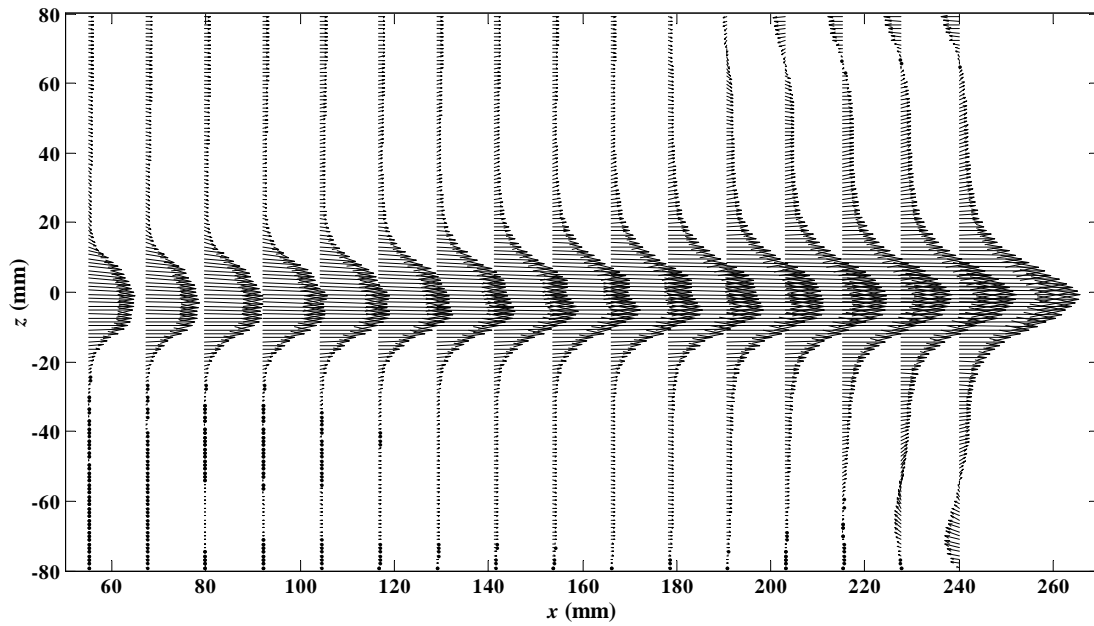


FIGURE G.2: Champ de vitesse numérique dans le plan vertical  $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche;  $P_{ac} = 1.7W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure 2.3.15b

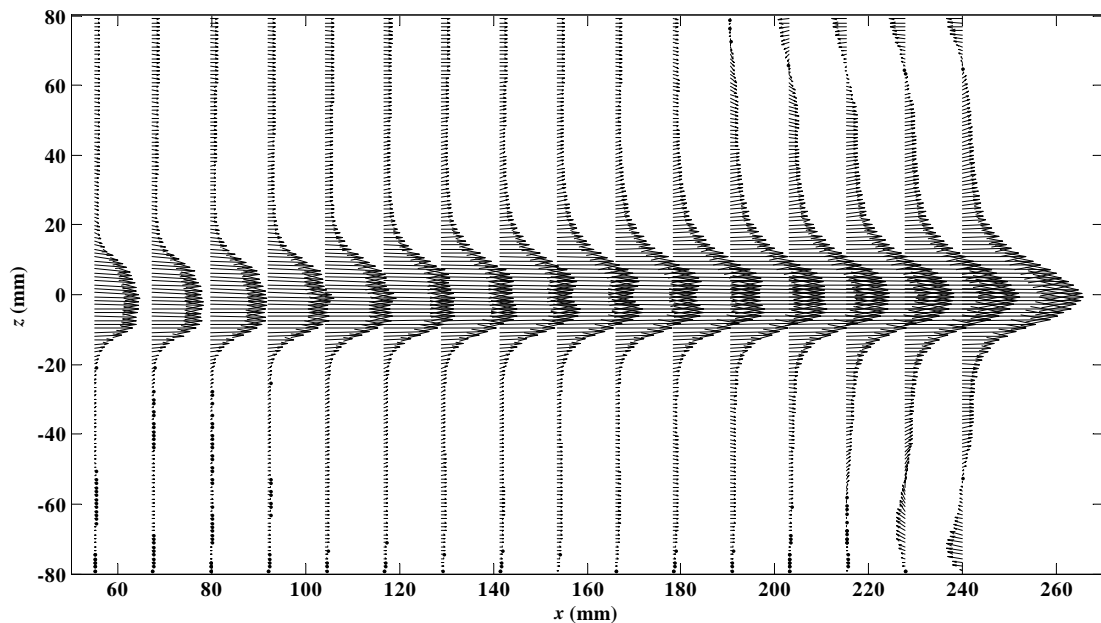


FIGURE G.3: Champ de vitesse numérique dans le plan vertical  $Oxz$ , passant par l'axe du transducteur en champ proche;  $P_{ac} = 3.3W$ . On retrouve un bon accord avec les mesures expérimentales sur la figure E.2b

## Annexe H

# Champs de vitesse axiale numérique en champ lointain dans les plans transversaux $Oyz$ en $x_1 = 1.5L_f$ , $x_2 = 2L_f$ et $x_3 = 2.3L_f$

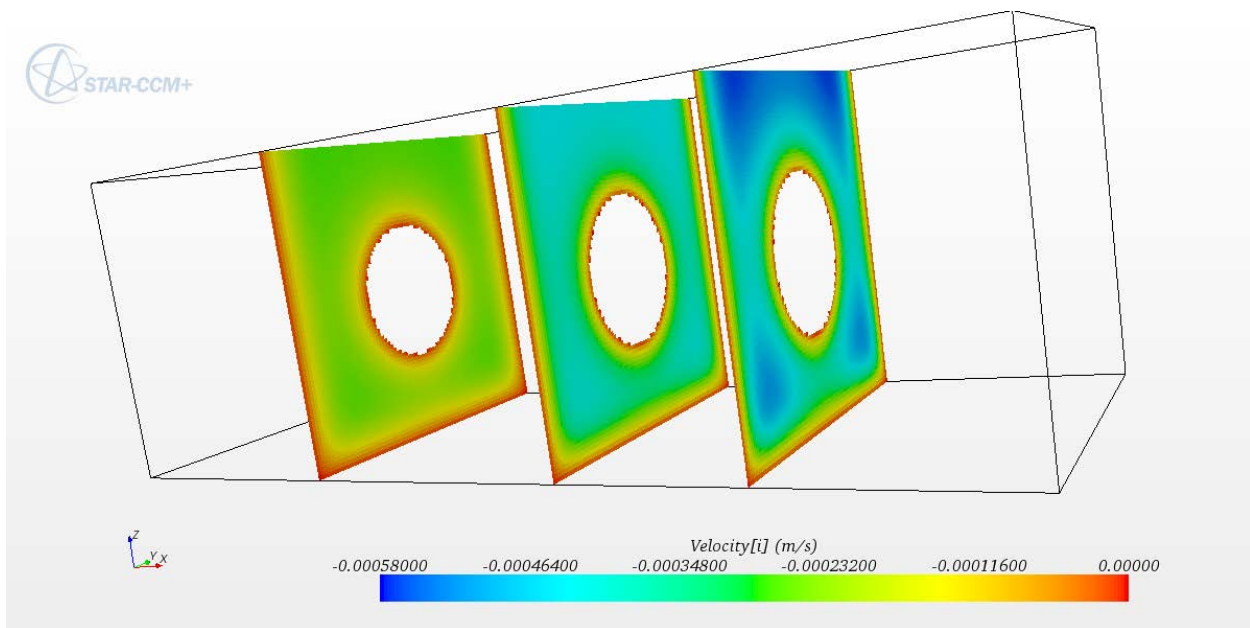


FIGURE H.1: Champs de vitesse axiale numérique en champ lointain dans les plans transversaux  $Oyz$  en  $x_1 = 1.5L_f$ ,  $x_2 = 2L_f$  et  $x_3 = 2.3L_f$ . Les valeurs de la vitesse ont été pris entre  $-0.58mm.s^{-1}$  et  $0$  pour pouvoir visualiser les gradients de vitesse dans l'écoulement de retour. On constate qu'il y a une légère tendance à ce que l'écoulement de retour se fasse préférentiellement dans les plans diagonaux. Le gradient de vitesse est très faible entre les vitesses mises en jeu dans les plans diagonaux et les plans horizontal et vertical :  $\sim 0.1mm.s^{-1}$ . L'écoulement est symétrique par rapport au plan vertical central  $Oxz$  du fait des conditions limites symétriques.





## Annexe I

# Calcul de la puissance acoustique

Il existe une solution analytique du champ de pression acoustique rayonné par une source circulaire plane. Cette solution est exacte sur l'axe et valable asymptotiquement, en champ très lointain, en ce qui concerne les variations transversales (chap. 1, § 1.1.4). L'amplitude de la pression acoustique est alors donnée dans le plan  $Oxy$  par l'équation 1.1.7 :

$$p_{ac, \text{analytique}}(x, y) = p_{max} \left| \sin \left[ \frac{\pi x}{\lambda} \left( \sqrt{1 + \left(\frac{a}{x}\right)^2} - 1 \right) \right] 2 \frac{J_1 \left( ka \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right)}{ka \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}} \right|, \quad (\text{I.0.1})$$

avec  $p_{max} = 2\rho c U_{ac}$ . On rappelle que  $a$  est le rayon du transducteur,  $x$  est la distance au transducteur, sur l'axe du faisceau, et  $y$  la distance transversale à l'axe du transducteur.

En champ très lointain,  $x \gg a$  et  $x \gg y$ , si bien que :

$$\sin \left[ \frac{\pi x}{\lambda} \left( \sqrt{1 + \left(\frac{a}{x}\right)^2} - 1 \right) \right] \approx \frac{\pi a^2}{2\lambda x}, \quad (\text{I.0.2})$$

d'où

$$p_{ac, \text{analytique}}(x, y) \sim p_{max} \frac{a}{2y} J_1 \left( \frac{2\pi a y}{\lambda x} \right). \quad (\text{I.0.3})$$

En champ très lointain, on peut donc définir la puissance acoustique par une intégrale dans une section transversale :

$$P_{ac} = \int \int_S I_{ac} dS = \int \int_S \frac{p_{ac, \text{analytique}}^2}{2\rho c} dS. \quad (\text{I.0.4})$$

Dans la mesure où le champ acoustique est axisymétrique, la distance  $y$  joue le rôle d'une distance radiale et donc  $dS = 2\pi y dy$ .

On obtient alors :

$$P_{ac} = \frac{p_{max}^2}{2\rho c} \int_0^\infty \frac{a^2}{4y^2} J_1^2 \left( \frac{2\pi a y}{\lambda x} \right) 2\pi y dy. \quad (\text{I.0.5})$$

En posant  $R = \frac{2\pi a y}{\lambda x}$ , on a  $dy/y = dR/R$  et la puissance acoustique s'écrit :

$$P_{ac} = \frac{p_{max}^2}{8\rho c} \pi a^2 \int_0^\infty 2J_1^2(R) \frac{dR}{R}. \quad (\text{I.0.6})$$

L'intégrale se calcule analytiquement et on obtient :

$$P_{ac} = \frac{p_{max}^2}{8\rho c} \pi a^2 \left[ -J_0^2(R) - J_1^2(R) \right]_0^\infty. \quad (\text{I.0.7})$$

Or, les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 tendent vers 0 lorsque  $R$  tend vers l'infini,  $J_0^2$  tend vers 1 lorsque  $R$  tend vers 0 et  $J_1^2$  tend vers 0 lorsque  $R$  tend vers 0. La puissance acoustique devient finalement :

$$P_{ac} = \frac{p_{max}^2}{8\rho c} \pi a^2. \quad (\text{I.0.8})$$

L'équation I.0.8 est établie asymptotiquement dans la limite des grandes distances au transducteur,  $x \gg L_f$ , et  $p_{max}$ , qui représente l'amplitude maximale de pression acoustique correspond à la valeur de  $p_{ac}$  en  $x = L_f$ . Cette expression permet de retrouver la même valeur de puissance acoustique que celle calculée par intégration de  $I_{ac}$  sur la membrane du transducteur ou sur une section transversale. Sur le tableau I.1, on reporte les puissances acoustiques expérimentales ainsi que les puissances acoustiques utilisées dans les simulations numériques pour atteindre les mêmes vitesses que l'expérience.

En champ lointain, les puissances acoustiques sont assez cohérentes.

En champ proche, on se rend compte qu'il existe une différence non négligeable entre l'expérience et le numérique. Cette écart est difficilement interprétable mais on constate qu'il y a le même rapport entre l'expérience et le numérique lorsqu'on passe d'une puissance acoustique à une autre.

	Expérience	Intégration de $I_{ac}$ sur <i>StarCCm+</i> <sup>TM</sup>	éq. I.0.46
Champ proche	1.4	0.85	0.86
	2.8	1.7	1.79
	5.6	3.25	3.42
Champ lointain	1.4	1.24	1.25
	2.8	2.92	2.94
	5.6	-	-

TABLE I.1: Comparaison des puissances acoustiques utilisées dans l'expérience et dans les simulations numériques pour atteindre les mêmes valeurs de vitesse, en champ proche et en champ lointain. La puissance acoustique expérimentale est estimée à l'aide d'une balance acoustique. Numériquement, on calcule  $P_{ac}$  par intégration du champ d'intensité acoustique dans une section transversale et à l'aide de l'équation I.0.8. L'intégration de  $I_{ac}$  est faite directement dans le logiciel commercial *StarCCM+*<sup>TM</sup>. En champ lointain, la cas à 5.6W est très instationnaire et compliqué à traiter numériquement !

# Bibliographie

- [1] S. J. LIGHTHILL, « Acoustic streaming », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 61, no. 13, p. 391–418, 1978.
- [2] D. ROYER et E. DIEULESAINT, « Propagation dans un fluide », rap. tech., Techniques de l'ingénieur.
- [3] J. SAPRIEL, « Ultrasons », rap. tech., Techniques de l'ingénieur.
- [4] H. MITOME, « The mechanism of generation of acoustic streaming », *Electronics and Communications in Japan*, vol. 81, no. 10, 1998.
- [5] V. FRENKEL, R. GURKA, A. LIBERZON, U. SHAVIT et E. KIMMEL, « Preliminary investigation of ultrasound induced acoustic streaming using particle image velocimetry », *Ultrasonics*, vol. 39, p. 153–156, 2001.
- [6] A. NOWICKI, T. KOWALEWSKI, W. SECOMSKI et J. WOJCIK, « Estimation of acoustical streaming : theoretical model, Doppler measurements and optical visualisation », *Eur. J. Ultrasound*, vol. 7, p. 73–81, 1998.
- [7] D. ROYER et E. DIEULESAINT, *Ondes élastiques dans les solides*, vol. 2 : Génération, interaction acousto-optique, application. 1999.
- [8] T. KAMAKURA, T. SUDO, K. MATSUDA et Y. KUMAMOTO, « Time evolution of acoustic streaming from a planar ultrasound source », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 100, no. 1, p. 132–138, 1996.
- [9] J. M. M. PINKERTON *Proc. Phys. Soc. B*, vol. 62, p. 129, 1949.
- [10] L. N. LIEBERMANN, « The second viscosity of liquids », *Phys. Rev.*, vol. 75, no. 9, p. 1415–1422, 1949.
- [11] L. E. KINSLER, A. R. FREY, A. B. COPPENS et J. V. SANDERS, *Fundamentals of Acoustics*. John Wiley & Sons, Inc.
- [12] J. A. COSGROVE, J. M. BUICK, S. D. PYE et C. A. GREATED, « PIV applied to Eckart streaming produced by a medical ultrasound transducer. », *Ultrasonics*, vol. 39, p. 461–464, 2001.
- [13] P. HARIHARAN, M. R. MYERS, R. A. ROBINSON, S. H. MARUVADA, J. SLIWA et R. K. BANERJEE, « Characterization of high intensity focused ultrasound transducers using acoustic streaming », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 123, no. 3, p. 1706–1719, 2007.
- [14] M. R. MYERS, P. HARIHARAN et R. K. BANERJEE, « Direct methods for characterization high intensity focused ultrasound transducers using acoustic streaming », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 124, no. 3, p. 1790–1802, 2008.
- [15] K. MATSUDA, T. KAMAKURA et Y. KUMAMOTO, « Buildup of acoustic streaming in focused beams », *Ultrasonics*, vol. 34, p. 763–765, 1996.
- [16] O. V. RUDENKO et A. A. SOKHORUKOV, « Nonstationary Eckart streaming and pumping of liquid in an ultrasonics field. », *Acoust. Phys.*, vol. 44, no. 5, p. 565–570, 1998.

- [17] W. DRIDI, *Influence de l'acoustic streaming sur les instabilités des écoulements chauffés latéralement*. Thèse doctorat, Université de Lyon, 2008.
- [18] W. DRIDI, D. HENRY et H. BEN-HADID, « Influence of acoustic streaming on the stability of laterally heated three-dimensional cavity », *Phys. Rev. E*, vol. 77, no. 046311, 2008.
- [19] W. DRIDI, D. HENRY et H. BEN-HADID, « Stability of buoyant convection in a layer submitted to acoustic streaming », *Phys. Rev. E*, vol. 81, no. 056309, 2010.
- [20] H. BEN-HADID, W. DRIDI, V. BOTTON, B. MOUDJED et D. HENRY, « Instability in the Rayleigh-Benard-Eckart problem », *Phys. Rev. E*, vol. 86, no. 016312, 2012.
- [21] M. C. CHARRIER-MOJTABI, A. FONTAINE et A. MOJTABI, « Influence of acoustic streaming on thermo-diffusion in a binary mixture under microgravity », *Int. J. Heat Mass Transfert*, vol. 55, p. 5992–5999, 2012.
- [22] Y. INATOMI, F. ONISHI, K. NAGASHIO et K. KURIBAYASHI, « Density and thermal conductivity measurements for silicon melt by electromagnetic levitation under a static magnetic field. », *International Journal of Thermophysics*, vol. 28, no. 1, 2007.
- [23] M. HAYASHI, H. YAMADA, N. NABESHIMA et K. NAGATA., « Temperature dependence of the velocity of sound in liquid metals of group XIV », *Int. J. Thermophys.*, vol. 28, no. 1, p. 83–96, 2007.
- [24] W. K. RHIM et K. OHSAKA, « Thermophysical properties measurement of molten silicon by high-temperature electrostatic levitator : density, volume expansion, specific heat capacity, emissivity, surface tension and viscosity. », *Journal of Crystal Growth*, vol. 208, p. 313–321, 2000.
- [25] V. SOBOLEV, <http://publications.sckcen.be/dspace/handle/10038/7739> 2011.
- [26] F. A. TRUMBORE, « Solid solubilities of impurity elements in germanium and silicon », *The Bell System Technical Journal*, p. 205–233, 1959.
- [27] R. MOREAU, *Magnetohydrodynamics*. Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [28] D. GAO, Z. LI, Q. HAN et Q. ZHAI, « Effect of ultrasonic power on microstructure and mechanical properties of AZ91 alloy. », *Mater. Sci. Eng., A*, vol. 502, p. 2–5, 2009.
- [29] X. JIAN, H. XU, T. T. MEEK et Q. HAN, « Effect of power ultrasound on solidification of aluminium A356 alloy. », *Mater. Lett.*, vol. 59, p. 190–193, 2005.
- [30] X. JIAN, T. T. MEEK et Q. HAN, « Refinement of eutectic silicon phase of aluminium A356 alloy using high-intensity ultrasonic vibration. », *Scr. Mater.*, vol. 54, p. 893–896, 2006.
- [31] X. LIU, Y. OSAWA, S. TAKAMORI et T. MUKAI, « Microstructure and mechanical properties of AZ91 alloy produced with ultrasonic vibration. », *Mater. Sci. Eng., A*, vol. 487, p. 120–123, 2008.
- [32] L. YAO, H. HAO, S. H. JI, C. F. FANG et X. G. ZHANG, « Effect of ultrasonic vibration on solidification structure and properties of Mg-8Li-3Al alloy. », *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, vol. 21, p. 1241–1246, 2011.
- [33] Z. Q. ZHANG, Q. C. LE et J. Z. CIU, « Microstructure and mechanical properties of AZ80 alloy treated by pulsed ultrasonic vibration. », *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, vol. 18, p. 113–116, 2008.
- [34] G. N. KOZHEMYAKIN, « Imaging of convection in a Czochralski crucible under ultrasound waves. », *J. Cryst. Growth*, vol. 257, p. 237–244, 2003.

- [35] G. N. KOZHEMYAKIN, L. V. ZOLKINA et M. A. ROM, « Influence of ultrasound on the growth striations and electrophysical properties of Ga(x)In(1-x)Sb single crystals », *Solid-State Electron.*, vol. 51, p. 820–822, 2007.
- [36] L. ZOLKINA et G. KOZHEMYAKIN, « Influence of ultrasound on the growth striations in Ga(x)In(1-x)Sb single crystals. », *Functional Materials*, vol. 12, no. 4, p. 714–718, 2005.
- [37] V. BOTTON, « Interface dans les écoulements stratifiés et utilisation d'un champ extérieur pour générer ou contrôler un écoulement. ». HdR, 2010.
- [38] M. FARADAY, « On a peculiar class of acoustical figures ; and on certain forms assumed by groups of particules upon vibrating elastic surfaces. », *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, vol. 121, p. 299–340, 1831.
- [39] W. L. NYBORG, « Acoustic streaming due to attenuated plane waves. », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 25, no. 1, p. 68–75, 1952.
- [40] P. J. WESTERVELT, « The theory of steady rotational flow generated by a sound field. », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 25, no. 1, p. 60–67, 1952.
- [41] P. N. NASCH et M. H. MANGHNANI, « A modified ultrasonic interferometer for sound velocity measurements in molten metals and alloys. », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 65, no. 3, p. 682–688, 1994.
- [42] KAYE et LABY, « <http://www.kayelaby.npl.co.uk/> ».
- [43] Y. LIU, S. MARUVADA, R. L. KING, B. A. HERMAN et K. A. WEAR, « Development and characterization of a blood mimicking fluid for high intensity focused ultrasound. », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 124, no. 3, p. 1803–1810, 2008.
- [44] D. T. BLACKSTOCK, *Fundamentals of physical acoustics*. John Wiley & Sons, Inc, 2000.
- [45] V. P. KUZNETSOV, « Equations of nonlinear acoustics », *Sov. Phys. Acoust.*, vol. 16, no. 4, p. 467–470, 1971.
- [46] S. I. AANONSEN, T. BARKVE, J. N. TJOTTA et S. TJOTTA, « Distortion and harmonic generation in a nearfield of a finite amplitude sound beam. », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 75, no. 3, p. 749–768, 1984.
- [47] Y. S. LEE et M. F. HAMILTON, « Time-domain modeling of pulsed finite-amplitude sound beams », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 97, no. 2, p. 906–917, 1995.
- [48] R. O. CLEVELAND, « <http://people.bu.edu/robinc/kzk/> ».
- [49] W. L. NYBORG, *Non Linear Acoustics*, chap. 7 : Acoustic streaming, p. 207–228. Academic Press, 1998.
- [50] V. E. GUSEV et O. V. RUDENKO, « Nonsteady quasi-one-dimensional acoustic streaming in unbounded volumes with hydrodynamic nonlinearity. », *Sov. Phys. Acoust.*, vol. 25, p. 493–497, 1979.
- [51] IMASONIC, « [www.imasonic.com](http://www.imasonic.com) ».
- [52] S. V. ORANDROU, *Analyse thermique et thermomécanique d'un transducteur ultrasonore*. Thèse doctorat, Université de Franche-Comté, Novembre 2011.
- [53] M. CHEIKH, « Caractérisation expérimentale des écoulements générés par les ultrasons dans l'eau. », Mém. D.E.A., INSA Lyon, 2010.
- [54] Precision ACOUSTICS, « <http://www.acoustics.co.uk/home/> ».
- [55] B. FRANCOIS, G. MARTIN, J. M. FRIEDT, S. BALLANDRAS, R. BERRIET, C. LAFOND et R. SOUCHOND, « Électronique de commande de transducteur ultrasonore en fonctionnement imagerie/thérapie », 10eme Congrès Français d'Acoustique, 2010.

- [56] V. BOTTON, B. MOUDJED, W. DRIDI, D. HENRY, H. BEN-HADID, E. JONDEAU et N. GROSJEAN, « Étude expérimentale et numérique d'écoulements entraînés par ultrasons (acoustic streaming). », 20eme Congrès Français de Mécanique, 2011.
- [57] NEWPORT, « <http://www.newport.com/servicesupport/tutorials/default.aspx?id=112> ».
- [58] M. C. SCHENKER, M. J. B. M. POURQUIE, D. G. ESKIN et B. J. BOERSMA, « Piv quantification of the flow induced by an ultrasonic horn and numerical modeling of the flow and related processing times. », *Ultrason. Sonochem.*, vol. 20, p. 502–509, 2013.
- [59] A. BEJAN, *Shape and Structure, from Engineering to Nature*. 2010.
- [60] E. BUCKINGHAM, « Model experiments and the form of empirical equations. », *Transactions, ASME*, vol. 37, p. 263–269, 1915.
- [61] C. ECKART, « Vortices and streams caused by sound waves. », *Phys. Rev.*, vol. 73, no. 1, p. 68–76, 1948.
- [62] T. KAMAKURA, K. MATSUDA et Y. KUMAMOTO, « Acoustic streaming induced in focused gaussian beams », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 97, no. 5, p. 2740–2746, 1995.
- [63] H. MITOME, T. KOZUKA et T. TUZIUTI, « Measurement of the establishment process of acoustic streaming using laser Doppler velocimetry », *Ultrasonics*, vol. 34, p. 527–530, 1996.
- [64] A. NOWICKI, W. SECOMSKI et J. WOJCIK, « Acoustic streaming : comparison of low-amplitude linear model with streaming velocities measured by 32MHz Doppler », *Ultrasound Med. Biol.*, vol. 23, no. 5, p. 783–791, 1997.
- [65] R. REIBOLD, « Light diffraction tomography applied to the investigation of ultrasonics fields. part II : Standing waves. », *Acustica*, vol. 63, p. 283–289, 1987.
- [66] R. REIBOLD et F. HOLZER, « Complete mapping of ultrasonics fields from optically measured data in a single cross-section. », *Acustica*, vol. 58, p. 11–16, 1985.
- [67] R. REIBOLD et W. MOLKENSTRUCK, « Light diffraction tomography applied to the investigation of ultrasonics fields. part I : Continuous waves. », *Acustica*, vol. 56, p. 180–192, 1984.

MOUDJED Brahim

DATE de SOUTENANCE : 02 décembre 2013

## Caractérisation expérimentale et numérique des écoulements entraînés par ultrasons. Perspectives d'utilisation dans les procédés de solidification du Silicium Photovoltaïque

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2013 ISAL 0145

Ecole doctorale : Mécanique - Energétique - Génie civil - Acoustique

Spécialité : Mécanique des fluides

## RESUME :

La présente étude s'intéresse à un écoulement d'acoustic streaming, c'est-à-dire un écoulement généré par la propagation d'une onde acoustique dans un fluide. Le travail consiste à comparer deux approches: expérimentale et numérique. Les ultrasons sont émis à 2MHz par un transducteur piézo-électrique de 28.5mm de diamètre. Ce dernier est plongé dans une cuve d'eau équipée de deux parois absorbantes: l'une sert à séparer le champ proche du champ lointain et l'autre est placée à l'extrémité du domaine fluide afin d'éviter toute réflexion. On réalise ainsi une étude en champ proche et une étude en champ lointain. Les mesures sont de deux types: champ de pression acoustique (hydrophone) et champ de vitesse (PIV). En parallèle, on effectue des simulations numériques directes avec le logiciel StarCCM+TM. Il s'agit de résoudre les équations de Navier-Stokes en fluide incompressible complétées d'un terme source de force acoustique. L'expression de ce dernier est obtenue par séparation des échelles de temps, ce qui consiste à négliger à l'échelle de temps acoustique les variations temporelles lentes, de l'écoulement généré. La démarche est ensuite analogue à celle utilisée en turbulence pour le calcul des tenseurs de Reynolds. On obtient finalement un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux de la modélisation numérique.

MOTS-CLES : *Acoustic streaming*, ultrasons, force acoustique, jet hydrodynamique.

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique  
UMR CNRS 5509  
École Centrale de Lyon  
36, avenue Guy de Collongue  
69134 Écully cedex - France  
Tél : +33 (0)4 72 18 61 76  
Fax : +33 (0)4 78 64 71 45



Directeurs de thèse: Pr. Hamda Ben-Hadid, Dr. Valéry Botton (MdC, HdR), Dr. Jean-Paul Garandet (HdR).

Président de jury : Pr. Yves Fautrelle

Composition du jury : Pr. Hamda Ben-Hadid, Dr. Valéry Botton (MdC, HdR), Dr. Jean-Paul Garandet (HdR), Pr. Yves Fautrelle, Pr. Abdelkader Mojtabi, Pr. Alban Pothérat, D.R. Daniel Henry, Pr. Yannick Bailly.