



HAL
open science

Développement d'une approche numérique et expérimentale par la mesure VLD pour la propagation acoustique multimodale en conduit avec écoulement

Mohamed Amine Benamar

► **To cite this version:**

Mohamed Amine Benamar. Développement d'une approche numérique et expérimentale par la mesure VLD pour la propagation acoustique multimodale en conduit avec écoulement. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Technologie de Compiègne, 2021. Français. NNT : 2021COMP2624 . tel-03698478

HAL Id: tel-03698478

<https://theses.hal.science/tel-03698478v1>

Submitted on 18 Jun 2022

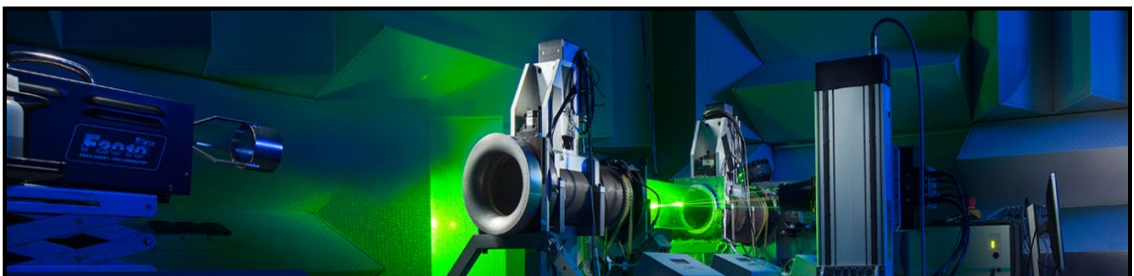
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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.

Par **Mohamed Amine BENAMAR**

Développement d'une approche numérique et expérimentale par la mesure VLD pour la propagation acoustique multimodale en conduit avec écoulement

Thèse présentée
pour l'obtention du grade
de Docteur de l'UTC



Soutenue le 26 mars 2021

Spécialité : Acoustique et Vibrations : Unité de recherche en Mécanique - Laboratoire Roberval (FRE UTC - CNRS 2012)

D2624

Développement d'une approche numérique et expérimentale par la mesure VLD pour la propagation acoustique multimodale en conduit avec écoulement

Spécialité : Acoustique et Vibrations

Par Mohamed Amine Benamar



Sous la direction de Mabrouk Ben Tahar et Solène Moreau

Thèse présentée pour l'obtention du grade de Docteur de l'UTC

Soutenue le 26 mars 2021 devant le jury composé de :

Mr M. ICHCHOU (Président)
Mr M. BEN TAHAR (Directeur de thèse)
Mme S. MOREAU (Directrice de thèse)
Mr R. MARCHIANO (Rapporteur)
Mr J-C. VALIÈRE (Rapporteur)
Mr I. RAMADAN

Laboratoire Roberval

Université de Technologie de Compiègne

À mes parents,
À mes soeurs,
À ma famille,
À mes amis...

Remerciements

Ce travail, commencé en octobre 2017 au sein de l'équipe Acoustique et Vibrations du laboratoire Roberval de l'Université de Technologie de Compiègne, a été pour moi d'une extrême richesse tant sur le plan humain que professionnel.

Je ne sais comment exprimer ma gratitude à M.Mabrouk Ben Tahar et Mme.Solène Moreau qui ont codirigés ces travaux. Leur patience, conseils, talent et qualités humaines hors du commun ont été un catalyseur à la passion avec laquelle je me suis investi dans ce travail.

Je tiens également à exprimer toute ma reconnaissance à Islam, Félix et Yorick pour l'aide précieuse qu'il m'ont apportée. Leurs compétences et leur gentillesse m'ont permis de franchir de nombreux obstacles avec confiance.

Je suis très honoré que M.Regis Marchiano, M.Jean Christophe Valiere aient accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Je remercie également vivement M.Mohamed Ich-chou qui a présidé mon jury de thèse.

Vient à présent le moment de remercier tous ceux qui ont été là, physiquement ou en pensées. Qu'ils aient été présents pour des échanges scientifiques ou tout simplement pour se changer les idées, sortir, voir le monde et la « vraie vie ».

M.Nicolas Dauchez avec qui j'ai découvert le VTT dans les rudes descentes des forêts Compiègnoise, M.Jean-Daniel Chazot qui m'a appris à faire du miel, M.Jean-Michel Ville et M.Emmanuel Perrey-Debain pour leur gentillesse et pour nos longues discussions scientifiques et M.Mohamed Ali Hamdi pour son amitié et ses conseils.

Durant cette thèse, j'ai aussi fait la connaissance de collègues dont beaucoup sont devenus des amis et qui ont contribué à rendre ces trois années inoubliables. Que ce

soit les soirées pizza et foot de Florian, la bonne humeur de Johan, les balades et discussions philosophiques avec Guillaume David, les fous rires de Lei, les boucles interminables avec Cyril, les parties de billard avec Li, les longs repas de Cong cong, les couscous de Chourouk, les séances d'escalade avec Christophe, les 170 crevettes partagées avec Silouane à Sherbrooke, les séances de musculation avec Carlos, les Pad thai de Najib, les séances de foot avec Yackine et Alexandre, les longues pauses café avec Youssef, les polémiques scientifiques avec Farès... Merci pour ces 3 ans !

Mes amis Adil, Elmahdi, Moha, Mouhcine, Simo, Zouheir, Iraqui... et j'en passe, merci d'avoir toujours été là pour le meilleur mais surtout pour le pire.

Mais surtout, les mots me manquent pour remercier ma famille, mes parents à qui je dois tout et pour qui les mots du monde ne suffiront pas pour les remercier comme il se doit.

Mes soeurs Maryame et Assia à qui j'espère une vie pleine de joies et de réussites.

Une pensée particulière va à ma défunte grand-mère à qui je dédie ce travail...

Table des matières

Liste des figures	xi
Liste des tableaux	xvii
Introduction	1
1 Techniques de traitement du signal pour l'extraction de la composante acoustique de la vitesse mesurée par VLD	9
1.1 Introduction	9
1.2 Techniques pour l'estimation de la vitesse acoustique	14
1.2.1 Interpolation linéaire (ordre 1) avec correction de la FAC	14
1.2.2 Interpolation ZOH (ordre 0) avec correction de la FAC	16
1.2.3 Interpolation ZOH (ordre 0) avec correction de la DSP	17
1.2.4 Fuzzy Slotting avec algorithme de normalisation locale et de pondération	17
1.2.5 Technique des moindres carrés pondérés	18
1.3 Comparaison des différentes techniques	20

1.3.1	Paramètres de simulation des signaux VLD	21
1.3.2	Simulation avec $\bar{v} = 12m/s$, $V_{ac,sim} = 0,15m/s$ et $f_{ac} = 400$ Hz	22
1.3.3	Simulation avec $\bar{v} = 8m/s$, $V_{ac,sim} = 0,15m/s$ et $f_{ac} = 3500$ Hz	24
1.3.4	Simulation sans écoulement	27
1.4	Conclusion	29
2	Modélisation de la propagation acoustique dans les conduits en présence d'écoulement non potentiel	31
2.1	Introduction	31
2.2	Cadre théorique de la propagation acoustique	32
2.2.1	Description Eulérienne	33
2.2.2	Description mixte eulérienne-lagrangienne	34
2.2.3	Equations de Galbrun	34
2.2.4	Cadre spatiale et temporel de l'étude	35
2.2.5	Conditions aux limites	36
2.2.6	Formulation variationnelle du modèle théorique	39
2.2.7	Discrétisation éléments finis	41
2.3	Etude du problème aux valeurs propres non linéaire	41
2.3.1	Méthode de contour intégrale	42
2.3.2	Étude des modes piégés acoustiques	43
2.4	Conclusion	51

3	Configuration du banc expérimental pour la mesure VLD	53
3.1	Introduction	53
3.2	Présentation générale du banc expérimental	54
3.3	Tronçons de mesure	54
3.3.1	Tronçon cylindrique droit	54
3.3.2	Tronçon cylindrique avec cavité	56
3.4	Microphones	56
3.5	Soufflerie	56
3.6	Source acoustique	57
3.7	Système VLD	59
3.8	Système d'ensemencement	62
3.9	Conclusion	64
4	Approche numérique et expérimentale: définition, validation sur tronçon droit et application sur les modes piégés	65
4.1	Introduction	65
4.2	Protocole de l'approche numérique et expérimentale	66
4.3	Validation de l'approche numérique expérimentale pour un tronçon rigide droit	68
4.3.1	Modèle FEM-PML	69
4.3.2	Calcul numérique et comparaison essai/calcul	73
4.4	Validation expérimentale des modes piégés	75

4.4.1	Fréquences des modes piégés	77
4.4.2	Mesure VLD	81
4.5	Conclusion	82
Conclusion et perspectives		85
Annexe A Etude sur la convergence de la mesure VLD pour l'estimation de la vitesse acoustique par la méthode des MCP		89
Annexe B Etude sur l'incertitude de l'estimation de la vitesse acoustique à partir d'une mesure VLD		91
Annexe C Comparaison des résultats de la vitesse acoustique mesurée par VLD pour le conduit cylindrique droit avec cavité		93
Bibliographie		97

Liste des figures

1	Banc expérimental aéroacoustique DUCAT	2
2	Principe de l'anémométrie à fil chaud	3
3	Schéma type d'utilisation de la méthode PIV. [1]	4
1.1	Principe de fonctionnement de la mesure VLD.	9
1.2	Franges d'interférences entre deux faisceaux laser	10
1.3	Gamme de fréquence en fonction du diamètre des particules et de leur densité dans l'air et l'eau (extraits de [2]).	11
1.4	Signal temporel issu d'une mesure VLD.	12
1.5	Représentation des signaux: signal échantillonné régulièrement $r[n]$, signal binaire $b[n]$, signal échantillonné aléatoirement $x[n]$.	13
1.6	Techniques spectrales pour l'estimation de la vitesse acoustique.	14
1.7	Étapes de la technique des moindres carrés pondérés.	18
1.8	Distribution de la vitesse des particules $v[n](\bar{v} = 5m/s)$.	21
1.9	Spectre du signal mesuré et du signal simulé ($f_{ac} = 400Hz, \bar{v} = 5m/s$).	22
1.10	Évolution réelle du data rate.	23

1.11	Histogramme de répartition des points en fonction de l'écart temporel.	23
1.12	DSP calculée par les techniques spectrales à partir des données simulées ($\bar{v} = 12m/s, V_{ac,sim} = 0.15m/s, f_{ac} = 400Hz$).	24
1.13	Technique des moindres carrés pondérés appliquée au signal simulé à 400Hz.	25
1.14	Évolution du data rate à fluctuations réduites (simulation à 400Hz).	25
1.15	DSP calculée par les techniques spectrales à partir des données simulées pour un λ peu fluctuant (simulation à 400Hz).	25
1.16	DSP calculée par les techniques spectrales à partir des données simulées à 3500Hz.	27
1.17	Technique des moindres carrés pondérés appliquée au signal simulé à 3500Hz ($V_{ac}(m/s) = 0.15m/s$).	27
1.18	Distribution de la vitesse particulaire $v[n]$ d'une mesure VLD sans écoulement.	28
1.19	Evolution du data rate pour la simulation du signal sans écoulement.	28
1.20	Signal temporel issu de la simulation de la mesure VLD sans écoulement.	29
1.21	Signal temporel issu de la simulation de la mesure VLD sans écoulement.	29
2.1	Illustration de la représentation eulérienne du déplacement [3].	33
2.2	Illustration de la représentation mixte eulérienne-lagrangienne du déplacement[3].	34
2.3	Géométrie d'un conduit annulaire axisymétrique traversé par un écoule- ment [3].	36
2.4	Conditions aux limites associées à un conduit axisymétrique.	37

2.5	Troncature des valeurs singulières	43
2.6	Conduit axisymétrique avec cavité.	45
2.7	Étapes de la résolution du problème aux valeurs propres appliqué aux modes piégés dans une pseudo-cavité en présence d'écoulement.	45
2.8	Conduit cylindrique avec cavité	46
2.9	Maillage du conduit cylindrique avec cavité	47
2.11	Fréquences propres du système étudié	47
2.10	Ecoulement porteur dans le conduit	48
2.12	Fréquences propres du système pour différents coefficients β de la PML.	49
2.14	Représentation 3D du mode piégé (1,0) au niveau de la cavité.	49
2.13	Coupe 2D du mode piégé (1,0) au niveau de la cavité	50
2.15	Fréquence du mode piégé et fréquence de coupure théorique du mode (1,0) en fonction de la vitesse d'écoulement à l'entrée du conduit.	51
3.1	Présentation générale du banc de mesure.	55
3.2	Conduit cylindrique droit.	56
3.3	Banc expérimental dans le cas d'un conduit avec cavité.	57
3.4	Principe du tube de Kundt	57
3.5	Conduit extérieur en sortie de soufflerie.	58
3.6	Photo de la chambre de compression.	58
3.7	Signal sinusoïdal du générateur (haut) et signal d'impulsion TTL associé (bas).	59

3.8	Émetteur/ récepteur VLD.	60
3.9	Technique de détermination de la référence verticale pour VLD.	61
3.10	Maillage des positions de mesure sur une section.	61
3.11	Profil de l'écoulement sur la section.	62
3.12	Réflexion de faisceaux émis par la VLD sur la particule.	63
4.1	Sections de comparaison de l'approche	66
4.2	Organigramme du protocole de l'approche numérique et expérimentale	67
4.3	Conduit cylindrique droit.	69
4.4	Chambre anéchoïque et conduit en représentation axisymétrique	70
4.5	Géométrie et maillage FEM (T4/3c) du domaine d'étude.	71
4.6	Vitesse d'écoulement mesurée par VLD sur la section d'entrée S_1.	71
4.7	Profil d'écoulement associé à la mesure VLD sur la section S_1.	72
4.8	Champs de vitesse de l'écoulement porteur calculé sur le logiciel CFD Fluent.	72
4.9	Profil d'écoulement sur la section S_2.	73
4.10	$V_{ac,S_1,exp}$ extraite de la mesure VLD sur la section S_1 à 600Hz (à gauche) Vitesse acoustique modale pour $m = 0$ associée à la mesure à 600Hz (à droite).	73
4.11	Simulation de la vitesse modale acoustique pour $m = 0$ et $f = 600Hz$.	74
4.12	Comparaison de la vitesse modale acoustique numérique et expérimentale pour $m = 0$ et $f = 600Hz$ sur S_2.	74
4.15	Conduit cylindrique droit avec cavité.	75

4.13	Comparaison de la vitesse modale acoustique numérique et expérimentale sur la section S_2 pour les modes azimutaux propagatifs à $f = 2500\text{Hz}$.	76
4.14	Comparaison de la vitesse modale acoustique numérique et expérimentale pour les modes azimutaux propagatifs à $f = 3500\text{Hz}$.	77
4.16	Chambre anéchoïque et conduit avec cavité en représentation axisymétrique.	78
4.17	Fréquences des modes piégés acoustiques pour $m = 1$ et $m = 2$.	78
4.18	Pression acoustique d'un mode piégé pour $m = 1$ avec $f_{num,m=1} = 1129\text{Hz}$.	79
4.19	Pression acoustique des modes piégés acoustiques pour $m = 2$.	79
4.20	Configuration du conduit pour la mesure microphonique des modes piégés acoustiques.	80
4.21	Représentation logarithmique de la FRF pour la mesure des trois microphones.	81
4.22	Répartition de la vitesse acoustique pour le mode piégé (2,0).	82
4.23	Comparaison de la vitesse modale acoustique numérique et expérimentale pour les modes azimutaux propagatifs à $f = 2140\text{Hz}$ au niveau de la section S_2.	83
4.24	Comparaison de la vitesse modale acoustique numérique et expérimentale pour les modes azimutaux propagatifs à $f = 2140\text{Hz}$ au niveau de la section S_3.	84
A.1	Convergence de l'amplitude acoustique estimée par la méthode des MCP sur une mesure VLD à 3500 Hz.	90
A.2	Convergence de la phase acoustique estimée par la méthode des MCP sur une mesure VLD à 3500 Hz.	90

C.1 Partie réelle de la vitesse acoustique mesurée par VLD au niveau des 3 sections de mesure.	94
C.2 Comparaison des niveaux de vitesses acoustiques modales sur les trois sections de mesures pour les différents modes azimutaux 0,1,2.	95

Liste des tableaux

1.1	Amplitude de la vitesse acoustique pour les différentes techniques à 400Hz et $V_{ac,sim} = 0.15m/s$.	24
1.2	Amplitude de la vitesse acoustique pour les différentes techniques pour le signal simulé à 400Hz pour un λ peu fluctuant ($V_{ac,sim} = 0.15m/s$). . . .	26
1.3	Amplitude de la vitesse acoustique pour les différentes techniques pour le signal simulé à 3500Hz.	26
4.1	Fréquences de coupure théorique des modes acoustiques dans le conduit expérimental dans le cas de parois rigides non traitées.	68

Introduction

Les mesures expérimentales sont importantes dans tous les domaines de recherche. Les travaux expérimentaux peuvent représenter une référence de validation des différents modèles et théories, mais peuvent aussi être source de découverte de phénomènes méconnus. Les moyens de mesure permettent, en fonction des technologies utilisées, d'apprécier au mieux les grandeurs étudiées. Cependant, de part leur intrusivité, certains moyens de mesure affectent le phénomène à mesurer rendant la résultat peu précis voire incorrect. En aéroacoustique, différentes grandeurs physiques entrent en jeu et il est nécessaire de pouvoir les quantifier.

L'aéroacoustique est modélisée sur la base des équations de la mécanique des fluides et celles de la thermodynamique. Ces équations font intervenir différentes variables scalaires (pression p , température T , entropie S , masse volumique ρ), et une variable vectorielle (la vitesse \vec{V}). Afin de vérifier les différentes approches développées pour la modélisation des phénomènes acoustiques, des mesures sont réalisées dans différentes configurations.

La perturbation de la pression p_{ac} est accessible facilement grâce à l'utilisation des microphones. La vitesse acoustique \vec{V}_{ac} est, quant à elle, plus subtile à mesurer. Cependant cette grandeur est d'une grande importance physique. Sa nature vectorielle, permet de retrouver le niveau sonore ainsi que le sens de propagation acoustique. La vitesse acoustique est donc indispensable pour l'expression de certains opérateurs physiques (intensité, impédance de paroi...). Il est intéressant de ce fait d'y accéder expérimentalement.

Cette thèse a pour but de présenter le développement et la validation d'un protocole de mesure non intrusive de la vitesse acoustique en propagation multimodale dans les conduits en présence d'écoulement. Ce travail concerne la transformation d'un banc

expérimental aéroacoustique monté à L'UTC depuis l'an 2000 dans le cadre du projet européen DUCAT [4] (voir figure1)

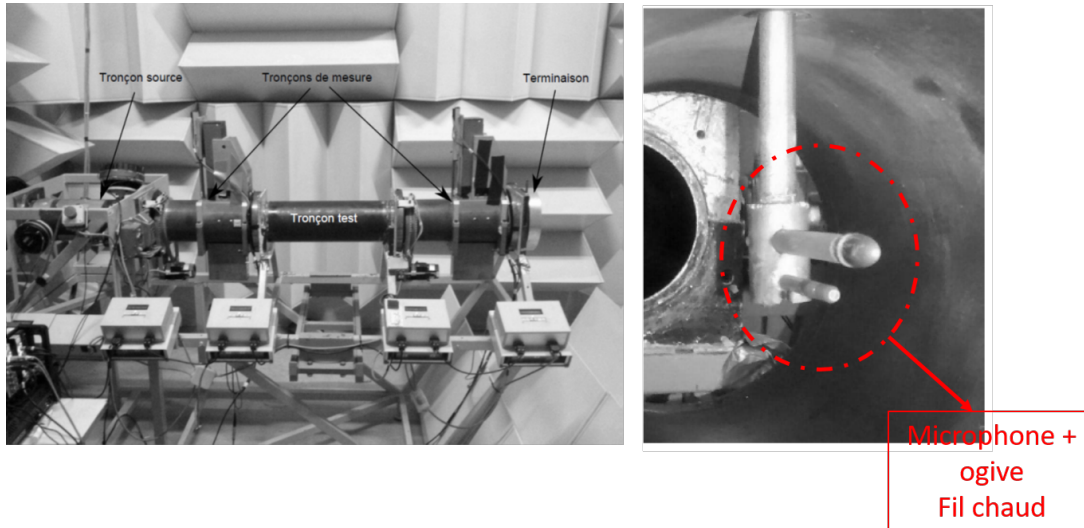


Fig. 1 **Banc expérimental aéroacoustique DUCAT**

Ce banc avait pour rôle de caractériser le comportement aéroacoustique de structures cylindriques en propagation multimodale et en présence d'écoulement dont la vitesse peut atteindre les 120m/s . Cette caractérisation se faisait à l'aide de deux sondes de mesures (amont/aval) équipées d'un microphone avec ogive pour la mesure de la pression acoustique et d'un fil chaud pour la mesure de la composante axiale de la vitesse acoustique. Cette configuration a permis de retrouver des résultats importants mais présentait une marge d'incertitude non négligeable en raison de l'intrusivité des sondes. Dans ce cadre, cette thèse s'inscrit comme une amélioration du banc d'essai pour la mesure de la vitesse acoustique en tout point du conduit, avec une grande résolution spatiale mais surtout de manière non intrusive.

Différents moyens de mesures ont été développés pour la mesure de la vitesse acoustique que ce soit pour un fluide en repos ou en mouvement. Les mesures directes de la vitesse acoustique sont de nos jours réalisées par anémométrie à fil chaud [5, 6], par Vélocimétrie par Images de Particules [7] et par Vélocimétrie Laser Doppler (VLD) [8].

Classiquement utilisée en aérodynamique pour mesurer la vitesse d'un écoulement (laminaire ou turbulent), l'anémométrie à fil chaud a été expérimentée en tant que capteur de vitesse acoustique pour de l'air au repos [9]. Un anémomètre fil chaud ne dispose que d'un seul fil par composante de la vitesse à mesurer. Son principe est brièvement

rappelé: un fil métallique est chauffé afin d'atteindre une température supérieure à celle du fluide en mouvement dans lequel il est plongé (voir figure 2).

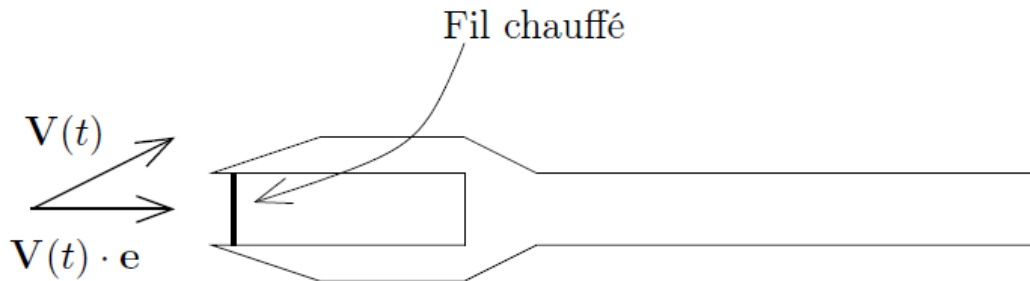


Fig. 2 **Principe de l'anémométrie à fil chaud**

La perte de chaleur du fil est fonction de la projection $V(t) \cdot \vec{e}$, de la vitesse au point de mesure sur l'axe normal au fil, de l'écart de température entre le fil et le fluide et des propriétés physiques du fluide. Le fil est gardé à température constante en ajustant la tension aux bornes du fil. La mesure de la tension permet ainsi une estimation de la vitesse. Ce type de sonde a été adapté à l'acoustique par la société Microflown, et permet la mesure de vitesses acoustiques. Elle reste cependant peu utilisée [10] car elle présente un caractère intrusif, et possède une réponse non linéaire en niveau et en fréquence.

Initialement dédiée à des applications aérodynamiques, la Vélocimétrie Laser à effet Doppler (VLD) et la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) ont été utilisées durant les dernières années pour des applications acoustiques [11–18].

La vélocimétrie par images de particules permet d'obtenir un champ de vitesse. Son principe repose sur l'utilisation d'une nappe laser pulsée et d'une caméra afin de photographier le champ de mesure à l'instant t_0 et à l'instant t_0+t . Une analyse statistique de ces images permet de déterminer le vecteur déplacement de chacune des particules sur la durée t et ainsi le vecteur vitesse en divisant par Δt . En reproduisant plusieurs fois dans le temps les doublets de nappe laser, l'évolution temporelle du champ de vitesse est obtenue. Toutefois une bonne résolution temporelle repose sur la cadence des doublets et sur la résolution temporelle de la caméra. Or les systèmes courants de PIV ne peuvent donner qu'une cadence d'échantillonnage maximale de l'ordre de 20Hz. Cette contrainte purement technologique est levée avec les nouveaux systèmes de vélocimétrie par images de particules dits rapides (cadences de l'ordre du kHz). Cependant des études avec des systèmes classiques ont le mérite d'avoir été menées malgré cette barrière. Le

phénomène acoustique étant périodique, un signal corrélé au phénomène est utilisé pour donner l'origine des phases lors de l'acquisition par PIV. Ainsi il est possible de constituer le champ de vitesse acoustique sur une période avec un temps d'acquisition suffisamment long pour obtenir toutes les phases. Pour des vitesses acoustiques assez fortes, la vélocimétrie par images de particules a permis d'obtenir des champs de couche limite acoustique [16] (voir figure 3).

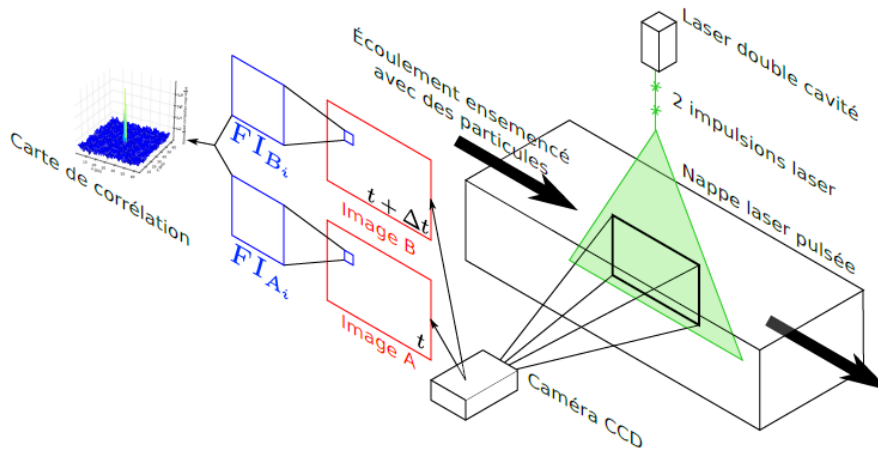


Fig. 3 Schéma type d'utilisation de la méthode PIV. [1]

La vélocimétrie laser est considérée comme étant le moyen de mesure le plus approprié actuellement pour des mesures de vitesses acoustiques dans un milieu avec écoulement. Tout comme l'anémométrie fil chaud, la VLD permet de donner la vitesse totale comprenant la vitesse d'écoulement, la vitesse turbulente et la vitesse acoustique en tout point de l'espace de mesure. Les qualités de non intrusivité, de précision et de rapidité, font d'elle un moyen très prometteur pour les mesures acoustiques. La différence essentielle avec l'application dans le cas du milieu au repos est le temps de résidence de la particule d'ensemencement dans le volume de mesure. En se basant sur le signal d'un burst résultant du passage d'une particule par le volume de mesure, une condition sur la fréquence acoustique est nécessaire pour pouvoir mesurer la vitesse acoustique. En effet, si on considère que la particule met un temps t dans le volume de mesure et que la période acoustique est de T_{ac} alors la condition serait que T_{ac} soit plus petit que t afin de pouvoir mesurer au moins une période complète. En se basant sur l'ordre de grandeur de la taille du volume de mesure usuellement utilisée et sur les gammes de vitesses d'écoulement, cette condition impliquera que la fréquence acoustique de-

vrait être de l'ordre de 100 KHz pour pouvoir être mesurable. En conclusion la méthode développée et utilisée auparavant pour un milieu au repos ne peut pas être étendue au cas d'un milieu en mouvement dans les applications industrielles courantes.

Cependant, l'approche consistant à acquérir le signal de la vitesse totale par un système industriel non modifié et appliquer une méthode de rejet de la turbulence donne des résultats prometteurs depuis le début des années 2000 comme pour [19]. Les méthodes de traitement de signal ont connu beaucoup de développement depuis et permettent de nos jours de détecter des vitesses acoustiques dont le spectre est significativement inférieur à celui de la fluctuation turbulente et ce à des vitesses assez importantes. Le travail de cette consiste à développer un protocole complet (matériel et logiciel) pour la mesure de la vitesse acoustique en propagation multimodale et en présence d'écoulement dans des conduits axisymétriques.

Dans le cas du fluide en mouvement des complications d'ordre expérimentales et théoriques se rajoutent au problème de base. Peu des méthodes présentées donnent des résultats satisfaisants dans ce cas. Cette limitation est due à deux raisons principales:

- Le bruit de mesure devient beaucoup plus important pour les méthodes intrusives ce qui oblige à améliorer l'aérodynamique des capteurs ainsi que les méthodes de traitement de signal.
- Les équations utilisées dans les méthodes de mesures dites indirectes deviennent plus compliquées en raison des termes de convections qui y sont rajoutés. (Ex: Mesure de la vitesse par 2 microphones)

D'autre part, il est nécessaire de rappeler que l'ordre de grandeur des perturbations acoustiques est significativement plus petit que celui de l'écoulement porteur. Pour illustrer cela, la vitesse acoustique correspondant à un niveau de pression de 100 dB en onde plane progressive est de 5 mm/s alors que les vitesses moyennes d'écoulements classiques dans les applications industrielles sont au moins de l'ordre de 10 à 100 m/s. Ainsi la mesure de la vitesse acoustique en écoulement est la recherche d'une petite valeur par rapport à la vitesse moyenne, bruitée par des fluctuations turbulentes naturelles ou induites par le(s) capteur(s).

Dans la littérature, la majorité des études sont réalisées dans le cas du fluide en repos et en propagation en onde plane. Le travail de cette thèse a pour but le développement

d'une méthode de mesure non intrusive de la vitesse acoustique dans les conduits axisymétriques en présence d'écoulement et en propagation multimodale.

Dans le cadre de cette thèse, le vélocimètre laser à effet Doppler est utilisée comme moyen de mesure de la vitesse totale en différents point du conduit. L'extraction de la composante acoustique de la vitesse totale mesurée requiert un traitement de signal assez développé en raison de l'échantillonnage aléatoire du signal mesuré. Le chapitre 1 présente différentes méthodes de traitement de signal. Dans le but de comparer les performances de ces méthodes, des simulations de la mesure VLD sont réalisées en guise de référence.

Le chapitre 2 expose la base théorique des codes numériques utilisés pour la modélisation de la propagation acoustique multimodale dans les conduits infinis axisymétriques en présence d'écoulement non potentiel. Cette simulation numérique est basée sur une approche originale: les équations de Galbrun. Ces équations représentent une description Eulérienne de la propagation aéroacoustique mais en fonction des perturbations Lagrangiennes de la pression acoustique p^L et du déplacement acoustique \mathbf{U}^L [3, 20–22].

Une couche virtuelle de type PML (Perfect Matched Layer) [3, 23–25] est couplée au code numérique pour modéliser les parois absorbantes. L'introduction de la PML rend le problème non linéaire en ajoutant une dépendance fréquentielle dans le système. Une résolution du problème aux valeurs propres non linéaire est présentée avec une application sur l'étude des modes piégés acoustiques dans les conduits cylindriques avec cavité.

Dans le chapitre 3, le banc expérimental utilisé est présenté. Deux configurations sont utilisées. La première permet la mesure VLD dans un conduit cylindrique droit ouvert sur une chambre semi-anéchoïque. Cette configuration permet la validation de l'approche numérique et expérimentale pour la mesure de la vitesse acoustique en propagation multimodale.

Une deuxième configuration est réalisée pour l'étude des modes piégés acoustiques. Pour cette deuxième configuration, le conduit cylindrique droit est remplacé par un conduit cylindrique avec cavité en son centre. Des microphones sont disposés sur ce conduit pour permettre une mesure de la pression en ras de parois au niveau de trois sections de mesures.

Le chapitre 4 a pour objectif de mettre en pratique tous les outils développés et présentés dans le but de proposer une approche numérique et expérimentale. La première comparaison des résultats numériques et expérimentaux, permet de valider l'approche en propagation multimodale dans le conduit cylindrique droit. La deuxième comparaison concerne les modes piégés dans un conduit cylindrique avec une cavité. Une comparaison numérique et expérimentale est aussi réalisée sur les fréquences des modes piégés grâce à la résolution du problème aux valeurs propres.

Chapitre 1

Techniques de traitement du signal pour l'extraction de la composante acoustique de la vitesse mesurée par VLD

1.1 Introduction

La vélocimétrie Laser à effet Doppler permet la mesure non intrusive de la vitesse de particules portées par un fluide. Le principe de la VLD est présenté à la figure 1.1.

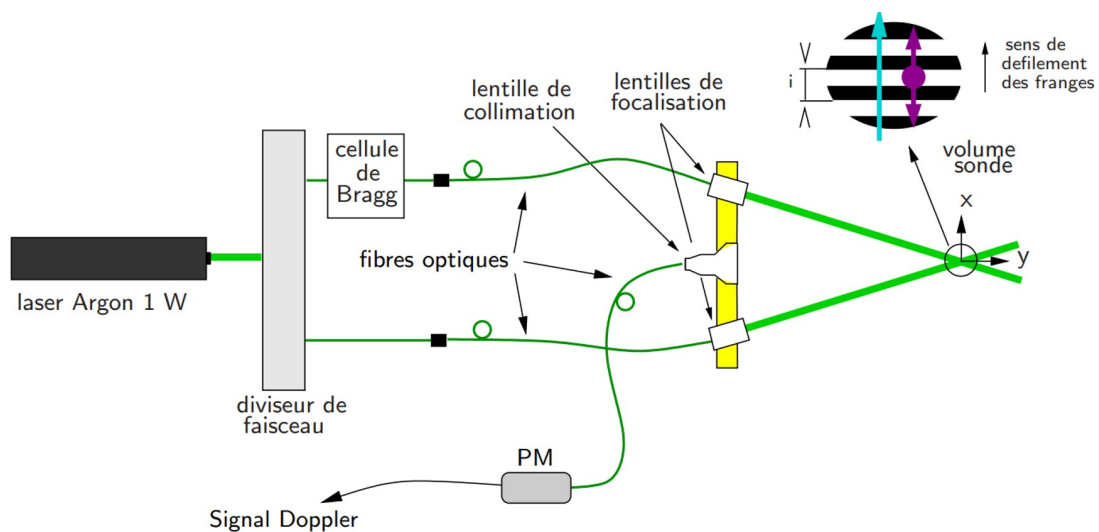


Fig. 1.1 Principe de fonctionnement de la mesure VLD.

Un émetteur Laser envoie un faisceau vert de longueur d'onde de $532nm$ qui suite à son passage par un diviseur de faisceau permet d'avoir deux rayons laser identiques. Le cellule de Bragg permet de décaler en fréquence un faisceau par rapport à l'autre. Les deux faisceaux sont ensuite focalisés vers un même point appelé volume sonde. L'intersection des deux faisceaux crée une zone d'inter-franges comme montré sur la figure 1.1. Le volume de mesure est un réseau d'interférences, composé d'une succession de franges sombres et brillantes. L'interfrange, distance entre deux franges brillantes successives, est:

$$i_f = \frac{\lambda_0}{2n \sin(\theta)} \tag{1.1}$$

avec θ le demi-angle au sommet entre les deux faisceaux laser émis, n l'indice de réfraction du milieu et λ_0 la longueur d'onde du rayon laser (voir figure 1.2).

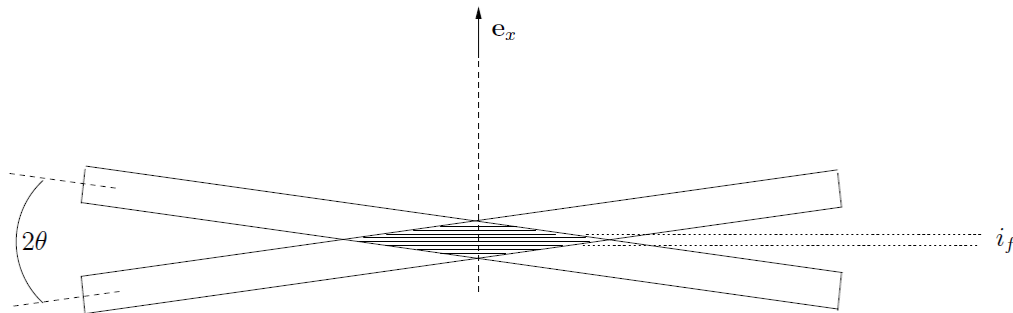


Fig. 1.2 Franges d'interférences entre deux faisceaux laser

Ainsi, si une particule de vitesse V traverse le volume de mesure, elle croisera alternativement des franges sombres et brillantes. La lumière diffusée sera périodique, de période T égale au temps mis par la particule pour passer d'une frange brillante à la suivante. Le signal détecté par un photo-multiplicateur a pour fréquence:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{|V_x|}{i_f} \tag{1.2}$$

avec V_x la projection de V sur l'axe normal aux franges et dirigé par \vec{e}_x . La mesure de la fréquence f permet donc de connaître $|V_x|$. Un intérêt important de cette relation est qu'elle est linéaire et qu'elle ne dépend que d'un seul paramètre, l'inter-frange i_f . La détection du signe de la vitesse est obtenue en envoyant un des faisceaux émis dans une cellule de Bragg avant d'interférer. Cette cellule permet de faire décaler les franges du volume de mesure à une vitesse constante connue V_B qui va se composer avec celle de

la particule. De ce fait, si la particule avance dans le sens de \vec{e}_x , elle produit un signal de fréquence $\frac{V_x+V_B}{i_f}$ sinon elle produit un signal de fréquence $\frac{V_x-V_B}{i_f}$.

Le photo-multiplieur a pour rôle de capter le signal lumineux réfléchi par les particules qui passent à travers le volume de mesure. L'analyse de ce signal mesuré permet d'obtenir pour chaque particule, le temps d'arrivée de la particule t_i au niveau du volume de mesure, la vitesse de la particule associée v_i et la durée du passage de la particule dans le volume de mesure Δt_i . Le passage non régulier des particules est derrière la raison de l'échantillonnage aléatoire du signal issu de la mesure VLD qui requiert un traitement de signal particulier.

Le travail de Taylor [2] constitue une référence dans les travaux de VLD effectués jusqu'à aujourd'hui. En 1976, il a montré que pour que les particules d'ensemencement suivent correctement le mouvement du fluide, leur taille et leur masse volumique doivent être choisies en fonction de la gamme de fréquence de travail (figure 1.3). Ainsi, il sera théoriquement possible de travailler jusqu'à une fréquence de 50 kHz, dans l'air et avec des particules d'un diamètre de 0.6 μm pour des particules de densité égale à 1.

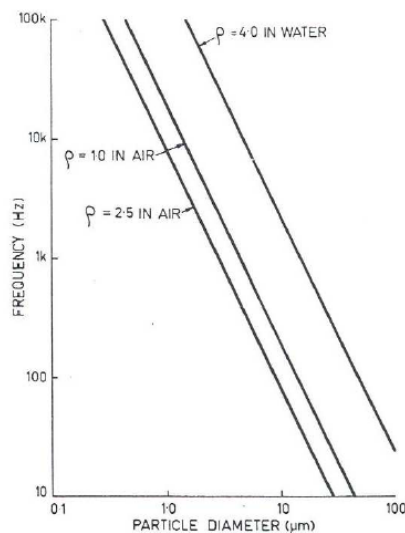


Fig. 1.3 Gamme de fréquence en fonction du diamètre des particules et de leur densité dans l'air et l'eau (extraits de [2]).

L'ensemencement représente un paramètre essentiel dans la mesure laser. En effet, la mesure se fait par rapport aux particules et non par rapport au fluide. Le mouvement de particules en suspension dans un fluide mobile dépend de la taille et de la forme des

particules et de leur densité par rapport au fluide, de leur concentration et des forces exercées sur elles, qui peuvent être très différentes selon les applications.

Le signal issu de la mesure VLD a la particularité d'être échantillonné aléatoirement en raison de la date de passage aléatoire des particules dans le volume de mesure. En présence d'écoulement, la vitesse des particules mesurée peut s'écrire sous la forme

$$v[n] = \bar{v}[n] + V_{ac} \sin(2\pi f_{ac} t[n] + \phi_{ac}) + v'[n] \tag{1.3}$$

avec \bar{v} la vitesse de l'écoulement, V_{ac} l'amplitude de la vitesse acoustique, ϕ_{ac} la phase acoustique et v' la vitesse turbulente. L'objectif des techniques présentées dans ce chapitre est d'estimer la vitesse d'écoulement et l'amplitude de la vitesse acoustique à partir du signal mesuré par le système VLD.

La vitesse de l'écoulement \bar{v} fluctue dans le temps en raison de l'instabilité du ventilateur et des différences de pression et de température entre l'entrée et la sortie du conduit (voir figure 1.4). La variation de \bar{v} dans le temps est plus importante dans le cas de mesures à faible niveau d'écoulement. La vitesse d'écoulement est estimée par régression polynomiale par rapport à la vitesse des particules.

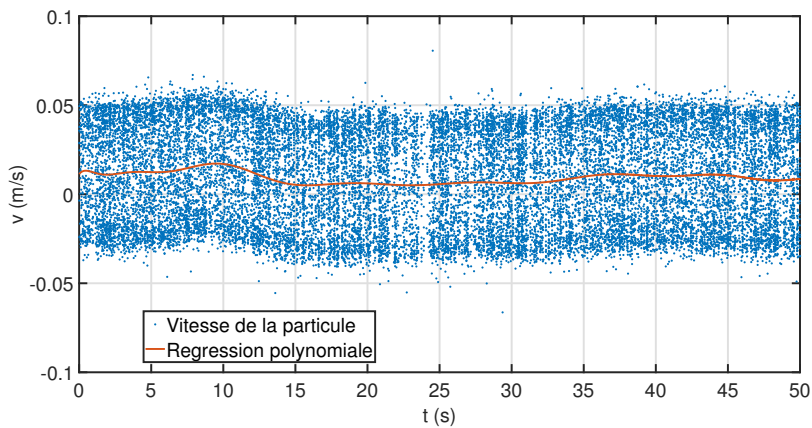


Fig. 1.4 Signal temporel issu d'une mesure VLD.

Les vitesses acoustiques et turbulentes, notées $x[n] = v[n] - \bar{v}[n]$, sont obtenues après soustraction de la vitesse d'écoulement à la vitesse des particules. $x[n]$ est un signal discret associé aux instants $t[n]$. Un signal $r[n]$ régulièrement échantillonné sur N points à une fréquence d'échantillonnage $F_e = 1/T_e$ est associé à $x[n]$. Pour lier les deux signaux $x[n]$ et $r[n]$, un signal binaire $b[n]$ est défini de telle sorte que $x[n] = r[n] \times b[n]$ (voir figure 1.5). Les propriétés de probabilité de $b[n]$ sont définies par

$$\begin{cases} P[b[n] = 1] = \alpha \\ P[b[n] = 0] = 1 - \alpha \end{cases} \quad (1.4)$$

avec $\alpha = \lambda T_e$ et λ le nombre de particules par seconde (datarate en anglais).

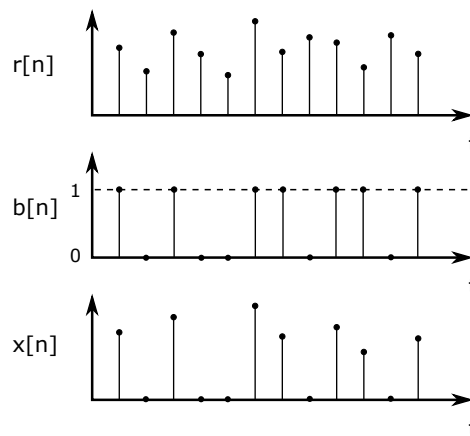


Fig. 1.5 **Représentation des signaux: signal échantillonné régulièrement $r[n]$, signal binaire $b[n]$, signal échantillonné aléatoirement $x[n]$.**

Le but de ce chapitre est de présenter et comparer les différentes techniques proposées dans la littérature pour estimer l'amplitude de la vitesse acoustique à partir de la mesure VLD en conduit avec écoulement. Le premier type de techniques est basée sur l'interpolation et la correction de la fonction d'autocorrélation du signal interpolé à l'ordre 0 [26, 27] ou du signal interpolé à l'ordre 1 [28], ou de la correction de la densité spectrale de puissance du signal interpolé à l'ordre 0 [29]. Le deuxième type de techniques présenté est la technique de la Fuzzy Slotting qui, alliée à un algorithme de localisation normalisée et de pondération [30], permet le calcul direct de la fonction d'autocorrélation sans interpolation. La dernière technique présentée est la technique des moindres carrés pondérés [31]. Les performances de ces techniques sont comparées sur des signaux simulés ayant les mêmes caractéristiques que des signaux mesurés par

VLD dans différentes configurations.

1.2 Techniques pour l'estimation de la vitesse acoustique

Plusieurs types de techniques de traitement du signal sont utilisés pour l'estimation de l'amplitude de la vitesse acoustique à partir de mesures VLD. Le premier type est basé sur le calcul de la Densité Spectrale de Puissance (DSP) avec différents types de corrections comme le montre la figure 1.6. Le but des corrections est d'estimer la DSP du signal $r[n]$ à partir de $x[n]$. Un autre type de technique est basé sur la méthode des moindres carrés pondérés. Un rappel théorique de toutes les techniques utilisées est présenté dans cette section.

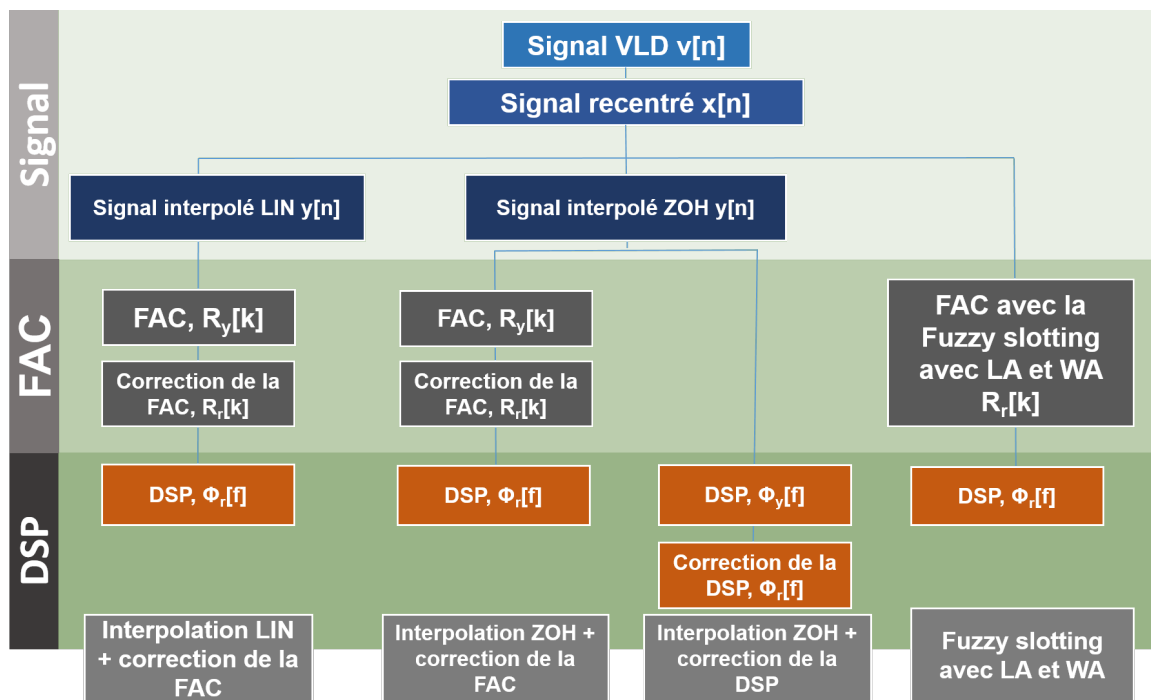


Fig. 1.6 Techniques spectrales pour l'estimation de la vitesse acoustique.

1.2.1 Interpolation linéaire (ordre 1) avec correction de la FAC

La technique basée sur l'estimation de la DSP du signal interpolé linéairement a été développée par Moreau et al. [28]. La première étape consiste à calculer le signal $y[n]$ à

partir du signal $x[n]$ en utilisant une interpolation linéaire. La fonction d'autocorrélation avant correction (FAC) est ensuite calculée à l'aide de la formule

$$R_y[k] = \frac{1}{N} \sum_{l=0}^{N-k-1} y[l]y[l+k] \quad (1.5)$$

pour $k \in [0, P]$ avec $P < N$. Dans la pratique, P correspond à une valeur de k à partir de laquelle les amplitudes de la FAC peuvent être négligées.

La correction de $R_y[k]$ est basé sur la probabilité d'existence ou non de la mesure à l'instant discret $t[n]$. La FAC corrigée est donnée par

$$\begin{aligned} R_r[k] &= \alpha^2 R_y[k] \\ &+ \sum_{m_2=1}^{k-1} \sum_{n_2=1}^{N-l-k} \frac{\alpha^3 (1-\alpha)^{m_2+n_2-1}}{m_2+n_2} (n_2 R_y[k-m_2] + m_2 R_y[k+n_2]) \\ &+ \sum_{n_2=1}^{N-l-k} \frac{\alpha^2 (1-\alpha)^{k+n_2}}{k+n_2} (k R_y[k+n_2] + n_2 R_y[0]) \\ &+ \sum_{m_1=1}^l \sum_{n_1=1}^{k-1} \frac{\alpha^3 (1-\alpha)^{m_1+n_1-1}}{m_1+n_1} (n_1 R_y[k-m_1] + m_1 R_y[k-n_1]) \\ &+ \sum_{m_1=1}^l \frac{\alpha^2 (1-\alpha)^{k+m_1-1}}{k+m_1} (k R_y[k+m_1] + m_1 R_y[0]) \\ &+ \sum_{m_1=1}^l \sum_{n_1=1}^{k-1} \sum_{n_2=1}^{N-l-k} \frac{\alpha^3 (1-\alpha)^{k+m_1+n_2-2}}{m_1+n_1} (k+n_1+n_2) \\ &\times (m_1(k-n_1)R_y[k-n_1+n_2] + n_1(k-n_1)R_y[k+n_2+m_2] + n_1 n_2 R_y[n_1+m_1] + m_1 n_2 R_y[0]) \\ &+ \sum_{m_1=1}^l \sum_{n_1=1}^{k-2} \sum_{m_2=1}^{k-n_1-1} \sum_{n_2=1}^{N-l-k} \frac{\alpha^4 (1-\alpha)^{m_1+n_1+m_2+n_2-2}}{(m_1+n_1)(m_2+n_2)} \times (m_1 m_2 R_y[k-n_1+n_2] + m_1 n_2 R_y[k-n_1-m_2] \\ &+ n_1 m_2 R_y[k-m_1+n_2] + n_1 n_2 R_y[k+m_1-m_2]) \\ &+ \sum_{m_1=1}^l \sum_{n_2=1}^{N-l-k} \frac{\alpha^2 (1-\alpha)^{k+m_1+n_2-1}}{(k+m_1+n_2)^2} \{[m_1 n_2 + (k+m_1)(k+n_2)] \\ &\times R_y[k+m_1+n_2] + [m_1(k+m_1) + n_2(k+n_2)]R_y[0]\} \end{aligned} \quad (1.6)$$

avec

$$R_r[0] = R_y[0]. \quad (1.7)$$

Cette équation peut être aussi écrite sous la forme

$$R_r = M(\alpha)R_y \quad (1.8)$$

avec $M(\alpha)$ une matrice $(P + 1) \times (P + 1)$ fonction du paramètre α .

La DSP est ensuite estimée en appliquant la transformée en cosinus développée par Tummers et Passchier [32]

$$\Phi_r[n] = 2T_e \left[R_r[0] + 2 \sum_{k=1}^{P-1} d[n]R_r[k] \cos(2\pi f[n]kT_e) \right] \quad (1.9)$$

et la fenêtre Tukey-Hanning [33] (T-H)

$$d[n] = \begin{cases} 0.5(1 + \cos[\pi f[n]kT_e/(\chi)]) & \text{pour } |f[n]kT_e| < \chi \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.10)$$

avec $f[n]$ est la fréquence discrète et χ est un paramètre choisi arbitrairement.

1.2.2 Interpolation ZOH (ordre 0) avec correction de la FAC

Cette technique est développée par Nobach et al. [26] et Plantier et al. [27]. Elle est basée sur la correction de la FAC du signal interpolé à l'ordre zéro $y[n]$. La relation de correction utilisée est

$$R_r[k] = c(\alpha)R_y[k] + \frac{1 - c(\alpha)}{2} [R_y[k - 1] + R_y[k + 1]] + [1 - c(\alpha)] [R_y[0] - R_y[1]] g[k] \quad (1.11)$$

avec

$$g[k] = \begin{cases} 1 & \text{pour } k = 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.12)$$

et

$$c(\alpha) = \frac{1 + e^{-2\alpha}}{(1 - e^{-\alpha})^2}. \quad (1.13)$$

La DSP $\Phi_r[n]$ est calculée en utilisant la transformée en cosinus (Eq.1.9) et la fenêtre T-H (Eq.1.10).

1.2.3 Interpolation ZOH (ordre 0) avec correction de la DSP

Pour cette technique proposée par Simon et Fitzpatrick [29], la correction est faite sur la DSP du signal interpolé à l'ordre zéro.

$$\Phi_r[n] = \frac{\Phi_y[n]}{|L[n]|^2} - \Phi_s[n] \quad (1.14)$$

avec la DSP du bruit de pas

$$\Phi_s[n] = \frac{2}{N} \left(\sum_{n=0}^{N/2-1} \frac{\Phi_y[n]}{|L[n]|^2} - \sum_{n=0}^{N/2-1} \Phi_y[n] \right) \quad (1.15)$$

et le filtre passe-bas discret

$$|L[n]|^2 = \frac{T_e \lambda}{2} \frac{1 - e^{-2\lambda T_e}}{1 - 2\cos(2\pi f[n])e^{\lambda T_e} + e^{-2\lambda T_e}}. \quad (1.16)$$

Le but de cette correction est de supprimer l'effet du filtre passe-bas induit par l'interpolation et de corriger l'erreur du bruit de pas.

1.2.4 Fuzzy Slotting avec algorithme de normalisation locale et de pondération

La technique de la Slotting a été initialement étudiée par Mayo et al. [34]. Elle permet de calculer la FAC sans passer par l'interpolation. Cette technique a été améliorée plus tard par Nobach [30] pour développer la technique de la Fuzzy Slotting qui est combinée avec les algorithmes de normalisation locale et de pondération. La FAC corrigée peut être trouvée en utilisant

$$\begin{aligned} R_r[k] &= \left[\sigma_x^2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N x[i]x[j]w[i]w[j]b_k[t[j] - t[i]] \right] \\ &\times \left[\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N x^2[i]w[i]w[j]b_k[t[j] - t[i]] \right] \\ &\times \left[\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N x^2[j]w[i]w[j]b_k[t[j] - t[i]] \right]^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (1.17)$$

avec l'estimation de la variance

$$\sigma_x^2 = \frac{\sum_{i=1}^N x^2(i) w(i)}{\sum_{i=1}^N w(i)}, \tag{1.18}$$

la fonction Fuzzy mask

$$b_k[t[j] - t[i]] = \begin{cases} 1 - \left| \frac{t[j] - t[i]}{T_e} - k \right| & \text{pour } \left| \frac{t[j] - t[i]}{T_e} - k \right| < 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{1.19}$$

et les facteurs de pondération donnés par

$$\begin{cases} w[i] = t[i] - t[i - 1], \\ w[j] = t[j + 1] - t[j]. \end{cases} \tag{1.20}$$

La DSP $\Phi_r[n]$ est calculée par la suite en utilisant la transformée en cosinus (Eq.1.9) et la fenêtre T-H (Eq.1.10).

1.2.5 Technique des moindres carrés pondérés

Contrairement aux techniques présentées ci-dessus, la technique des moindres carrés pondérés développée par Valière et al. [31] n'est pas basée sur le calcul de la DSP pour estimer la vitesse acoustique. La figure 1.7 montre les différentes étapes de cette technique. Chaque étape est détaillée dans la section suivante.

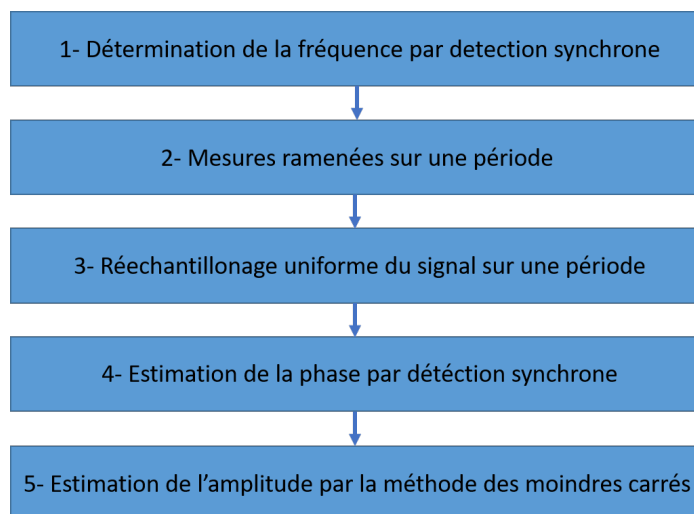


Fig. 1.7 Etapes de la technique des moindres carrés pondérés.

Détermination de la fréquence par détection synchrone

Pour estimer la fréquence acoustique f_{ac} (étape 1 de la figure 1.7), la technique de détection synchrone consiste à calculer deux vecteurs

$$X_a[f] = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x[n] \cos(2\pi f t[n]), \quad (1.21)$$

$$Y_a[f] = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x[n] \sin(2\pi f t[n]) \quad (1.22)$$

pour calculer

$$V_a[f] = 2\sqrt{X_a^2[f] + Y_a^2[f]} \quad (1.23)$$

afin de trouver la fréquence acoustique

$$f_{ac} = \max_f (V_a[f]). \quad (1.24)$$

Les N' points de mesures $(t[n], x[n])$ sont ramenés sur une période acoustique $T_{ac} = 1/f_{ac}$ afin d'obtenir N' points $(t[j], x[j])$ tels que $0 \leq t[j] \leq T_{ac}$.

Rééchantillonnage uniforme du signal sur une période

Le nouveau signal est ensuite rééchantillonné sur M points $(t[m], z[m])$ uniformément répartis tel que

$$M = \text{floor} \left(\frac{T_{ac}}{\max_j (t[j+1] - t[j])} \right). \quad (1.25)$$

L'intervalle de temps choisi pour la grille de rééchantillonnage uniforme est alors

$$\Delta t = t[m+1] - t[m] = \frac{T_{ac}}{M} \quad (1.26)$$

et

$$z[m] = \frac{1}{N_m} \sum_{\substack{t[j] < t[m] - \frac{\Delta t}{2} \\ t[j] > t[m] + \frac{\Delta t}{2}}} x[j] \quad (1.27)$$

avec N_m le nombre de points $(t[j], x[j])$ disponibles dans chaque intervalle $[t[m] - \frac{\Delta t}{2}; t[m] + \frac{\Delta t}{2}]$. La densité $d[m]$ est définie pour être utilisée comme facteur de pondération

$$d[m] = \frac{N_m}{N'} \quad (1.28)$$

Estimation de la phase par détection synchrone

Pour déterminer la phase acoustique Φ_{ac} (étape 4 de la figure 1.7), la détection synchrone est utilisée directement sur le signal uniformément rééchantillonné sur une période $(t[m], z[m])$. Φ_{ac} est déterminé en faisant varier la phase Φ de 0 à 2π et en minimisant la différence $\Phi_{ac} - \Phi$.

Estimation de l'amplitude par la technique des moindres carrés pondérés

La technique des moindres carrés est utilisée pour comparer les données expérimentales à un modèle mathématique censé décrire ces données en minimisant l'impact des erreurs expérimentales. Cette technique est utilisée ici pour déterminer l'amplitude de la vitesse acoustique V_{ac} (étape 5 de la figure 1.7) en minimisant le critère quadratique

$$J = \sum_{m=1}^M (V_{ac} d[m] \sin(2\pi f_{ac} t[m] + \phi_{ac}) - z[m] d[m])^2 \quad (1.29)$$

L'équation

$$\frac{\partial J}{\partial V_{ac}} = 0 \quad (1.30)$$

permet de déterminer

$$V_{ac} = \frac{\sum_{m=1}^M (z[m] d[m]^2 \sin(2\pi f_{ac} t[m] + \phi_{ac}))}{\sum_{k=1}^M (d[k]^2 \sin(2\pi f_{ac} t[k] + \phi_{ac}))} \quad (1.31)$$

1.3 Comparaison des différentes techniques

Dans cette section, les techniques présentées précédemment sont comparées sur des signaux simulés dont les caractéristiques sont similaires aux mesures LDV dans un conduit cylindrique.

1.3.1 Paramètres de simulation des signaux VLD

Le signal simulé est construit sur la base d'une amplitude de vitesse acoustique imposée $V_{ac,sim}$. Il est considéré comme référence pour valider les performances des différentes techniques de traitement du signal. Le signal simulé est construit pour avoir des paramètres similaires à un signal mesuré par VLD. Les paramètres du signal mesuré pris en compte pour la construction du signal simulé sont:

- La distribution de la vitesse: dans le cas avec écoulement, le signal mesuré a une distribution gaussienne autour de la vitesse d'écoulement moyenne (voir figure 1.8). L'écart type σ de la distribution dépend de la vitesse d'écoulement et de l'épaisseur du volume de mesure formé par la jonction des deux faisceaux laser de la VLD.

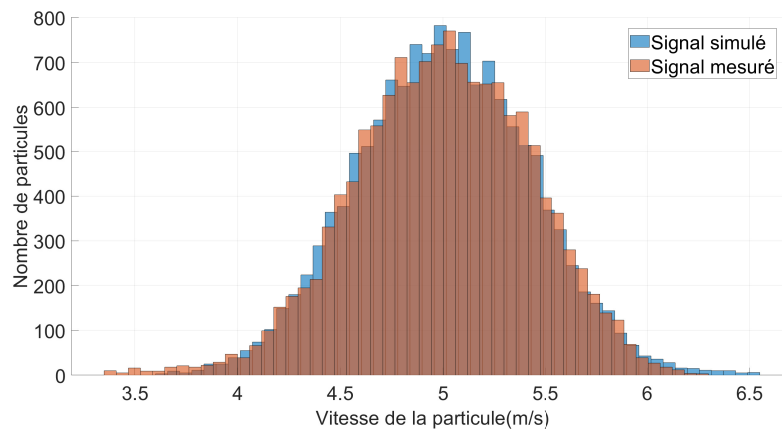


Fig. 1.8 Distribution de la vitesse des particules $v[n]$ ($\bar{v} = 5m/s$).

- Le spectre: la turbulence générée par l'écoulement induit un spectre de bruit. La figure 1.9 montre une bonne cohérence entre les spectres d'un signal simulé et d'un signal mesuré. Le spectre du bruit a l'effet d'un filtre à décroissance logarithmique en fonction de la fréquence. Les caractéristiques du spectre dépendent de la vitesse d'écoulement, de la géométrie et du matériau du conduit. Le rapport signal sur bruit augmente avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement.
- Le nombre de points de mesure N : Le nombre de points de mesure doit permettre la convergence des vitesses d'écoulement et acoustiques estimées.

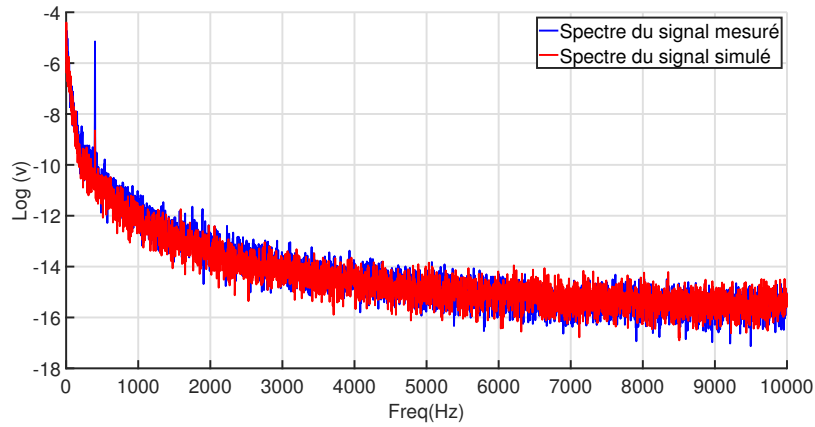


Fig. 1.9 Spectre du signal mesuré et du signal simulé ($f_{ac} = 400\text{Hz}$, $\bar{v} = 5\text{m/s}$).

- Le data rate λ : les performances des techniques basées sur l'analyse spectrale dépendent fortement du nombre de particules mesurées par unité de temps. En théorie, le théorème de Shanon nécessite un minimum de 2 points par période T_{ac} . En pratique, en raison du bruit, des données manquantes et de l'échantillonnage aléatoire, cette condition n'est plus suffisante. Plus la fréquence acoustique f_{ac} est élevée, plus le data rate doit être élevé.

1.3.2 Simulation avec $\bar{v} = 12\text{m/s}$, $V_{ac,sim} = 0, 15\text{m/s}$ et $f_{ac} = 400\text{Hz}$

Une simulation est effectuée pour $\bar{v} = 12\text{m/s}$, $V_{ac,sim} = 0, 15\text{m/s}$, $f_{ac} = 400\text{Hz}$, une durée du signal sinusoïdal de $400 T_{ac}$ et un data rate moyen $\bar{\lambda} = 7000$ particules/s. Le data rate λ du signal du signal simulé utilisé dans un premier temps provient de la mesure (voir figure 1.10).

Pour les techniques utilisant l'interpolation, une période d'échantillonnage T_e doit être choisie. La période d'échantillonnage ne doit pas être trop élevée pour avoir un signal interpolé ayant assez de points pour l'estimation avec les méthodes spectrales, et pas trop petite au risque de perdre l'information du signal de mesure. Pour cela, T_e est choisi à partir de l'histogramme (voir figure 1.11) qui représente le nombre de points mesurés en fonction de l'écart $t[i+1] - t[i]$. La période d'échantillonnage T_e choisie est celle qui contient le plus grand nombre de points mesurés. En l'occurrence pour le cas étudié, $T_e = 2,56 \cdot 10^{-6}\text{s}$

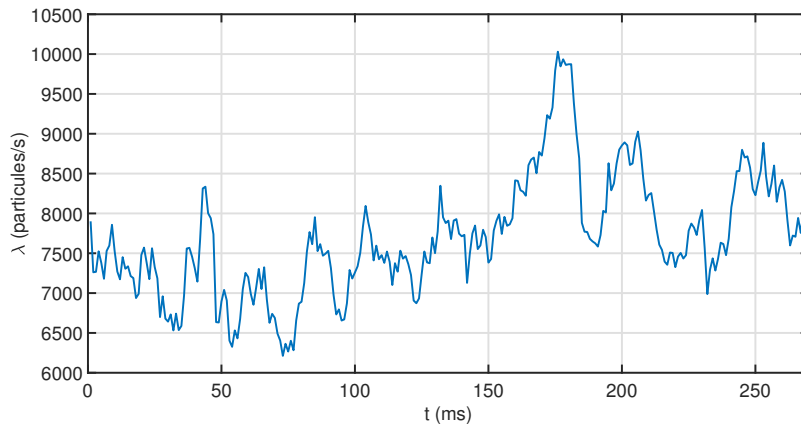


Fig. 1.10 Évolution réelle du data rate.

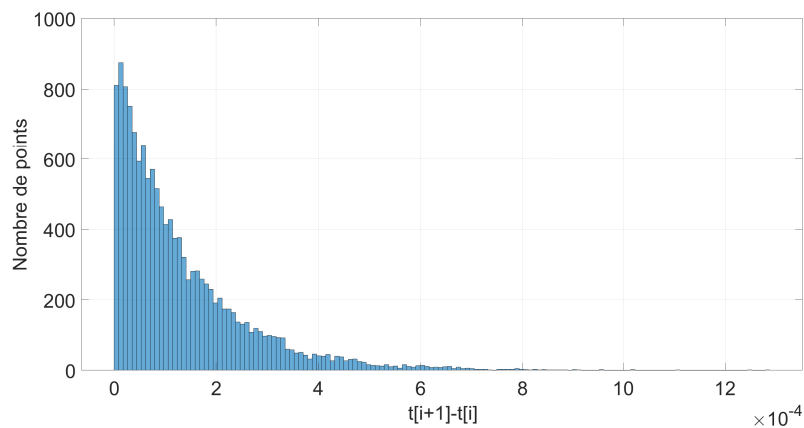


Fig. 1.11 Histogramme de répartition des points en fonction de l'écart temporel.

La figure 1.12 présente le résultat de ce signal simulé pour les différentes techniques spectrales présentées précédemment.

La figure 1.13 montre le résultat obtenu par la technique des moindres carrés pondérés. Le tableau 1.1 compare les différents résultats obtenus pour l'estimation de la vitesse acoustique. La technique des MCP donne le résultat le plus proche de l'amplitude de la vitesse acoustique imposée. Pour les techniques spectrales, la Fuzzy slotting donne le résultat le plus proche de l'amplitude de vitesse acoustique imposée. Le reste des techniques spectrales sous-estime quant à elles l'amplitude imposée mais permettent tout de même de trouver un pic à $f_{ac} = 400$ Hz. Cette différence dans les résultats s'explique par le fait que le data rate n'est pas constant sur l'ensemble du signal.

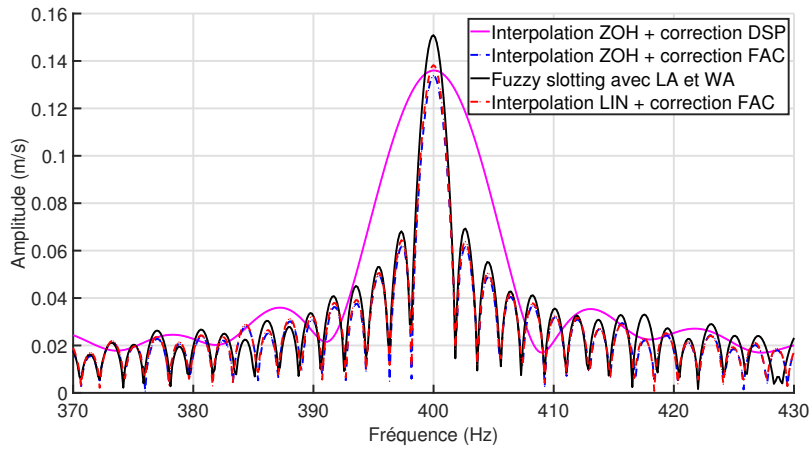


Fig. 1.12 DSP calculée par les techniques spectrales à partir des données simulées ($\bar{v} = 12m/s$, $V_{ac,sim} = 0.15m/s$, $f_{ac} = 400Hz$).

Technique de post-traitement	$V_{ac}(m/s)$
Interpolation ZOH + correction de la DSP	0.136
Interpolation ZOH + correction de la FAC	0.138
Interpolation LIN + correction de la FAC	0.133
Fuzzy slotting	0.147
Technique des moindres carrés pondérés	0.149

Table 1.1 Amplitude de la vitesse acoustique pour les différentes techniques à 400Hz et $V_{ac,sim} = 0.15m/s$.

Afin de valider l'effet du data rate sur la performance des méthodes spectrales, une deuxième simulation est étudiée en gardant les mêmes caractéristiques d'amplitude acoustique $V_{ac,sim}$, de vitesse d'écoulement \bar{v} et de fréquence acoustique f_{ac} . Le data rate est généré de sorte à garder l'aspect aléatoire mais en réduisant les fluctuations (voir figure 1.14). La figure 1.15 présente les résultats en utilisant les méthodes spectrales pour le signal simulé avec data rate λ régulé. Les amplitudes acoustiques trouvées (voir tableau.1.2) sont meilleures que lorsque le data rate fluctue plus. L'évolution du data rate au cours du temps influence la performance des méthodes spectrales: plus le data rate est constant meilleure sera l'estimation.

1.3.3 Simulation avec $\bar{v} = 8m/s$, $V_{ac,sim} = 0,15m/s$ et $f_{ac} = 3500 Hz$

Dans le but de choisir le traitement de signal qui marcherait dans toutes les conditions de mesures étudiées dans ce travail de thèse, une simulation est réalisée à une fréquence

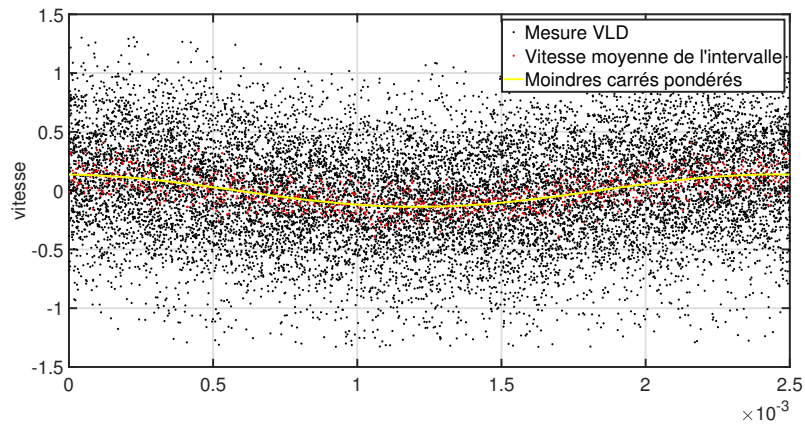


Fig. 1.13 Technique des moindres carrés pondérés appliquée au signal simulé à 400 Hz.

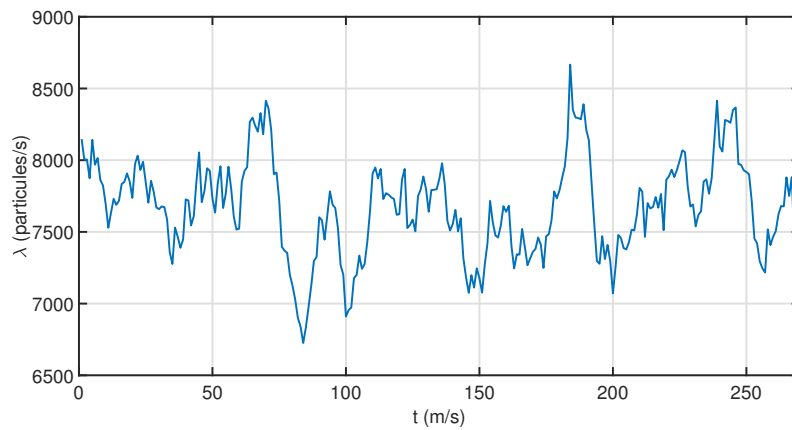


Fig. 1.14 Évolution du data rate à fluctuations réduites (simulation à 400 Hz).

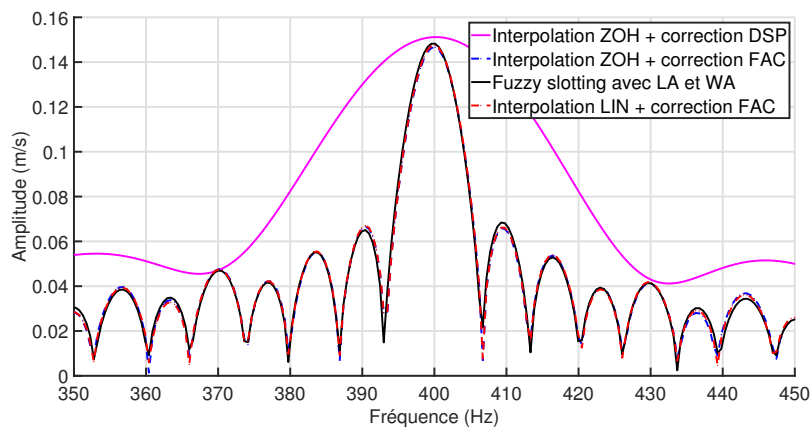


Fig. 1.15 DSP calculée par les techniques spectrales à partir des données simulées pour un λ peu fluctuant (simulation à 400 Hz).

Technique de post-traitement	$V_{ac}(m/s)$
Interpolation ZOH + correction de la DSP	0.151
Interpolation ZOH + correction de la FAC	0.146
Interpolation LIN + correction de la FAC	0.147
Fuzzy slotting	0.148
Technique des moindres carrés pondérés	0.150

Table 1.2 **Amplitude de la vitesse acoustique pour les différentes techniques pour le signal simulé à 400Hz pour un λ peu fluctuant ($V_{ac,sim} = 0.15m/s$).**

acoustique plus élevée $f_{ac} = 3500Hz$. Pour cette simulation les paramètres choisis à partir d'une mesure sont: $\bar{v} = 8m/s$ et $\bar{\lambda} = 6000$ pt/s. L'amplitude acoustique imposée est: $V_{ac,sim} = 0,15m/s$. Pour des raisons de convergence des différentes méthodes étudiées une longueur du signal temporelle de $10000T_{ac,sim}$ est fixée.

La figure 1.16 montre le résultat des DSP obtenues avec les différentes méthodes spectrales. Le signal obtenu par la méthode des moindres carrés pondérés est présenté sur la figure 1.17. Les amplitudes trouvées par les méthodes spectrales et la méthode des moindres carrés pondérés sont présentées dans le tableau.1.3. Comme pour la simulation à 400Hz, la méthode des moindres carrés pondérés reste celle qui estime le mieux l'amplitude de la vitesse acoustique en raison des fluctuations du data rate qui impacte directement les résultats des méthodes spectrales comme expliqué précédemment. La méthode des moindres carrés pondérés permet de minimiser les effets du bruit de signal ainsi que les erreurs d'estimation dues à l'aspect aléatoire de l'échantillonnage du signal étudié.

Technique de post-traitement	$V_{ac}(m/s)$
Interpolation ZOH + correction de la DSP	0.168
Interpolation ZOH + correction de la FAC	0.148
Interpolation LIN + correction de la FAC	0.147
Fuzzy slotting	0.146
Technique des moindres carrés pondérés	0.150

Table 1.3 **Amplitude de la vitesse acoustique pour les différentes techniques pour le signal simulé à 3500Hz.**

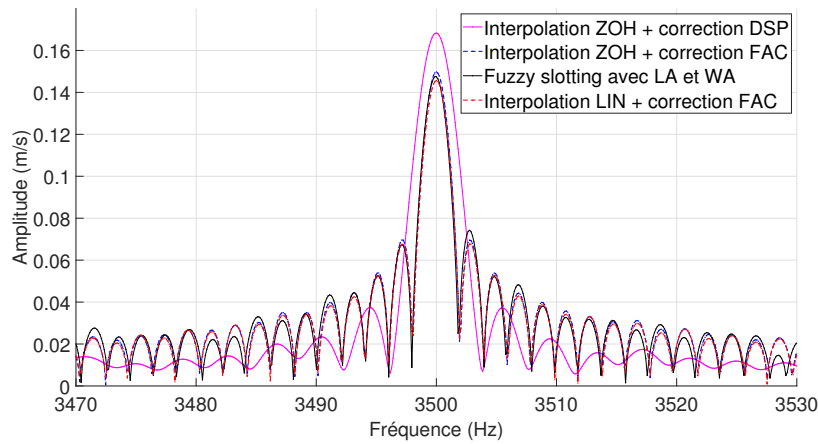


Fig. 1.16 DSP calculée par les techniques spectrales à partir des données simulées à 3500 Hz.

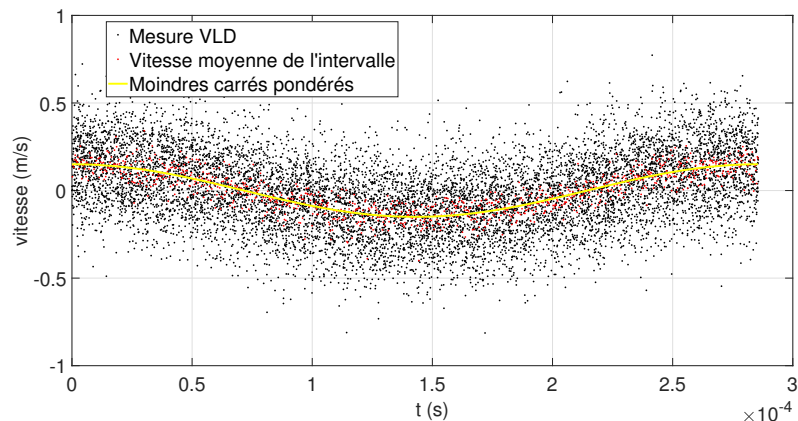


Fig. 1.17 Technique des moindres carrés pondérés appliquée au signal simulé à 3500 Hz ($V_{ac}(m/s) = 0.15m/s$).

1.3.4 Simulation sans écoulement

Contrairement au signal mesuré en présence d'écoulement, le signal issu de la mesure sans écoulement a la particularité d'être peu bruité ce qui permet d'avoir une distribution de vitesse différente comme le montre la figure 1.18.

Par ailleurs, l'absence d'écoulement implique un data rate très faible. La limite des méthodes spectrales présentées dans ce mémoire réside dans le pourcentage de données manquantes qui doit être au maximum égal à 90%. Dépassé cette limite, ces méthodes ne sont plus valides pour estimer correctement l'amplitude de la vitesse acoustique. En

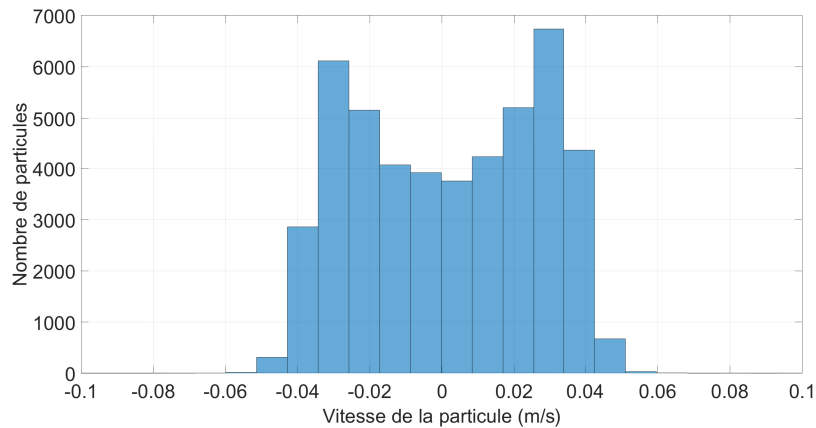


Fig. 1.18 Distribution de la vitesse particulaire $v[n]$ d'une mesure VLD sans écoulement.

particulier pour les hautes fréquences acoustiques, il devient impossible de traiter les mesures par les méthodes spectrales. Pour ces raisons, et au vu des caractéristiques de la mesure dans le cas sans écoulement, seule la méthode des moindres carrés pondérés peut être utilisée.

Pour valider l'utilisation de cette méthode dans les conditions du signal issu de la mesure sans écoulement, une simulation de référence est réalisée pour une amplitude $V_{ac,sim} = 0,03m/s$ et à une fréquence de $1128Hz$. L'évolution du data rate de la mesure utilisée pour cette simulation est présenté à la figure 1.19.

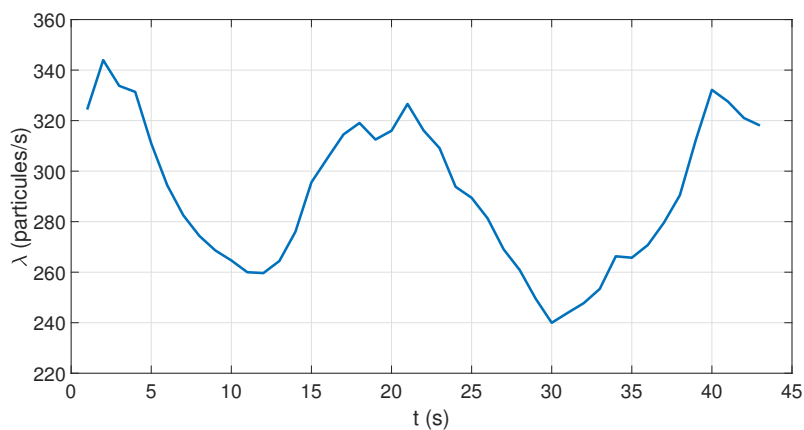


Fig. 1.19 Evolution du data rate pour la simulation du signal sans écoulement.

La figure 1.20 montre le signal temporel simulé pour cette étude.

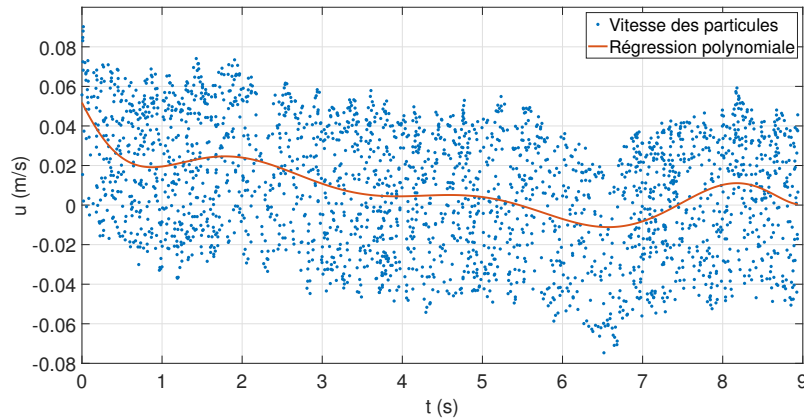


Fig. 1.20 Signal temporel issu de la simulation de la mesure VLD sans écoulement.

La figure 1.21 montre le résultat de la méthode des moindres carrés pondérés. L'amplitude estimée est de 0.0291 m/s , ce qui implique une erreur relative par rapport à l'amplitude imposée inférieure à 3%. La méthode des moindres carrés appliquée à cette simulation permet une très bonne estimation de l'amplitude acoustique.

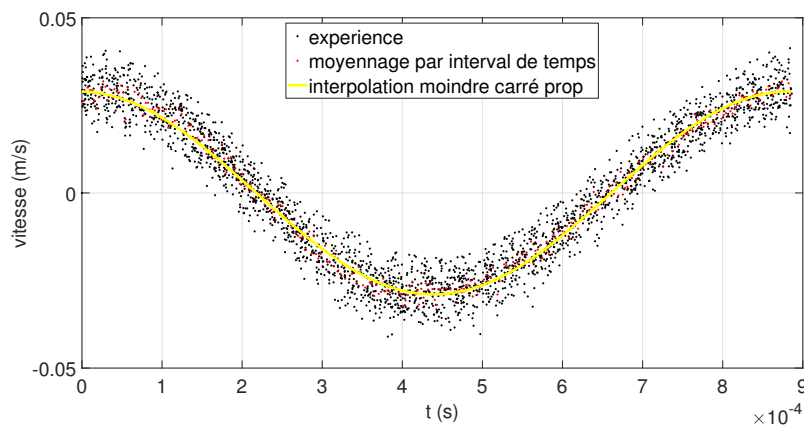


Fig. 1.21 Signal temporel issu de la simulation de la mesure VLD sans écoulement.

1.4 Conclusion

Le signal issu de la mesure VLD dans le cas d'une excitation sinusoïdale en présence d'écoulement, est un signal bruité, échantillonné aléatoirement. Plusieurs méthodes sont présentées dans ce chapitre pour estimer l'amplitude de la vitesse acoustique à partir d'un tel signal. Des simulations de la mesure VLD sont réalisées permettant ainsi de

confronter l'efficacité des différentes méthodes. Les méthodes dites spectrales se voient peu efficaces pour les signaux à faible data rate ou à data rate fluctuant. Avec ou sans écoulement, la méthode des moindres carrés pondérés se montre comme la plus efficace pour estimer l'amplitude la vitesse acoustique à partir d'un signal VLD quelconque. De plus, cette méthode permet d'estimer la phase acoustique du signal permettant ainsi de traiter des situations de mesure en propagation acoustique multimodale comme celles étudiées dans ce travail de thèse.

Chapitre 2

Modélisation de la propagation acoustique dans les conduits en présence d'écoulement non potentiel

2.1 Introduction

Ce chapitre présente le cadre théorique utilisé pour l'étude de la problématique traitée dans ce mémoire. Sous certaines hypothèses, la linéarisation des équations générales de la mécanique des fluides permet de retrouver les équations de Galbrun qui régissent la propagation acoustique en présence d'écoulement non potentiel dans un fluide parfait. La formulation dite mixte (Lagrangienne/Eulerienne) est présentée dans la première section ainsi que sa formulation variationnelle utilisée pour la résolution numérique.

Afin d'étudier la propagation acoustique dans des systèmes ouverts, la technique d'une couche absorbante parfaitement adaptée est utilisée dans le but de simuler une atténuation acoustique au niveau de celle-ci tout en respectant la condition de non réflexion à son entrée. Cette technique appelée PML (Perfect Matched Layer) est présentée dans la section 2.

Enfin, la section 3 concerne la résolution du problème aux valeurs propres non linéaire pour l'étude des modes piégés dans les conduits en utilisant la méthode d'intégrale de contour.

2.2 Cadre théorique de la propagation acoustique

Les équations générales de la mécanique des fluides sont issues des bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Les équations (Eq 2.1) d'Euler représentent un cas particulier de ces équations générales pour un fluide newtonien parfait sous quelques hypothèses simplificatrices à savoir:

- absence de source volumique;
- phénomène de relaxation thermique négligé;
- fluide parfait (viscosité nulle);
- pas d'échange de chaleur (transformations adiabatiques).

Avec ces hypothèses les équations d'Euler deviennent:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \\ \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla p = \mathbf{0} \\ \frac{dp}{dt} - c^2 \frac{d\rho}{dt} = 0, \end{array} \right. \quad (2.1)$$

avec ρ la masse volumique, \mathbf{v} la vitesse particulière, p la pression et c la célérité du son. La dérivée droite $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ désigne la dérivée matérielle (ou dérivée particulière).

Dans le cas d'un gaz parfait en évolution isentropique, les relations suivantes peuvent être considérées

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{cste}, \quad c^2 = \gamma \frac{p}{\rho} \quad (2.2)$$

avec γ le rapport des capacités calorifiques.

Afin de retrouver les équations de propagation acoustique un procédé de linéarisation est appliquée aux équations d'Euler. Pour décrire le mouvement d'une particule, deux descriptions de linéarisation peuvent être adoptées: Lagrangienne ou Eulérienne. En fonction de la description choisie, les termes de perturbations des grandeurs mises en jeu sont différents.

2.2.1 Description Eulérienne

La description Eulérienne se fait par rapport à un repère spatiale lié à une position de référence \mathbf{x}_0 . Ainsi, la perturbation Eulérienne d'une grandeur f^E est définie comme la différence entre son état perturbé et son état d'entraînement à la même position géométrique \mathbf{x}_0

$$f^E(\mathbf{x}_0, t) = f(\mathbf{x}_0, t) - f_0(\mathbf{x}_0, t). \quad (2.3)$$

Cette description mathématique permet de comparer l'évolution de l'état à une position géométrique indépendamment de la particule qui l'occupe comme le montre la figure 2.1.

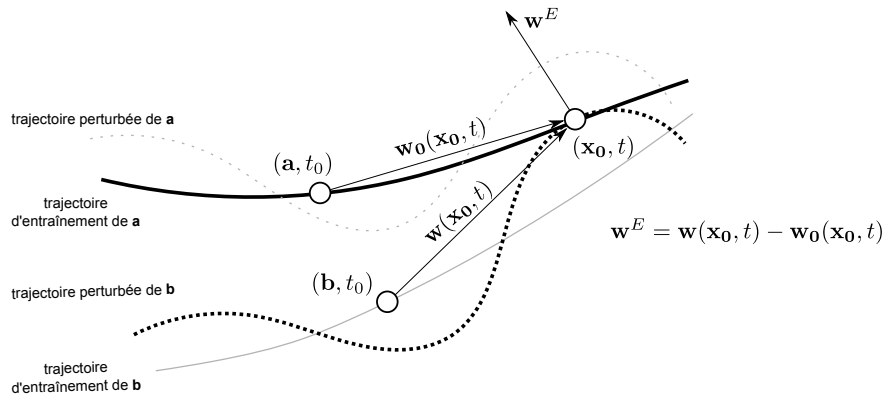


Fig. 2.1 Illustration de la représentation eulérienne du déplacement [3].

La perturbation des équations d'Euler en utilisant la description Eulérienne permet de retrouver dans le cas d'un gaz parfait en écoulement porteur isoentropique, le système d'équations d'Euler linéarisées (LEE pour Linearized Euler Equations):

$$\begin{cases} \frac{d_0 p^E}{dt} + \mathbf{v}^E \cdot \nabla p_0 + \gamma p_0 \nabla \cdot \mathbf{v}^E + \gamma p^E \nabla \cdot \mathbf{v}_0 = 0 \\ \frac{d_0 \mathbf{v}^E}{dt} + \mathbf{v}^E \cdot \nabla \mathbf{v}_0 + \frac{1}{\rho_0} \nabla p^E + \frac{p^E}{\rho_0 c_0^2} \frac{d_0 \mathbf{v}_0}{dt} = \mathbf{0} \end{cases} \quad (2.4)$$

avec p^E la perturbation eulérienne de la pression, \mathbf{v}^E celle de la vitesse, \mathbf{v}_0 la vitesse de l'écoulement d'entraînement, ρ_0 la masse volumique moyenne et $d_0/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{v}_0 \cdot \nabla)$ la dérivée convective.

2.2.2 Description mixte eulérienne-lagrangienne

Contrairement à la description Eulérienne, la description Lagrangienne a pour référence la même particule indépendamment de sa localisation géométrique. La perturbation Lagrangienne d'une grandeur f^L représente la différence entre la grandeur de la particule dans son état perturbé et son état d'entraînement 2.2:

$$f^L(\mathbf{a}, t) = f(\mathbf{a}, t) - f_0(\mathbf{a}, t). \quad (2.5)$$

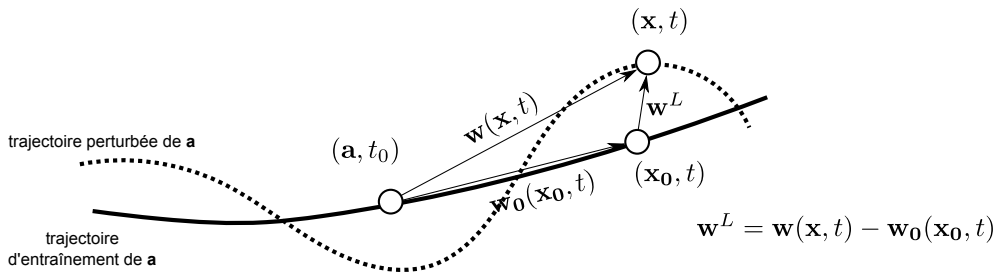


Fig. 2.2 Illustration de la représentation mixte eulérienne-lagrangienne du déplacement[3].

La particularité des équations de Galbrun est l'utilisation de la forme Lagrangienne des perturbations mais en fonction des variables issues de la représentation Eulérienne:

$$f^L(\mathbf{x}_0, t) = f(\mathbf{x}, t) - f_0(\mathbf{x}_0, t) \quad (2.6)$$

avec \mathbf{x}_0 la position de la particule \mathbf{a} dans sa configuration d'entraînement et \mathbf{x} la position de la même particule dans sa configuration totale (voir figure 2.2).

2.2.3 Equations de Galbrun

En appliquant la formulation mixte Lagrangienne-Eulerienne sur les équations d'Euler, l'équation de Galbrun dans sa forme simple en fonction des déplacements Lagrangien ($\mathbf{w}^L(\mathbf{x}_0, t) = \mathbf{x}(t) - \mathbf{x}_0(t)$) est obtenue:

$$\rho_0 \frac{d_0^2 \mathbf{w}^L}{dt^2} - \nabla(\rho_0 c_0^2 \nabla \cdot \mathbf{w}^L) - (\nabla \cdot \mathbf{w}^L) \rho_0 \frac{d_0 \mathbf{v}_0}{dt} - {}^T \nabla \mathbf{w}^L \cdot \nabla p_0 = 0. \quad (2.7)$$

En ajoutant l'équation de la conservation de la masse, l'équation de Galbrun peut aussi être écrite sous sa forme mixte en pression-déplacement:

$$\begin{cases} \rho_0 \frac{d_0^2 \mathbf{w}^L}{dt^2} + \nabla p^L - (\nabla \cdot \mathbf{w}^L) \rho_0 \frac{d_0 \mathbf{v}_0}{dt} - {}^T \nabla \mathbf{w}^L \cdot \nabla p_0 = 0 \\ p^L = -\rho_0 c_0^2 \nabla \cdot \mathbf{w}^L \end{cases} \quad (2.8)$$

avec p^L la perturbation lagrangienne de la pression.

Sous cette forme, les hypothèses simplificatrices d'homogénéité et de gaz parfait ne sont pas nécessaires comme pour les LEE (Eq 2.4). La formulation de Galbrun est une équation générale de propagation acoustique avec écoulement porteur non potentiel en fonction de l'unique variable de déplacement. Ces éléments font la force de cette formulation.

Dans le cas de l'hypothèse d'un écoulement porteur satisfaisant les équations d'Euler le terme $-\rho_0 d_0 \mathbf{v}_0 / dt$ peut être remplacé par ∇p_0 et l'Eq 2.8 devient

$$\begin{cases} \rho_0 \frac{d_0^2 \mathbf{w}^L}{dt^2} + \nabla p^L + (\nabla \cdot \mathbf{w}^L) \nabla p_0 - {}^T \nabla \mathbf{w}^L \cdot \nabla p_0 = 0 \\ p^L = -\rho_0 c_0^2 \nabla \cdot \mathbf{w}^L. \end{cases} \quad (2.9)$$

Cette hypothèse est prise en compte dans le travail présenté dans ce mémoire.

2.2.4 Cadre spatiale et temporel de l'étude

Le domaine est considéré à géométrie de révolution dans le plan (r, z) dans un système de coordonnées cylindriques $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_z)$ avec un écoulement moyen $\mathbf{v}_0 = (v_{0r}, v_{0\theta}, v_{0z})$ (voir figure 2.3). Toutes les perturbations sont harmoniques avec une dépendance en temps en $e^{-i\omega t}$. Le champ acoustique général prend alors la forme

$$(\mathbf{w}^L, p^L)(r, \theta, z, t) = (\mathbf{w}^L, p^L)(r, z) e^{i(m\theta - \omega t)} \quad (2.10)$$

où m est l'ordre azimutal du mode, et ω la fréquence angulaire.

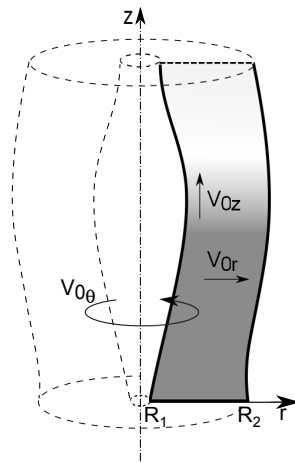


Fig. 2.3 Géométrie d'un conduit annulaire axisymétrique traversé par un écoulement [3].

2.2.5 Conditions aux limites

Pour la résolution du système d'équations différentielles aux dérivées partielles, les conditions aux limites doivent être choisies. Un système semi-ouvert à géométrie de révolution est considéré avec différentes conditions aux limites (voir figure 2.4).

Interface fluide-fluide

Sur la frontière L_E , correspondant à une interface *fluide-fluide*, un déplacement est imposé

$$\mathbf{w}^L = \bar{\mathbf{w}}, \quad \text{sur } L_E \quad (2.11)$$

avec $\bar{\mathbf{w}}$ un déplacement connu. Dans le cas d'une formulation mixte en pression-déplacement, il est aussi possible d'imposer une pression totale

$$p^L = \bar{p}, \quad \text{sur } L_E \quad (2.12)$$

ou une pression et un déplacement simultanément.

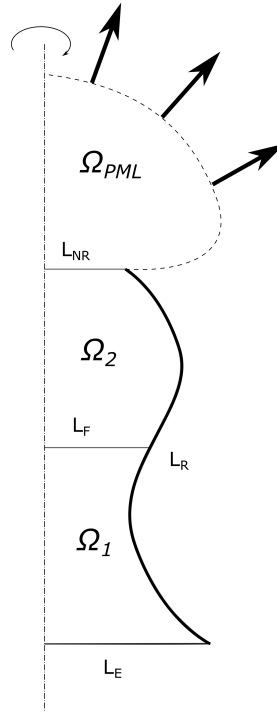


Fig. 2.4 Conditions aux limites associées à un conduit axisymétrique.

Interface interne

Sur la frontière L_F correspondant à une interface *interne* entre les deux domaines Ω_1 et Ω_2 , une condition de continuité est imposé ainsi

$$\mathbf{w}_1^L = \mathbf{w}_2^L, \quad \text{sur } L_F \quad (2.13)$$

et

$$\mathbf{p}_1^L = \mathbf{p}_2^L, \quad \text{sur } L_F \quad (2.14)$$

dans le cas d'une formulation mixte.

Paroi rigide

Sur la frontière L_R , la paroi est considérée rigide et donc

$$\mathbf{w}^L \cdot \mathbf{n}_0 = 0, \quad \text{sur } L_R \quad (2.15)$$

où \mathbf{n}_0 est la normale à la paroi, sortante du domaine fluide Ω .

Condition de non réflexion

Contrairement au domaine de calcul numérique qui doit nécessairement être borné, le domaine de propagation acoustique à modéliser peut être ouvert ou infini. Une condition de non réflexion dans le domaine de calcul numérique permet de simuler un domaine ouvert ou infini. Plusieurs méthodes pour simuler cette condition de non réflexion ont été présentées dans la littérature:

- la condition limite absorbante exacte non locale utilisant l'opérateur DtN (Dirichlet-to-Neumann),
- la méthodes de éléments finis de frontière (BEM pour Boundary Element Method),
- la méthode des éléments infinis (IEM pour Infinite Element Method),
- la couche parfaitement adaptée (PML pour Perfect Matched Layer).

La méthode choisie doit être robuste et ne doit pas prendre beaucoup de temps de calcul. Pour cette thèse, une PML adaptée aux équations de Galbrun a été choisie et développée dans le cas cylindrique avec écoulement tournant porteur par Baccouche et al. [3]. La PML dans sa forme analytique a pour avantage d'assurer une continuité d'impédance entre les milieux tout en assurant la dissipation de l'onde acoustique. Pour cela, une transformation de la vitesse d'onde en une quantité complexe et dépendante de la fréquence est réalisée. Ce changement purement mathématique (sans interprétation physique) proposé par Bérenger [35] assure le caractère parfaitement adapté de la couche au niveau continu, mais pas au niveau discret.

En l'occurrence dans le cas axisymétrique ce changement de variables peut être défini par

$$\tilde{r}(r) = r + \frac{i}{\omega} \int_{r_0}^r \sigma_r(s) ds \quad \text{et} \quad \tilde{z}(z) = z + \frac{i}{\omega} \int_{z_0}^z \sigma_z(s) ds \quad (2.16)$$

où σ_r et σ_z sont des coefficients d'absorption positifs, respectivement suivant les axes r et z , et (r_0, z_0) la position de l'interface de la PML. Dans les coins, les deux coefficients s'expriment en même temps. Ainsi, à partir de la position géométrique r_0 et z_0 , l'onde acoustique est atténuée jusqu'à disparition complète, ce qui modélise bien la condition d'absorption. Dans le cas discret, il est nécessaire d'adapter les différents coefficients pour un comportement optimal de la PML avec le moins d'erreur possible. Les cas d'études montrent que dans la pratique la taille de la PML doit être égale à deux ou

trois fois la longueur d'onde pour qu'elle soit efficace en absorption. Les coefficients d'absorption utilisés sont basés sur des profils paraboliques, continus et bornés

$$\begin{cases} \sigma_r(r) = \beta_r(|r| - r_0)^2 & |r| \geq r_0 \\ \sigma_z(z) = \beta_z(|z| - z_0)^2 & |z| \geq z_0 \end{cases} \quad (2.17)$$

avec β_r et β_z des paramètres positifs empiriques choisis de manière à optimiser les performances de la PML.

2.2.6 Formulation variationnelle du modèle théorique

Pour éviter les instabilités engendrées par le phénomène de verrouillage numérique, une nouvelle formulation basée sur la forme mixte des équations de Galbrun a été développée par Treysède et al. [36]. Dans le but d'assurer une stabilité de la solution, une interpolation des deux variables \mathbf{p} et \mathbf{w} est appliquée pour respecter le critère mathématique "inf-sup".

Pour aboutir à la formulation variationnelle utilisée, une fonction test \mathbf{w}^* est associée au déplacement lagrangien \mathbf{w}^L , et une seconde fonction p^* associée à la pression lagrangienne p^L . La première équation du système (Eq 2.9) est ensuite multipliée par \mathbf{w}^* et la seconde par p^* . La somme de ces deux expressions est ensuite intégrée sur le domaine acoustique Ω , et après une intégration par partie, la formulation suivante est obtenue

$$\begin{aligned} & - \int_{\Omega} \left(\frac{1}{\rho_0 c_0^2} p^* p^L + \mathbf{w}^* \cdot \nabla p^L + \nabla p^* \cdot \mathbf{w}^L - \omega^2 \rho_0 \mathbf{w}^* \cdot \mathbf{w}^L \right. \\ & - i\omega \rho_0 \mathbf{w}^* \cdot (\mathbf{v}_0 \cdot \nabla \mathbf{w}^L) + i\omega \rho_0 (\mathbf{v}_0 \cdot \nabla \mathbf{w}^*) \cdot \mathbf{w}^L - \rho_0 (\mathbf{v}_0 \cdot \nabla \mathbf{w}^*) \cdot (\mathbf{v}_0 \cdot \nabla \mathbf{w}^L) \\ & + \mathbf{w}^* \cdot \nabla p_0 (\nabla \cdot \mathbf{w}^L) - \mathbf{w}^* \cdot ({}^T \nabla \mathbf{w}^L \cdot \nabla p_0) \Big) r \, dr \, d\theta \, dz \\ & - \int_L p^* (\mathbf{w}^L \cdot \mathbf{n}_0) - \mathbf{w}^* \cdot \{ \rho_0 (\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{n}_0) (-i\omega \mathbf{w}^L + \mathbf{v}_0 \cdot \nabla \mathbf{w}^L) \} \, dL \\ & = 0 \quad \forall (\mathbf{w}^*, p^*). \end{aligned} \quad (2.18)$$

La ligne 1 représente les opérateurs sans écoulement, la ligne 2 les effets de l'écoulement, la ligne 3 ceux de la variation de la pression moyenne p_0 , et la ligne 4 l'intégrale de bord.

Ensuite la formulation de la PML est établie en appliquant la transformation totale développée par Baccouche et al. [37] à la formulation variationnelle de l'équation de Galbrun Eq 2.18

$$\begin{aligned}
 & - \int_{\Omega_2} \left(\frac{\gamma_r \gamma_z}{\rho_0 c_0^2} p^* p^L + \mathbf{w}^* \cdot (\gamma_r \gamma_z \tilde{\nabla} p^L) + (\gamma_r \gamma_z \tilde{\nabla} p)^* \cdot \mathbf{w}^L - \gamma_r \gamma_z \omega^2 \rho_0 \mathbf{w}^* \cdot \mathbf{w}^L \right. \\
 & - i\omega \rho_0 \mathbf{w}^* \cdot (\gamma_r \gamma_z \mathbf{v}_0 \cdot \tilde{\nabla} \mathbf{w}^L) + i\omega \rho_0 (\gamma_r \gamma_z \mathbf{v}_0 \cdot \tilde{\nabla} \mathbf{w})^* \cdot \mathbf{w}^L - \rho_0 (\gamma_r \gamma_z \mathbf{v}_0 \cdot \tilde{\nabla} \mathbf{w})^* \cdot (\gamma_r \gamma_z \mathbf{v}_0 \cdot \tilde{\nabla} \mathbf{w}^L) \\
 & + \mathbf{w}^* \cdot \tilde{\nabla} p_0 (\gamma_r \gamma_z \tilde{\nabla} \cdot \mathbf{w}^L) - \mathbf{w}^* \cdot (\gamma_r \gamma_z^T \tilde{\nabla} \mathbf{w}^L \cdot \tilde{\nabla} p_0) \Big) r dr d\theta dz \\
 & = \mathbf{0} \quad \forall (\mathbf{w}^*, p^*)
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

où les opérateurs principaux sont définis par

$$\tilde{\nabla}(\cdot) = \begin{pmatrix} \frac{1}{\gamma_r} \frac{\partial}{\partial r} \\ \frac{im}{r} \\ \frac{1}{\gamma_z} \frac{\partial}{\partial z} - i\omega \alpha^* \end{pmatrix} (\cdot), \tag{2.20}$$

$$\tilde{\nabla} \cdot \mathbf{w}^L = \frac{1}{\gamma_r} \frac{\partial w_r}{\partial r} + \frac{w_r}{r} + \frac{im}{r} w_\theta + \frac{1}{\gamma_z} \frac{\partial w_z}{\partial z} - i\omega \alpha^* w_z, \tag{2.21}$$

$${}^T(\mathbf{v}_0 \cdot \tilde{\nabla} \mathbf{w}^L) = \begin{pmatrix} \left(\frac{im}{r} w_r - \frac{w_\theta}{r} \right) v_{0\theta} + \left(\frac{1}{\gamma_z} \frac{\partial w_r}{\partial z} - i\omega \alpha^* w_r \right) v_{0z} \\ \left(\frac{im}{r} w_\theta + \frac{w_r}{r} \right) v_{0\theta} + \left(\frac{1}{\gamma_z} \frac{\partial w_\theta}{\partial z} - i\omega \alpha^* w_\theta \right) v_{0z} \\ \left(\frac{im}{r} w_z \right) v_{0\theta} + \left(\frac{1}{\gamma_z} \frac{\partial w_z}{\partial z} - i\omega \alpha^* w_z \right) v_{0z} \end{pmatrix} \tag{2.22}$$

et

$${}^T \tilde{\nabla} \mathbf{w}^L \cdot \tilde{\nabla} p_0 = \begin{pmatrix} \frac{1}{\gamma_r^2} \frac{\partial w_r}{\partial r} \frac{\partial p_0}{\partial r} \\ \left(\frac{im}{r} w_r - \frac{w_\theta}{r} \right) \frac{1}{\gamma_r} \frac{\partial p_0}{\partial r} \\ \left(\frac{1}{\gamma_z} \frac{\partial w_r}{\partial z} - i\omega \alpha^* w_r \right) \frac{1}{\gamma_r} \frac{\partial p_0}{\partial r} \end{pmatrix}. \tag{2.23}$$

Si les coefficients d'absorption de la PML (σ_r et σ_z) sont nuls, la formulation PML (2.19) est équivalente à celle de Galbrun (Eq 2.18). De plus, le cas sans écoulement peut être vu comme une dégénérescence des expressions présentées.

2.2.7 Discrétisation éléments finis

Des éléments finis mixtes, en pression-déplacement, sont utilisés. Afin d'assurer la stabilité de l'élément et la convergence de la méthode, les interpolations des deux variables doivent respecter le critère mathématique dit *inf-sup* [22]. L'élément triangulaire linéaire T4-3c enrichi d'une fonction bulle pour le déplacement [20] est celui choisi.

Dans le domaine numérique, les deux formulations variationnelles, (Eq 2.18) et (Eq 2.19), sont appliquées dans leurs domaines respectifs et dans le même repère de coordonnées géométriques.

Après assemblage et application des conditions aux limites, la formulation variationnelle globale discrétisée conduit au système algébrique suivant

$$\mathbf{K}(\omega)\mathbf{U}(\omega) = \mathbf{F}(\omega) \quad (2.24)$$

avec $\mathbf{U}(\omega)$ un vecteur contenant tous les degrés de liberté inconnus (pression et déplacement). La matrice de rigidité globale $\mathbf{K}(\omega)$ est dépendante de la pulsation $\omega = 2\pi f$, non symétrique, complexe, et de structure bande. Un stockage de type "sparse" est choisi. Pour un ω fixé, $\mathbf{U}(\omega)$ est finalement obtenu en utilisant une décomposition LU.

2.3 Etude du problème aux valeurs propres non linéaire

Les singularités en dynamique des fluides et des structures, représentent des fréquences particulières ω_i appelées fréquences propres pour lesquelles les systèmes décrits ont un comportement particulier qu'on appelle communément modes U_i tel que

$$\mathbf{K}(\omega_i)\cdot\mathbf{U}_i = 0, \quad (2.25)$$

avec K la matrice de rigidité globale qui dépend de la pulsation $\omega = 2\pi f$ et U le vecteur des degrés de liberté du système. Dans les cas les plus simples, comme les équations d'Helmoltz ou d'Helmoltz convectée, une linéarisation du problème permet de résoudre cette équation 2.25 par des méthodes algébriques simples. Cependant si l'équation est de forme plus complexe, de part la prise en compte de l'amortissement ou dans les modèles non linéaires, elle devient difficile voir impossible à résoudre. Une méthode d'intégrale

de contour permet de résoudre le problème en trouvant les valeurs propres ω_i et les vecteurs propres U_i associés dans un contour complexe Γ défini au préalable [38].

2.3.1 Méthode de contour intégrale

La méthode consiste à calculer une matrice B qui possède les mêmes valeurs propres que K dans un contour complexe Γ . Plusieurs opérations algébriques sont réalisées pour calculer B .

Soit une matrice $K \in C^{(m,m)}$, une matrice sonde $D \in C^{(m,l)}$ est choisie aléatoirement pour calculer les moments A_p ($p \in N$) défini par

$$A_p = \frac{1}{2\pi i} \oint_{\Gamma} \omega^p K(\omega)^{-1} D d\omega. \quad (2.26)$$

2p moments sont calculés afin de construire les matrices de Hankel B_0 et B_1

$$B_0 = \begin{pmatrix} A_0 & \cdots & A_{p-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{p-1} & \cdots & A_{2p-2} \end{pmatrix}; B_1 = \begin{pmatrix} A_1 & \cdots & A_p \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ A_p & \cdots & A_{2p-1} \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Une décomposition en valeurs singulières est appliquée à la matrice B_0 afin de retrouver V , Σ et W tel que

$$B_0 = V \Sigma W^H. \quad (2.28)$$

Les valeurs singulières σ_i supérieures à ϵ_{SVD} (Fig.2.5) sont conservées comme le montre l'inégalité

$$\sigma_1 \geq \cdots \geq \sigma_k \geq \epsilon_{SVD} \geq \sigma_{k+1} \approx \cdots \approx 0. \quad (2.29)$$

Les matrices W_0 et V_0 sont constituées à partir des vecteurs correspondants aux $\sigma_i > \epsilon_{SVD}$ dans les matrices V et W déterminées au préalable. Finalement, la matrice B est construite en utilisant la formule

$$B = V_0^H B_1 W_0 \Sigma^{-1}. \quad (2.30)$$

La matrice $B \in C^{(m,m)}$ possède les mêmes valeurs propres s_i que la matrice K dans le contour Γ et les vecteurs propres peuvent être retrouvés en gardant les m premiers vecteurs de la matrice $V_0 s_i$.

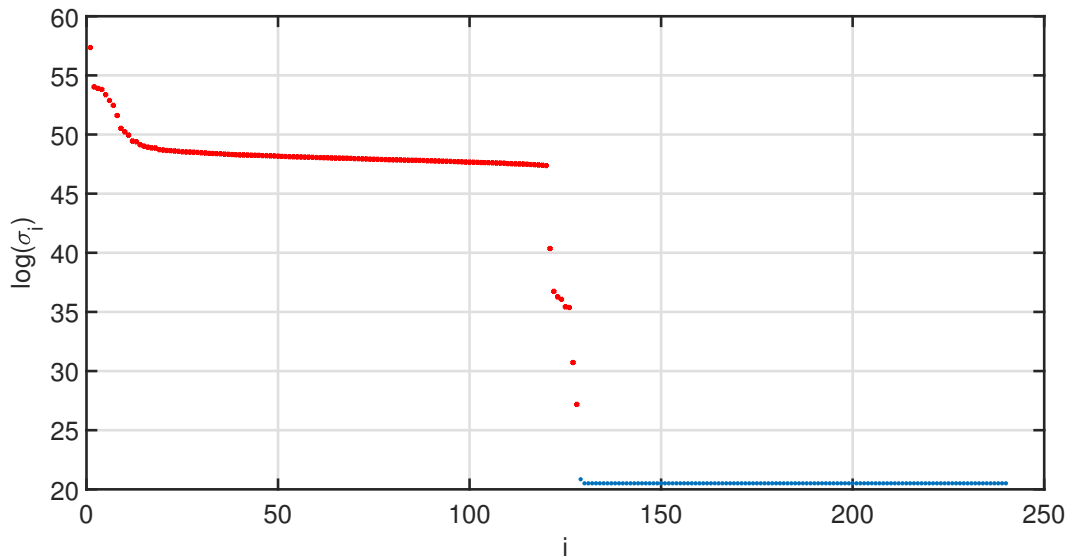


Fig. 2.5 Troncature des valeurs singulières

2.3.2 Étude des modes piégés acoustiques

Les modes piégés acoustiques sont très importants dans un certain nombre d'applications techniques telles que la conception de compresseurs à flux axial ou d'autres turbomachines [39–51].

Les modes piégés acoustiques correspondent à des amplifications acoustiques localisées dans les conduits dues à un changement brusque de géométrie ou de caractéristiques du milieu de propagation acoustique. Ces amplifications ont la particularité d'apparaître à des fréquences inférieures aux fréquences de coupure du mode acoustique du conduit. L'étude des fréquences d'apparition de ces modes ainsi que leur niveaux d'amplification est d'une importance majeure.

Ces modes piégés n'ont pas de perte d'énergie en rayonnement et correspondent à des résonances à valeur réelle. Par conséquent, ils sont d'une grande importance en raison de la réponse dynamique qui peut être assez élevée.

La majorité des études mathématiques, numériques ou expérimentales sont faites pour l'équation de propagation d'ondes acoustiques dans le cas sans écoulement (équation d'Helmoltz) et s'intéressent aux modes créés par des objets centrés dans le domaine du conduit. La première observation expérimentale des modes piégés acous-

tiques a été faite par Parker. Evans & Linton [52], Koch et Sugimoto & Imahori [53] ont trouvé des modes piégés non seulement près d'obstacles dans un conduit mais aussi près d'indentations dans la paroi du conduit. Franklin [54] a utilisé une formulation variationnelle, Evans & Linton [55] et Duan et al. [56] ont appliqué la méthode de correspondance des modes, Koch, et Woodley & Peake [57] ont employé la technique de Wiener-Hopf. Hein et al. [58] et Duan et al. [56] ont introduit une méthode purement numérique pour le calcul des résonances réelles et complexes d'objets de forme arbitraire en utilisant la couche parfaitement adaptée (PML).

Une fréquence de coupure $f_{(m,n)}$ est associée à chaque mode acoustique (m, n) du conduit. En dessous de cette fréquence de coupure, le mode (m, n) n'est pas propagatif et décroît exponentiellement dans le sens de la longueur du conduit. À une fréquence inférieure à la fréquence de coupure d'un mode de conduit, un mode piégé acoustique peut apparaître avec une forte amplification de pression et de vitesse acoustique en raison d'un changement brusque de géométrie du conduit. Cette amplification est localisée dans la pseudo-cavité.

L'algorithme présenté dans la section précédente est appliqué à un système non linéaire pour l'étude des modes piégés acoustiques dans un conduit cylindrique infini en présence d'écoulement. En effet, l'utilisation de la PML pour modéliser la condition de non réflexion fait intervenir des termes non linéaires dépendants de ω dans le système algébrique général.

Ces modes piégés acoustiques représentent une solution particulière de l'équation

$$\mathbf{K}(\omega).U = 0 \tag{2.31}$$

avec K la matrice de rigidité globale issue de la discrétisation par éléments finis de l'équation de Galbrun dans le cas axisymétrique pour la géométrie étudiée. Ainsi, pour chaque ordre azimutal m , un couple (ω_i, U_i) est retrouvé en utilisant la méthode d'Intégrale de Contour avec ω_i la fréquence angulaire du mode piégé et U_i le vecteur propre associé qui correspond au vecteur des pressions nodales de la géométrie discrétisée. La figure 2.7 résume les différentes étapes à effectuer pour la simulation des modes piégés acoustiques dans des conduits rigides en présence d'écoulement.

Un maillage de la géométrie est réalisé (Fig.2.9) pour un conduit de rayon $R_1 = 0.072\text{m}$, une cavité de rayon $R_2 = 0.097\text{m}$, de longueur $L = 0.15\text{m}$. Ce maillage est utilisé pour

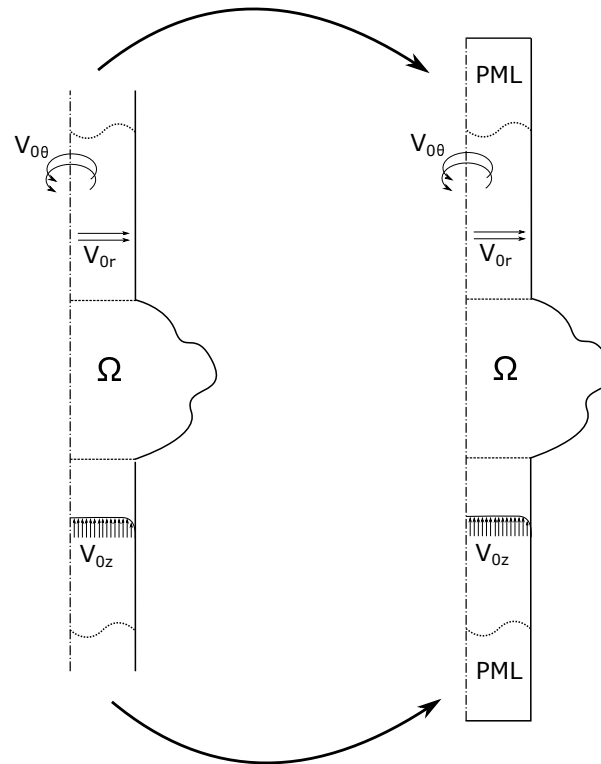


Fig. 2.6 Conduit axisymétrique avec cavité.

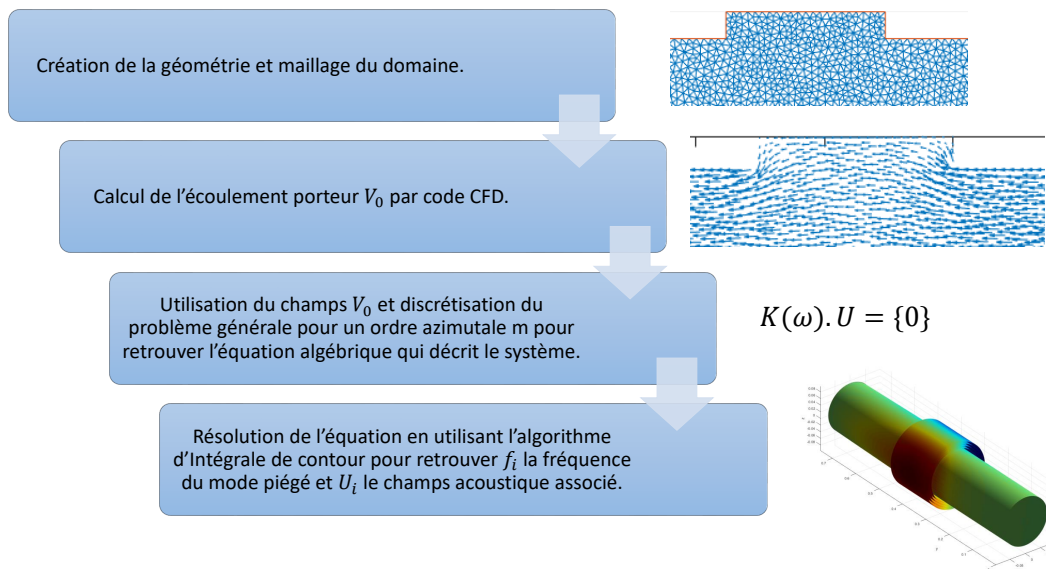


Fig. 2.7 Étapes de la résolution du problème aux valeurs propres appliqué aux modes piégés dans une pseudo-cavité en présence d'écoulement.

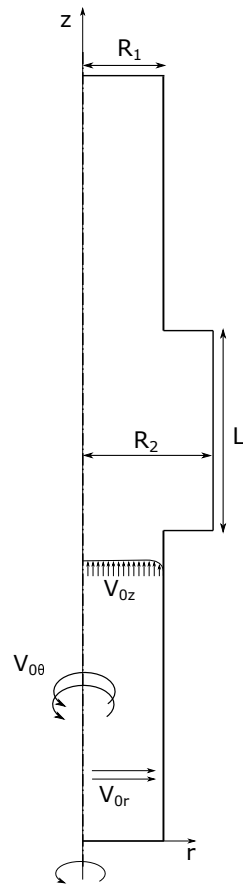


Fig. 2.8 Conduit cylindrique avec cavité

le calcul de l'écoulement porteur $\vec{V}_0 = V_{0r}\vec{r} + V_{0\theta}\vec{\theta} + V_{0z}\vec{z}$ pour lequel une condition de vitesse $\vec{V} = 10.\vec{z}$ (m/s) est imposée en entrée de conduit (voir figure 2.10).

Le champs \vec{V}_0 est utilisé par la suite dans la formulation axisymétrique de Galbrun qui régit la propagation acoustique dans le conduit cylindrique. L'algorithme d'intégrale de contour est utilisé pour retrouver la fréquence du mode piégé et le champs acoustique associé pour chaque ordre azimutale m . La résolution du problème aux valeurs propres permet de retrouver plusieurs solutions de fréquences propres comme le montre la figure 2.11.

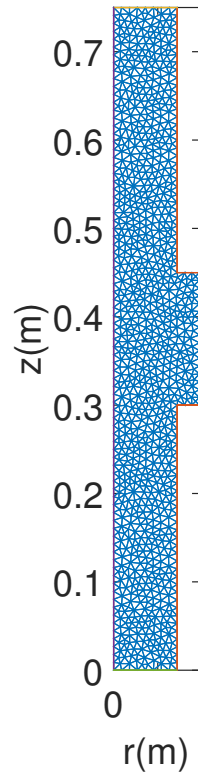


Fig. 2.9 Maillage du conduit cylindrique avec cavité

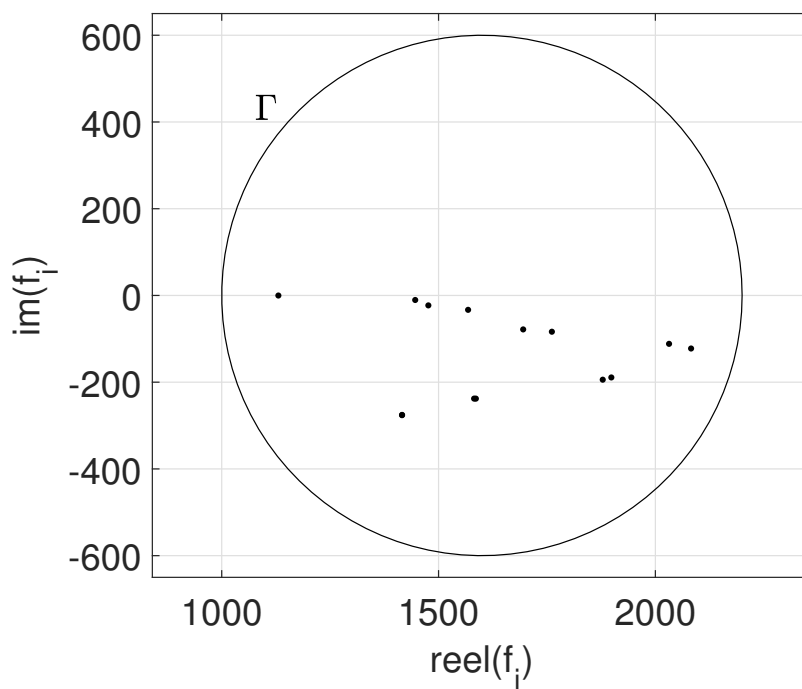


Fig. 2.11 Fréquences propres du système étudié

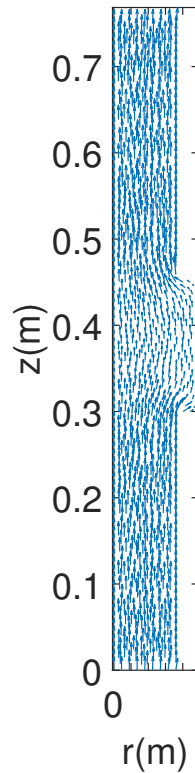


Fig. 2.10 **Écoulement porteur dans le conduit**

Les fréquences à partie imaginaire non nulle sont des modes purement numériques résultants de l'utilisation de la PML. Pour vérifier cela, la résolution du système est refaite en changeant le paramètre β de la PML comme le montre la figure 2.12. Le changement de ce paramètre change le système à résoudre en raison du changement des caractéristiques des domaines PML aux extrémités du conduit. Pour chaque β , un nouveau système est défini et résolu par la méthode CI. Les résultats issus des trois systèmes sont différents sauf pour la première fréquence purement réelle qui représente le mode piégé recherché. Les autres résultats ne représentent que des solutions mathématiques résultantes de l'utilisation des domaines PML.

Pour $m = 1$, la résolution du problème aux valeurs propres permet de retrouver le mode piégé $(1,0)$ à une fréquence $f_{(1,0)} = 1129\text{Hz}$ comme le montre la figure 2.13 en coupe 2D et la figure 2.14 en 3D.

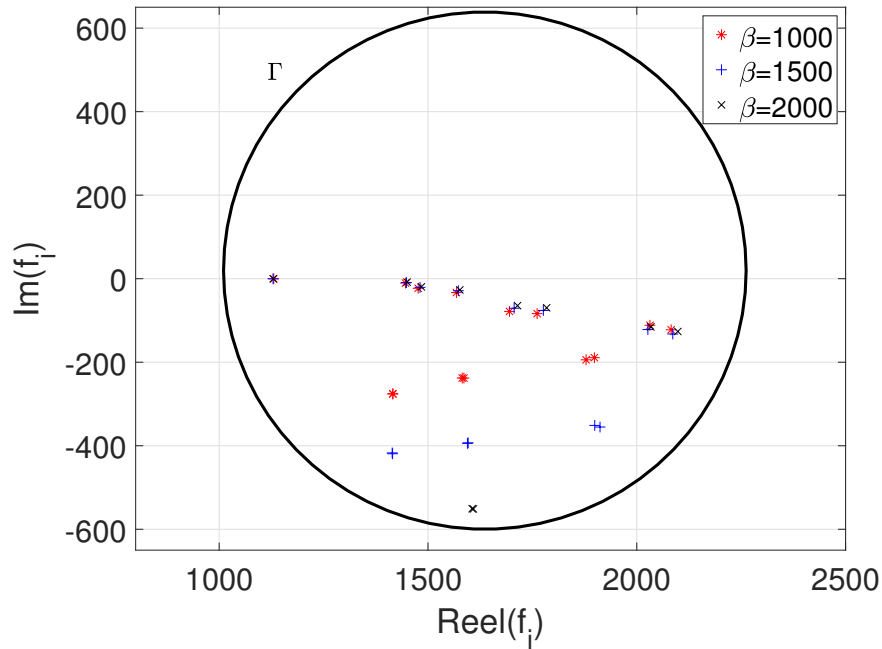


Fig. 2.12 Fréquences propres du système pour différents coefficients β de la PML.

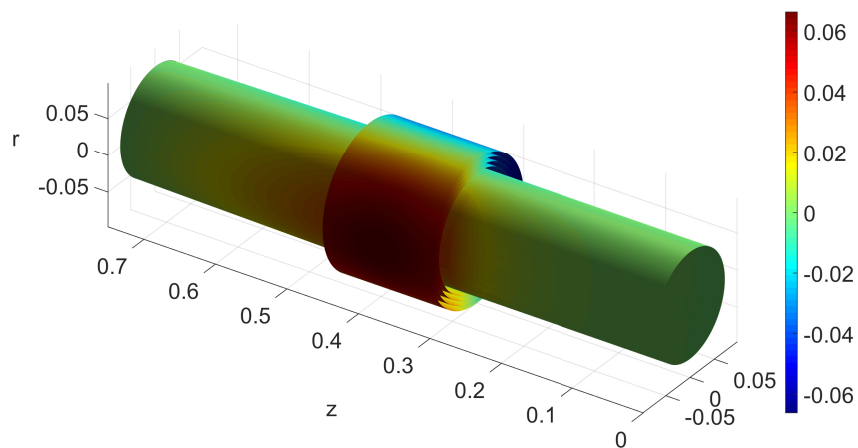


Fig. 2.14 Représentation 3D du mode piégé (1,0) au niveau de la cavité.

Une étude paramétrique des modes piégés dans la cavité est réalisé pour différents niveaux d'écoulement imposés à l'entrée du conduit. La figure 2.15 montre l'effet de l'écoulement sur la fréquence du mode piégé pour le mode azimutale (1,0) ainsi que la variation de la fréquence de coupure théorique du mode du conduit. La fréquence du

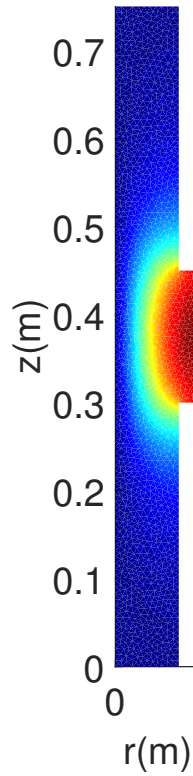


Fig. 2.13 Coupe 2D du mode piégé (1,0) au niveau de la cavité

mode piégé se rapproche de la fréquence de coupure du conduit lorsque la vitesse de l'écoulement augmente.

Pour un conduit cylindrique en présence d'écoulement, la fréquence de coupure théorique est développée par Pridmore Brown [59]

$$f_{(m,n)} = \sqrt{(1 - M_{0z}^2)} f_{0(m,n)} + \frac{m\Omega_{0\theta}}{2\pi}, \quad (2.32)$$

avec

$$f_{0(m,n)} = \frac{c_0 \chi_{(m,n)}}{2\pi R_1}. \quad (2.33)$$

M_{0z} la composante axiale de la vitesse d'écoulement adimensionnée, $\Omega_{0\theta}$ la composante azimutale de la vitesse d'écoulement adimensionnée et $\chi_{(m,n)}$ le $n^{\text{ème}}$ zéro de la dérivée de la fonction de Bessel d'ordre m .

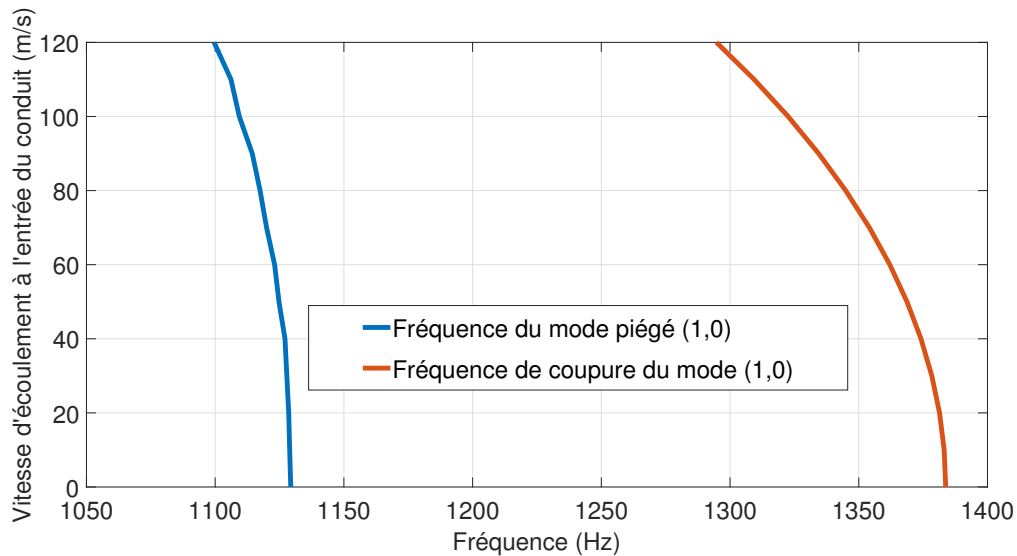


Fig. 2.15 Fréquence du mode piégé et fréquence de coupure théorique du mode (1,0) en fonction de la vitesse d'écoulement à l'entrée du conduit.

2.4 Conclusion

Ce chapitre a pour but de présenter la base théorique numérique utilisée dans ce travail de thèse. Dans un premier temps, le modèle physique utilisé est détaillé à partir des équations de bases de la mécanique des fluides pour démontrer les équations de Galbrun qui régissent la propagation acoustique en présence d'écoulement non potentiel. La couche virtuelle PML est ensuite introduite comme solution pour modéliser numériquement l'infini d'un conduit ou un domaine ouvert.

Par la suite, et dans le but de résoudre le problème inverse de la formulation FEM/PML associée aux équations de Galbrun, la méthode du Contour Intégral est développée pour l'étude des modes piégés acoustiques. Une application est réalisée dans un conduit cylindrique infini avec cavité en présence d'écoulement.

Tous les éléments présentés dans ce chapitre sont utilisés par la suite dans le chapitre 4 comme base théorique pour l'approche numérique et expérimentale.

Chapitre 3

Configuration du banc expérimental pour la mesure VLD

3.1 Introduction

Le banc DUCAT a été initialement monté à l'UTC pour des applications aéronautiques [3, 60–65]. En effet, la conception de ce banc avait pour but de caractériser différents traitements acoustiques dans des conditions de fort écoulement pouvant atteindre un nombre de Mach de 0.3 et pour une propagation acoustique multimodale. Des sondes microphoniques et des fils chauds permettent la mesure de la pression et de la vitesse acoustiques au niveau des sections en amont et en aval des tronçons à caractériser. Cependant, la mesure par sondes génère une erreur de mesure liée à son intrusivité [37].

Pour diminuer cette erreur, un protocole de mesure VLD est développé et validé dans ce travail de thèse pour permettre une mesure non intrusive de la vitesse acoustique en présence d'écoulement.

Ce chapitre présente les différents éléments du banc expérimental pour deux configurations. Pour la validation de l'approche numérique et expérimentale dans le chapitre 4, le banc est présenté avec un conduit de mesure droit. Pour l'étude des modes piégés, le banc est utilisé avec une cavité dans un conduit droit.

3.2 Présentation générale du banc expérimental

La vue d'ensemble du banc avec ses différents composants de mesure, de contrôle et d'acquisition est montré à la figure 3.1. Le banc cylindrique est installé dans une chambre semi-anéchoïque, qui permet d'absorber toutes les réflexions acoustiques au niveau des murs de la salle. La soufflerie est installée à l'extérieur de la salle et permet d'assurer un écoulement en aspiration ou en refoulement. Une terminaison anéchoïque est disposée juste avant la chambre de compression afin de découpler le banc de mesure du bruit de la soufflerie. Le détail des différents composants est présenté dans ce chapitre.

3.3 Tronçons de mesure

3.3.1 Tronçon cylindrique droit

Le conduit cylindrique droit est en verre de rayon intérieur de $0.074m$ et d'épaisseur de $6mm$ comme le montre la figure 3.2. Le verre est utilisé pour ses caractéristiques optiques optimales ainsi que pour minimiser les effets de distorsion du rayon laser.

Les deux sections de mesure S_1 et S_2 définies respectivement comme sections d'entrée et de sortie du conduit et ce dans le sens de l'écoulement et de la propagation acoustique. Les deux sections sont séparées de $400mm$.

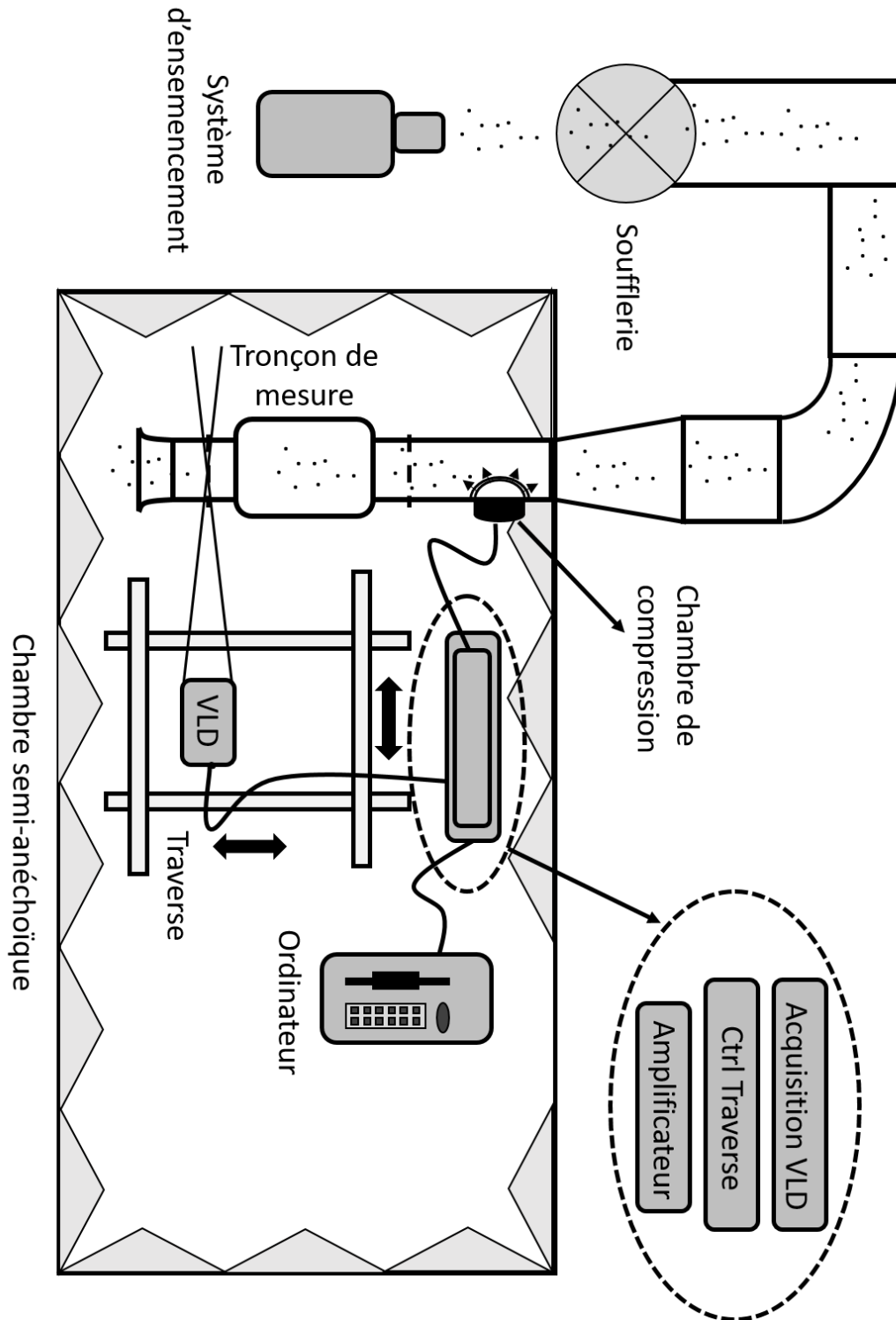


Fig. 3.1 Présentation générale du banc de mesure.

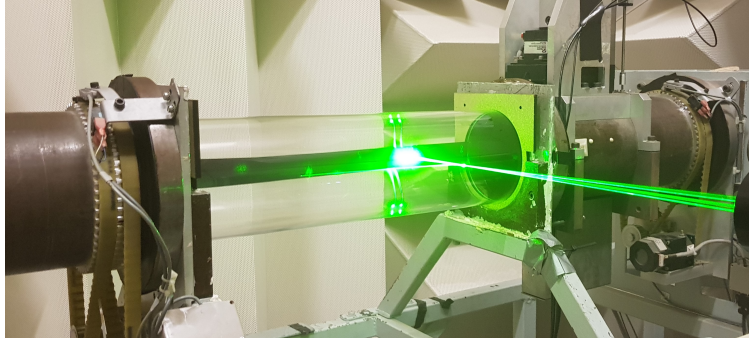


Fig. 3.2 Conduit cylindrique droit.

3.3.2 Tronçon cylindrique avec cavité

Pour l'étude des modes piégés, une deuxième configuration de mesure est traitée dans ce travail de thèse. Un conduit avec cavité est fabriqué comme le montre la figure 4.15. Le conduit est fait de plexiglass de 6mm d'épaisseur. La cavité a un rayon de 0.097m et une longueur de 0.15m . Les dimensions du conduit restent inchangées en l'occurrence un rayon intérieur de 0.072m .

3.4 Microphones

Pour l'étude des modes piégés acoustiques, des microphones sont utilisés pour mesurer la pression acoustique. Ces microphones sont des $1/4''$ disposés en ras de paroi comme le montre la figure 3.3.

La calibration de ces microphones se fait grâce à un tube de Kundt comme le montre la figure 3.4. Les microphones sont calibrés en amplitude et phase suivant la fréquence par rapport à un microphone de référence. Les microphones utilisés sont du type prépolarisé et sont connecté directement à une carte d'acquisition.

3.5 Soufflerie

Pour réduire les bruits de la soufflerie, celle-ci est installée à l'extérieur de la salle semi-anéchoïque et est reliée au conduit via un convecteur contenant un isolant acoustique. La soufflerie permet d'assurer un écoulement atteignant un nombre de Mach de 0.3 en

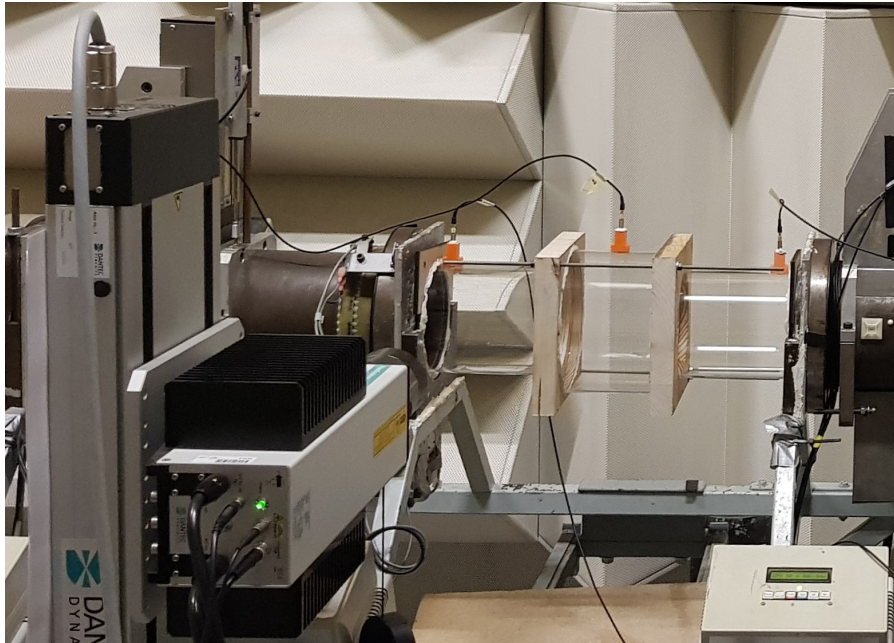


Fig. 3.3 Banc expérimental dans le cas d'un conduit avec cavité.

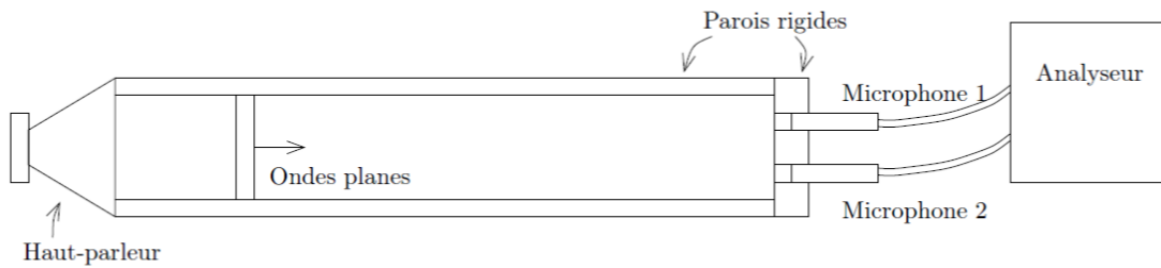


Fig. 3.4 Principe du tube de Kundt

aspiration ou en refoulement. Une sonde de vitesse fixe permet de déterminer la vitesse de l'écoulement dans le conduit.

3.6 Source acoustique

Le tronçon source est composé d'un conduit cylindrique en acier sur lequel est fixée une chambre de compression comme le montre la figure 3.6.



Fig. 3.5 Conduit extérieur en sortie de soufflerie.



Fig. 3.6 Photo de la chambre de compression.

Les caractéristiques de la chambre de compression utilisée sont les suivantes:

- une sensibilité (pression acoustique obtenue à 1m lorsqu'une puissance de 1 W est appliquée) de 118 dB/1W/1m
- une bande passante de 200 à 9000Hz
- un niveau maximal de pression sonore (SPLmax) de 136 dB à 150 W.

La source est excitée par un générateur via un amplificateur de puissance. Dans le cas de mesure VLD, le signal envoyé à la chambre de compression est un sig-

nal sinusoïdal. En effet, comme expliqué dans le chapitre 1, le traitement de signal utilisé repose sur l'hypothèse de périodicité du signal d'excitation dans le conduit. La fréquence de la sinusoïde varie entre 600Hz et 3500Hz . Pour synchroniser les mesures VLD entre les différentes positions de la section, le TTL associé à l'excitation sinusoïdale est utilisé comme signal trigger permettant ainsi de synchroniser le temps de début de mesure avec le franc montant du signal d'impulsion TTL associé au sinus appliqué (figure 3.7).

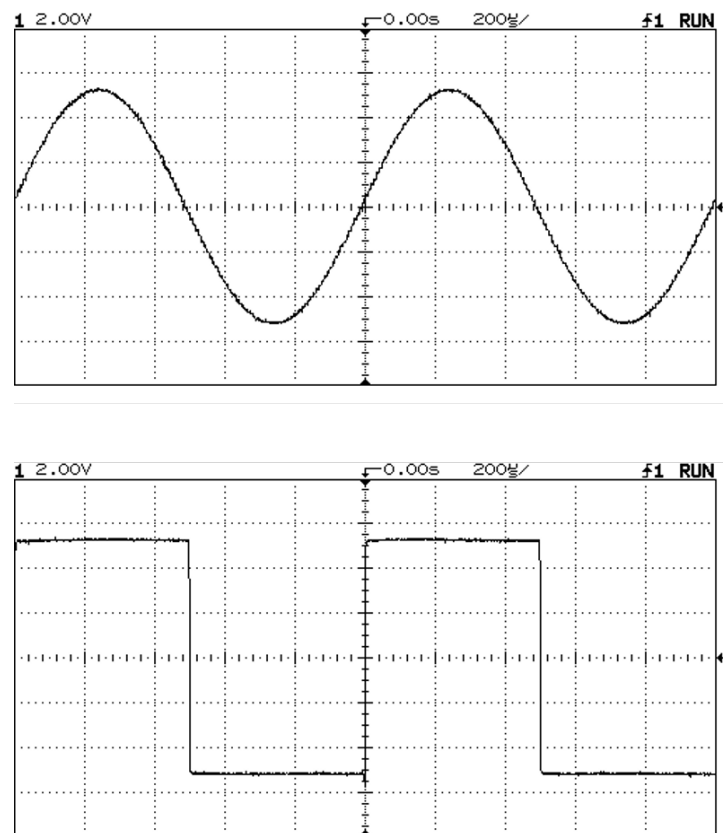


Fig. 3.7 Signal sinusoïdal du générateur (haut) et signal d'impulsion TTL associé (bas).

Pour la mesure microphonique, le signal utilisé est un bruit blanc permettant ainsi d'avoir un spectre de réponse en large bande.

3.7 Système VLD

Le VLD utilisé est de marque Dantec flowexplorer (voir figure 3.8). Le laser utilisé est de longueur d'onde $\lambda = 532\text{nm}$. Pour le dispositif Laser utilisé (voir figure 3.8), l'émetteur

laser et le capteur sont positionnés dans le même boîtier. Cette configuration rend la mesure plus compliquée sur l'axe z du conduit cylindrique en raison de la réflexion du faisceau laser sur le capteur. Cependant, en dehors de la mesure sur l'axe z , la mesure VLD est possible sur toute la section car elle s'affranchit de l'effet de Dioptré qui peut être visible si l'émetteur et le capteur étaient séparés.

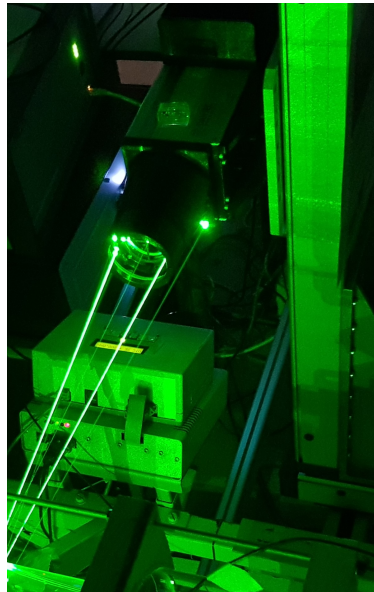


Fig. 3.8 Émetteur/ récepteur VLD.

L'alignement horizontal (suivant y et z) est obtenu lorsque les faisceaux émis et leur réflexion sont alignés et symétriques (voir figure 3.9).

En raison de la nature axisymétrique du conduit ainsi que celle des phénomènes aérodynamiques à mesurer, le maillage utilisé au niveau de chaque section de mesure est de type polaire (r, θ) comme le montre la figure 3.10.

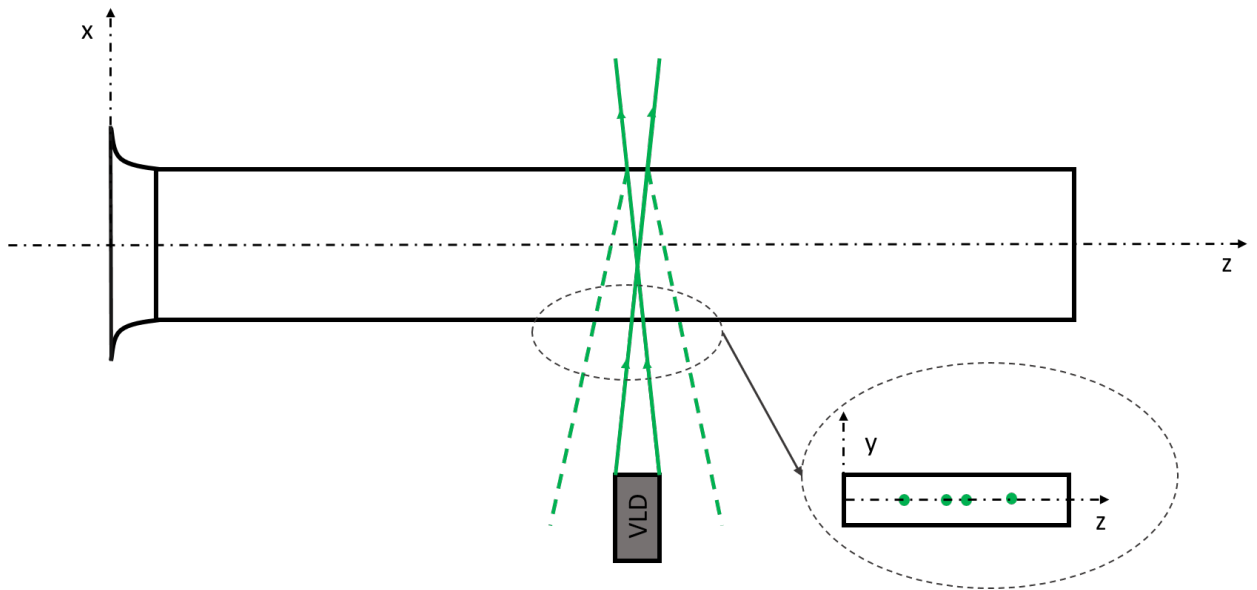


Fig. 3.9 Technique de détermination de la référence verticale pour VLD.

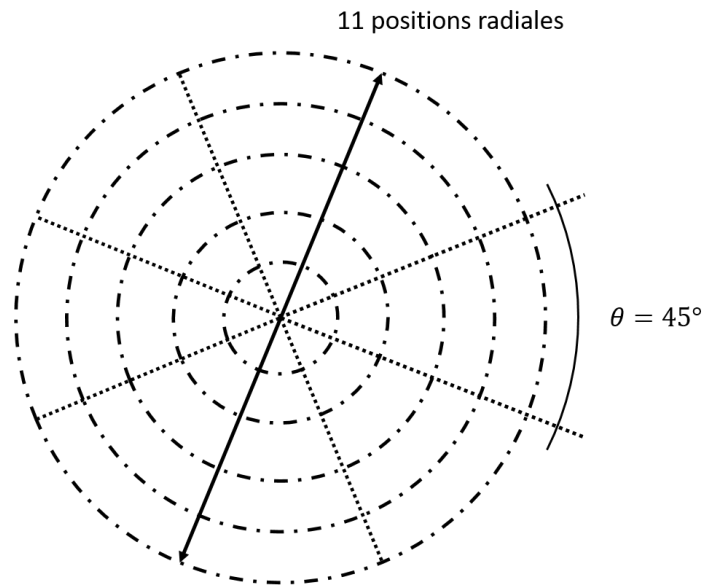


Fig. 3.10 Maillage des positions de mesure sur une section.

L'alignement des 4 points d'intersection des faisceaux émis et de leur réflexion permettent de fixer l'origine verticale y comme le montre la figure 3.9. Pour obtenir le centre du repère (r, θ) , la vitesse de l'écoulement doit être déterminée sur toute la section du conduit (voir figure 3.11). Le centre du repère (r, θ) correspond au point où la vitesse de l'écoulement est maximum.

Sur le logiciel de contrôle et d'acquisition VLD fourni avec le dispositif, le boîtier Laser est piloté selon des coordonnées cartésiennes dans le repère absolu dont l'origine est liée aux positions 0 selon les trois directions de la traverse. Avec cette configuration, il est possible d'automatiser le déplacement en générant un maillage de coordonnées permettant ainsi de faire la mesure sur différentes positions dans le conduit. Le système de déplacement 3D permet le déplacement tridimensionnel de la VLD selon les 3 axes (x,y,z) avec un pas de précision de 1/350 mm dans tout le conduit. L'alignement du laser avec le conduit doit être respecté.

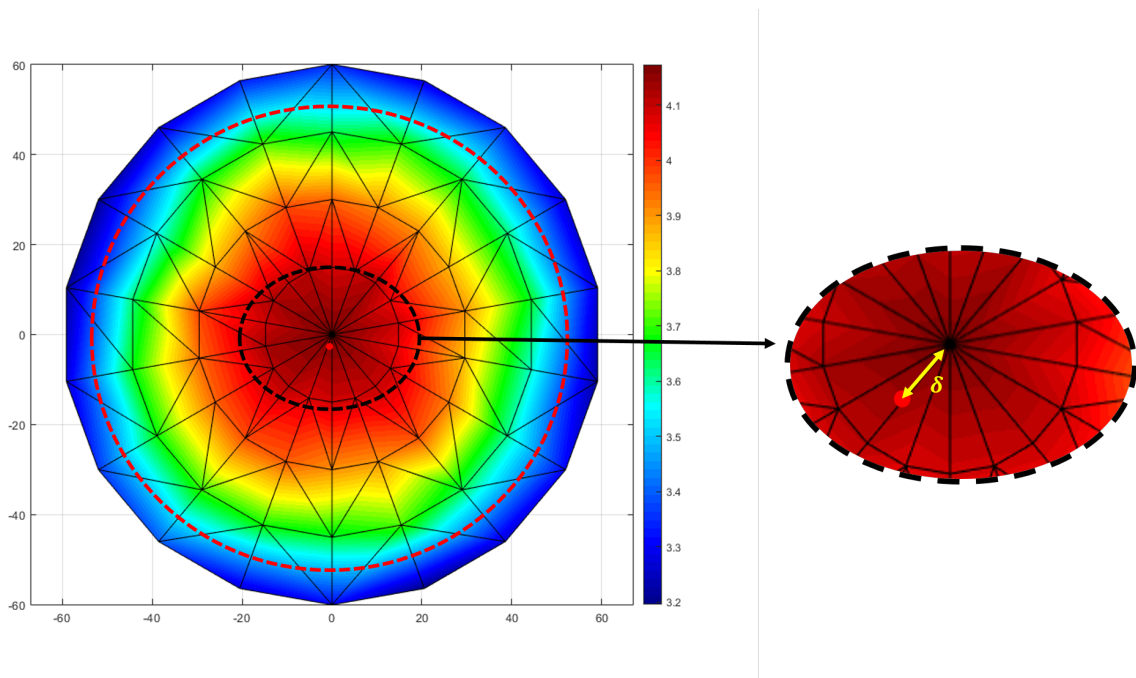


Fig. 3.11 Profil de l'écoulement sur la section.

3.8 Système d'ensemencement

La VLD mesure la vitesse de fines particules émises dans le conduit. Un compromis des paramètres des particules est nécessaire:

- Les particules doivent être de taille assez grande pour pouvoir réfléchir au mieux la lumière laser. En effet, la détermination de la vitesse dépend de l'intensité de la lumière réfléchie par la particule (voir figure 3.12).

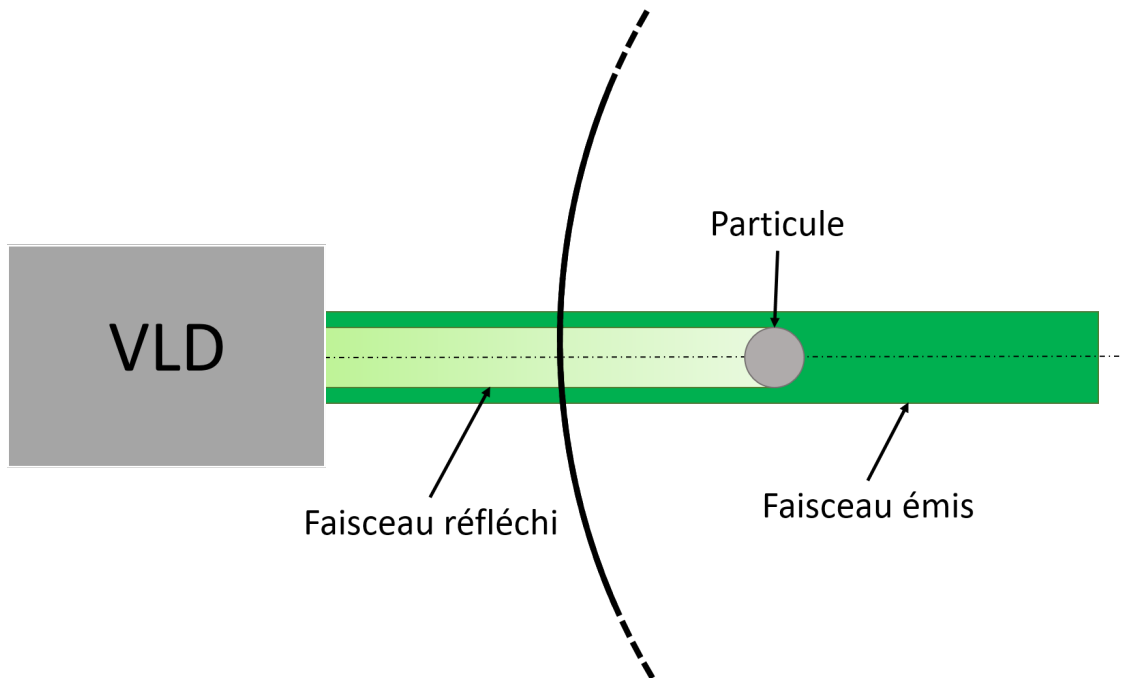


Fig. 3.12 **Réflexion de faisceaux émis par la VLD sur la particule.**

- La masse des particules doit être la plus petite possible afin de suivre de la manière la plus exacte les moindres mouvements moléculaires du fluide. Pour les mesures acoustiques, ce critère est encore plus important en raison de la finesse du mouvement. En effet, l'inertie de la particule détermine la fréquence maximale et le niveau acoustique minimale que le dispositif est capable de mesurer. La fréquence acoustique a un effet sur le temps de réponse de la particule. Plus l'inertie de la particule est élevée moins elle sera en mesure de suivre les mouvements oscillatoire acoustique du fluide. De même plus l'inertie est élevée plus il faudra d'énergie pour la faire bouger et donc un niveau acoustique plus élevé.

Depuis le début de l'utilisation de la VLD plusieurs types de particules d'ensemencement ont été utilisés. Deux principales familles de particules sont utilisées pour les applications acoustiques: les particules solides et les particules liquides.

Les particules solides étaient initialement utilisées par Taylor [2] dans les premières applications de mesure de vitesse acoustique par VLD. Les particules liquides sont utilisées dans ce travail de thèse et consiste en la projection de fumée de spectacle à base de glycérine. La fumée de glycérine permet d'avoir des particules de tailles de l'ordre du μm et qui peut rester en suspension dans l'air assez longtemps (jusqu'à 4 heures).

Ces particulesensemencées permettent de réaliser des mesures assez longues mais ont l'inconvénient de générer des dépôts rapides sur les parois du conduit et de la condensation en raison du gradient de température entre les particules en sortie de l'ensemenceur et les parois du conduit. Afin de minimiser ces effets, les particules sont projetées à l'entrée de la soufflerie permettant d'homogénéiser le mélange air+particules, de filtrer les grosses particules qui ne suivront pas fidèlement le mouvement de l'air et de refroidir ce mélange évitant ainsi le problème de condensation sur les parois du conduit.

3.9 Conclusion

Ce chapitre a présenté les différents éléments qui constituent le banc aéroacoustique utilisé dans ce travail de thèse. Deux configurations principales sont détaillées. La première, permet la validation de l'approche numérique et expérimentale par mesure VLD pour la propagation acoustique multimodale avec écoulement sur un conduit cylindrique droit. La deuxième configuration concerne l'étude du phénomène des modes piégés acoustiques sur un conduit cylindrique droit avec une cavité. Pour ce cas d'étude, les mesures de pression et de vitesse acoustiques sont nécessaires.

Chapitre 4

Approche numérique et expérimentale: définition, validation sur tronçon droit et application sur les modes piégés

4.1 Introduction

Les différents éléments développés durant cette thèse ont pour but de mettre en place une approche numérique et expérimentale pour la propagation acoustique multimodale en conduit avec écoulement. Pour la partie expérimentale, le dispositif de mesure a été présenté au chapitre 3. La mesure de la vitesse est réalisée par un système VLD non intrusif. L'étude et la comparaison des différentes méthodes de traitement de signal pour l'estimation de la vitesse acoustique à partir d'une mesure VLD échantillonné aléatoirement sont présentées dans le chapitre 1. Ce chapitre a permis de conclure sur l'efficacité de la méthode des moindres carrés pondérés dans les conditions de mesures les plus défavorables. Le développement numérique présenté dans le chapitre 2 a pour but de présenter la base théorique de la modélisation de la propagation acoustique en présence d'écoulement ainsi que la résolution numérique du problème aux valeurs propres non liée pour l'étude des modes piégés.

La validation de cette approche numérique et expérimentale se fait d'abord sur un conduit cylindrique droit à paroi rigide en comparant les valeurs de la vitesse acoustique. Ensuite, l'application de l'approche se fait dans un conduit cylindrique avec une cavité

pour l'étude des modes piégés. La fréquence des modes piégés est trouvée numériquement grâce à la résolution du problème aux valeurs propres présentée au chapitre 2 et est comparée aux résultats de la mesure microphonique. Aux fréquences de ces modes piégés, les champs des vitesses acoustiques numériques et expérimentales sont comparés.

4.2 Protocole de l'approche numérique et expérimentale

L'approche compare les vitesses acoustiques obtenues au niveau des sections d'entrée S_1 et de sortie S_2 comme le montre la figure 4.1. Le schéma 4.2 explique les différentes étapes réalisées pour cette comparaison.

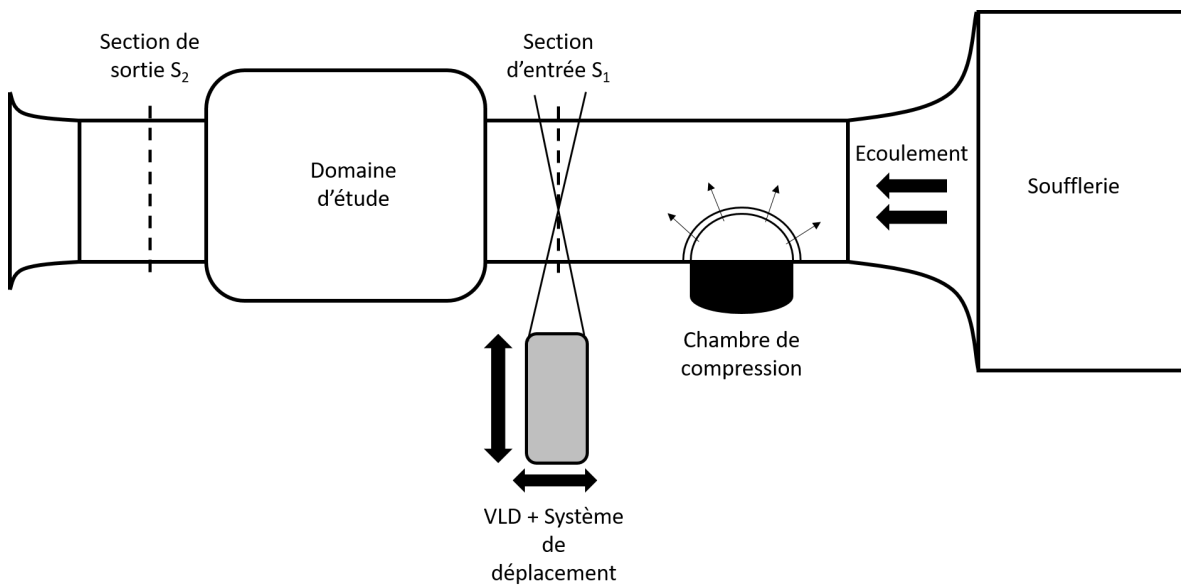


Fig. 4.1 Sections de comparaison de l'approche

La soufflerie impose un écoulement dans le conduit et la chambre de compression génère une onde acoustique à la fréquence f .

La vitesse est mesurée par VLD sur les sections S_1 et S_2 avec 100000 points de mesure par position géométrique (voir Annexe A). La méthode des MCP (voir chapitre 1) est ensuite appliquée aux mesures pour obtenir les vitesses acoustiques sur les sections S_1 et S_2 : $V_{ac,S_1,exp}(r,\theta)$ et $V_{ac,S_2,exp}(r,\theta)$.

La vitesse acoustique est mesurée par VLD associée à la méthode des moindres carrés pondérés présentée au chapitre 1.

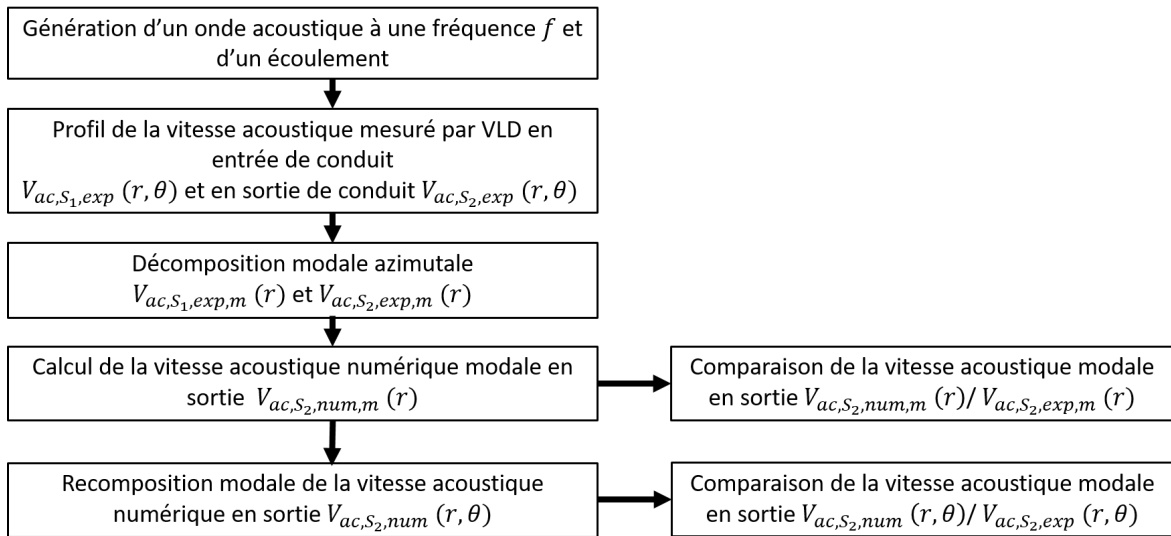


Fig. 4.2 Organigramme du protocole de l'approche numérique et expérimentale

Ensuite, la vitesse acoustique $V_{ac,S,exp}(r, \theta)$ est décomposée selon les modes azimutaux propagatifs dans le conduit cylindrique $m \in \{-k, -k-1, \dots, 0, \dots, k-1, k\}$.

$$V_{ac,m}(r) = \frac{1}{2\pi} \langle V_{ac}(r, \theta) | e^{im\theta} \rangle \quad (4.1)$$

où $\langle . | . \rangle$ désigne un produit scalaire. A la fréquence d'excitation f , k représente l'ordre azimutal propagatif le plus élevé. Une comparaison entre la vitesse acoustique modale peut ensuite être réalisée.

Le tableau 4.1 donne les fréquences de coupures théoriques des modes acoustiques dans le banc de mesure [3].

(m, n)	$f_{c_{mn}}$ en Hz			
	$\bar{v} = \pm 0 m/s$	$\bar{v} = \pm 35 m/s$	$\bar{v} = \pm 70 m/s$	$\bar{v} = \pm 100 m/s$
(0,0)	0	0	0	0
(±1,0)	1346	1340	1319	1284
(±2,0)	2233	2222	2188	2131
(0,1)	2802	2788	2745	2673
(±3,0)	3072	3057	3010	2931
(±4,0)	3889	3869	3810	3709
(±1,1)	3899	3879	3820	3719
(±5,0)	4691	4668	4597	4475
(±2,1)	4904	4879	4805	4678

Table 4.1 Fréquences de coupure théorique des modes acoustiques dans le conduit expérimental dans le cas de parois rigides non traitées.

La recombinaison modale est réalisée par transformée de Fourier spatiale:

$$V(r, \theta) = \sum_{m=-k}^k V_m(r) e^{im\theta}. \quad (4.2)$$

Après mesure, extraction et décomposition modale azimutale de la vitesse acoustique dans la section d'entrée S_1 , la composante azimutale est utilisée comme donnée d'entrée dans le code numérique FEM-PML présenté au chapitre 2 pour calculer la vitesse acoustique dans la section de sortie qui représente la section de comparaison. Pour ce faire, une interpolation est réalisée pour pouvoir projeter le résultat expérimental sur les noeud du maillage au niveau de la section d'entrée. Le modèle géométrique utilisé reproduit le dispositif expérimental utilisé.

4.3 Validation de l'approche numérique expérimentale pour un tronçon rigide droit

Pour valider le protocole de l'approche numérique et expérimentale, un premier cas à géométrie simple est considéré à savoir un conduit droit et rigide. Les mesures sont effectuées sur le banc avec la configuration présentée à la figure 4.3. Le conduit est constitué

d'un cylindre de rayon intérieur $0.074m$, de longueur de $0.9m$ et d'épaisseur $0.006m$. Les deux sections de mesure sont séparés d'une distance de $0.4m$.

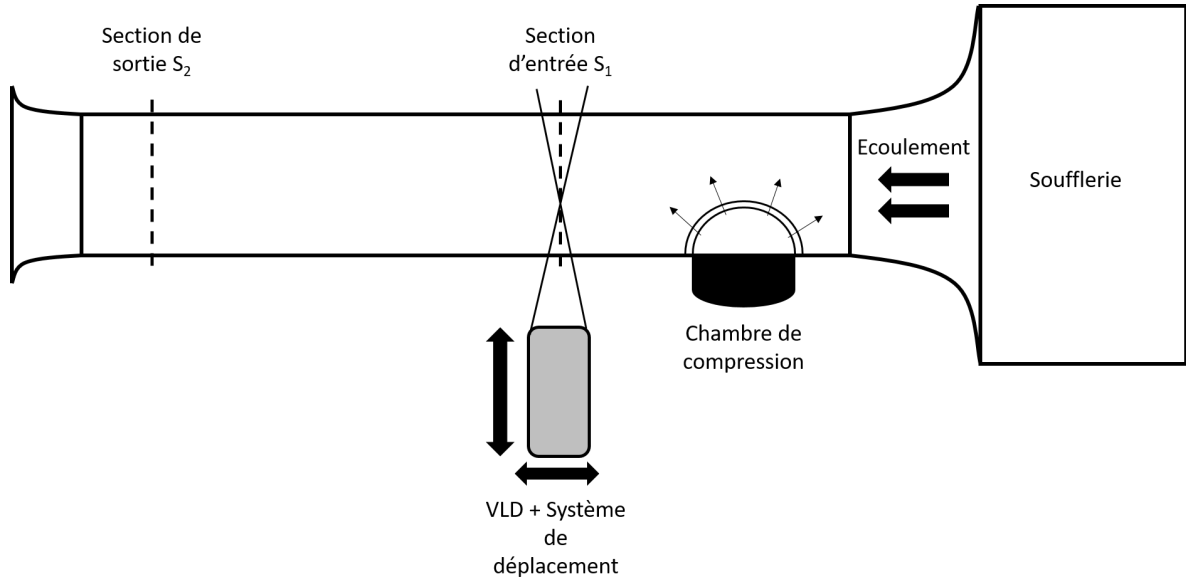


Fig. 4.3 Conduit cylindrique droit.

La méthode numérique développée est basée sur la formulation éléments finis mixte en pression-déplacement, et sur la PML axisymétrique présentée au Chapitre 2. Dans la suite, chaque élément constitutif du modèle est détaillé.

4.3.1 Modèle FEM-PML

géométrie

La géométrie du modèle reproduit le dispositif expérimental (un conduit cylindrique et une couche PML). Les parois de la chambre anéchoïque (voir figure 4.4 en gris) sont modélisés en utilisant la PML introduite dans le chapitre 2. Les dimensions de la PML et les paramètres d'absorption sont optimisés afin d'éliminer au mieux les réflexions dans la bande de fréquence considérée.

Maillage

Les éléments utilisés sont de type T4/3c. La finesse de maillage n'est pas uniforme sur tous les domaines de simulation afin de garantir une certaine précision des résultats tout

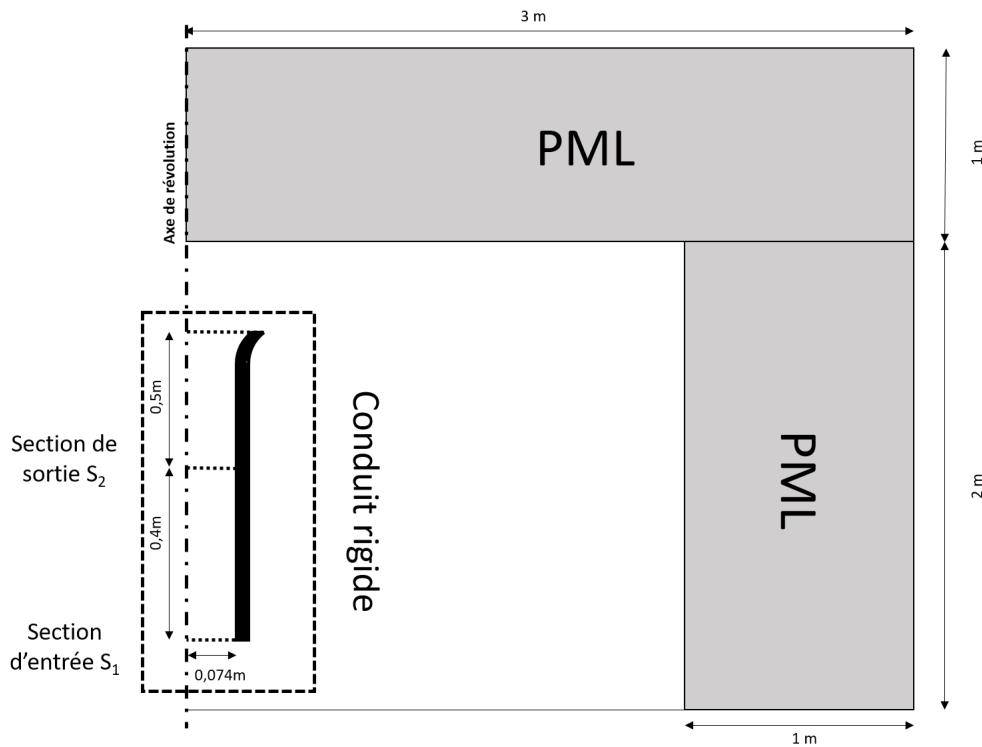


Fig. 4.4 **Chambre anéchoïque et conduit en représentation axisymétrique**

en limitant la taille du problème à résoudre pour réduire le temps de calcul. Au niveau de la PML, le maillage est progressivement relâché en raison de l'atténuation presque complète de l'onde au niveau des éléments les plus grands. La figure 4.5 montre la géométrie et le maillage utilisés pour la simulation numérique.

Modélisation de l'écoulement

L'écoulement porteur est calculé numériquement en utilisant le logiciel CFD Fluent. Cette simulation permet de modéliser un écoulement réaliste dans les domaines de calcul acoustique. Le modèle de turbulence k-epsilon est utilisé pour la calcul CFD afin de modéliser correctement les turbulences au niveau de la couche limite et de la terminaison. Une condition de non glissement est appliquée au niveau des parois ce qui impose une vitesse nulle au niveau de celles-ci.

La vitesse imposée en entrée provient de la mesure VLD (voir figure 4.6) au niveau de la section d'entrée S_1 . La mesure sur la section est moyennée pour avoir un profil de vitesse sur le rayon du conduit (voir figure 4.7). Une fonction UDF (User Defined Function) est définie pour pouvoir imposer le profil de vitesse mesuré. La figure 4.8 montre le

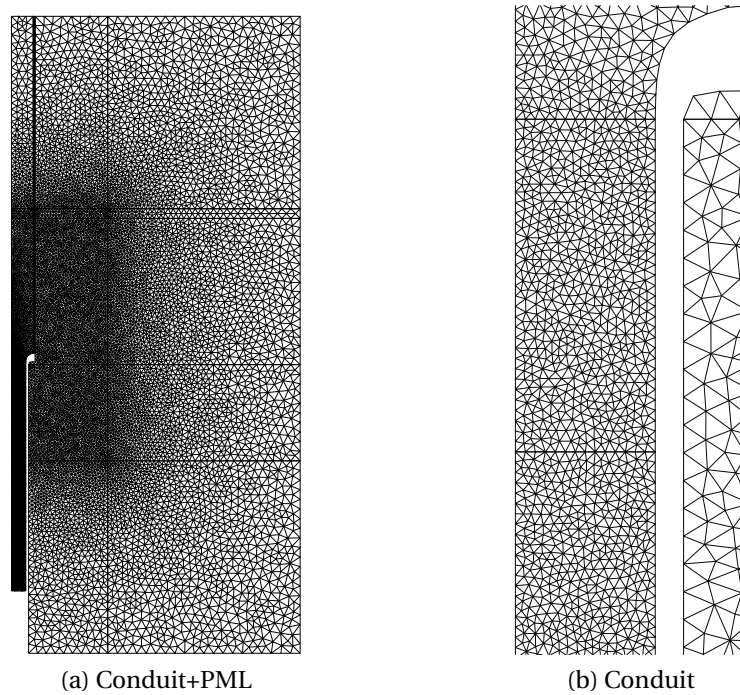


Fig. 4.5 Géométrie et maillage FEM (T4/3c) du domaine d'étude.

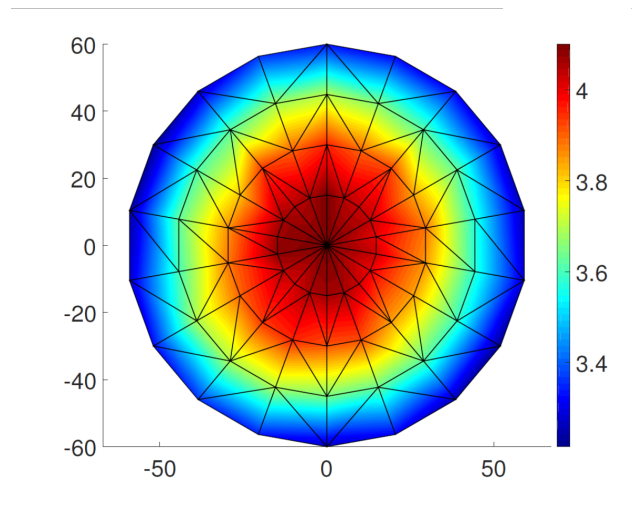


Fig. 4.6 Vitesse d'écoulement mesurée par VLD sur la section d'entrée S_1 .

résultat du calcul CFD dans le conduit et la chambre anéchoïque. Ce champ non potentiel est introduit dans le code de calcul à chaque nœud du maillage. La prise en compte d'un profil de vitesse permet de prendre en compte de manière plus précise des effets convectifs de la couche limite.

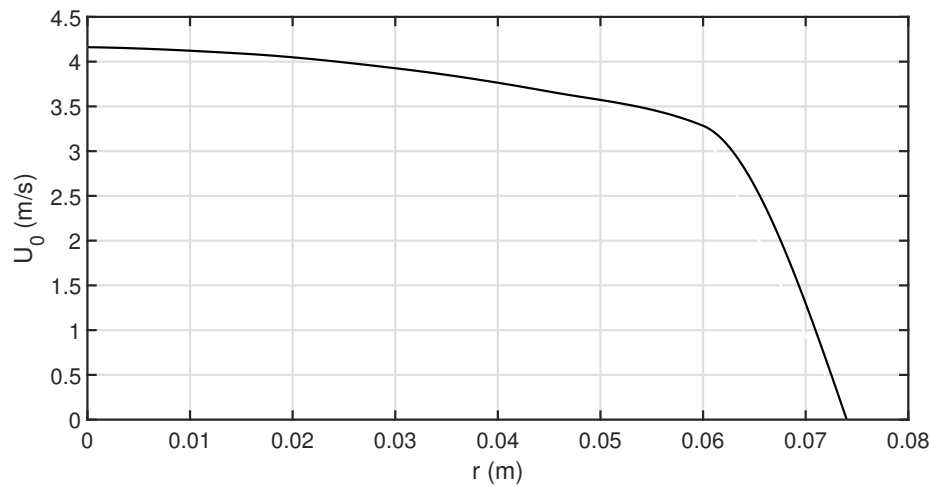


Fig. 4.7 Profil d'écoulement associé à la mesure VLD sur la section S_1 .

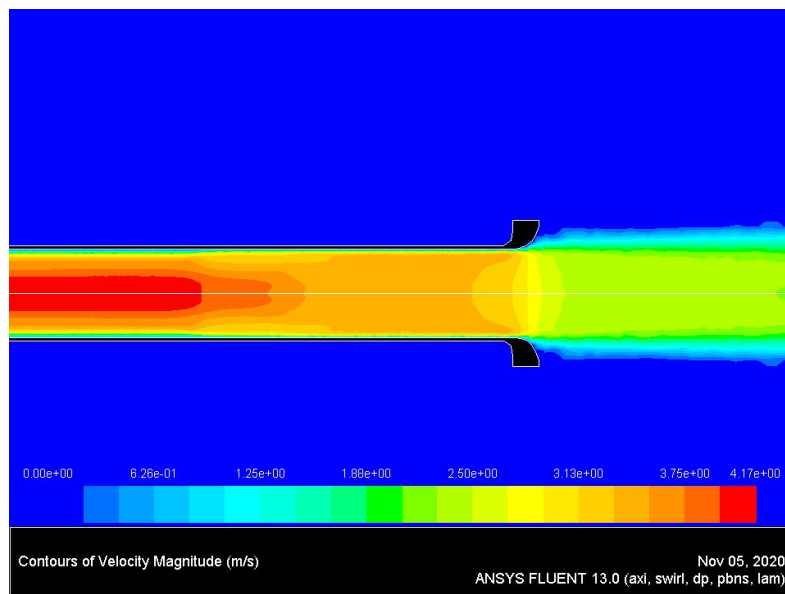


Fig. 4.8 Champs de vitesse de l'écoulement porteur calculé sur le logiciel CFD Fluent.

Une comparaison du profil de la vitesse de l'écoulement issu de la mesure VLD est comparé à celui issu du calcul CFD au niveau de la section de sortie comme le montre la figure 4.9. Les deux profils sont proches ce qui valide la propagation de l'écoulement du modèle CFD. Les deux profils sont proches ce qui valide la propagation de l'écoulement du modèle CFD.

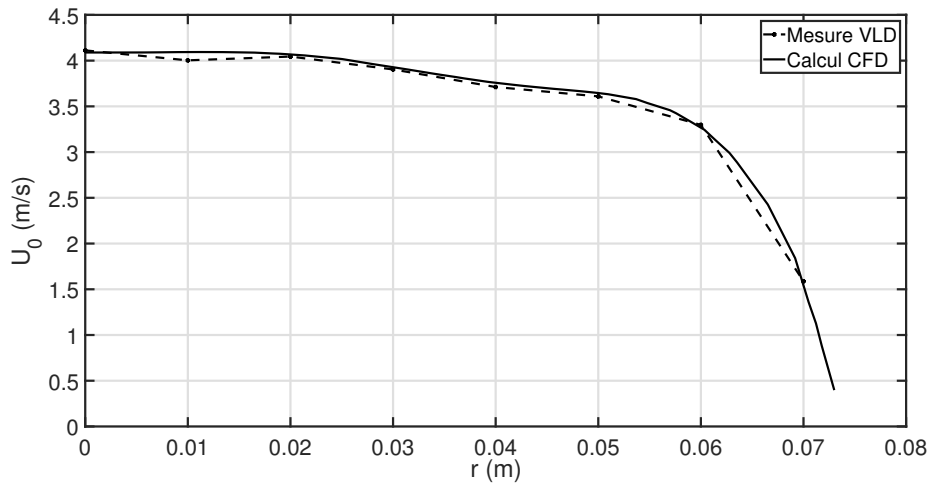


Fig. 4.9 Profil d'écoulement sur la section S_2 .

4.3.2 Calcul numérique et comparaison essai/calcul

A la fréquence d'excitation étudiée, après décomposition modale sur les modes propagatifs, la vitesse acoustique modale $V_{ac,S_1,exp,m}$ est imposée sur les noeuds de la section d'entrée du conduit numérique. La figure 4.10 présente un exemple de la vitesse acoustique mesurée par VLD au niveau de la section d'entrée S_1 .

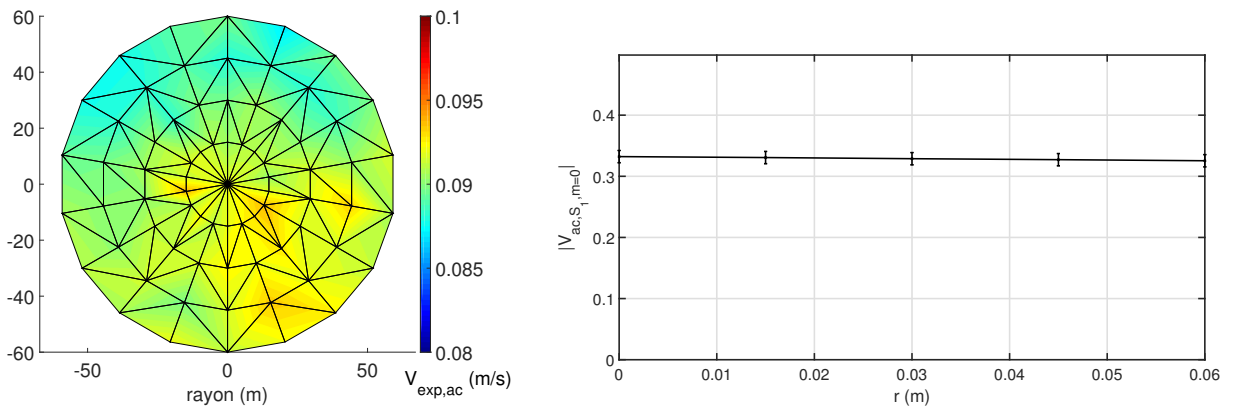


Fig. 4.10 $V_{ac,S_1,exp}$ extraite de la mesure VLD sur la section S_1 à 600 Hz (à gauche) Vitesse acoustique modale pour $m = 0$ associée à la mesure à 600 Hz (à droite).

Le calcul numérique permet de simuler la propagation de la vitesse modale. La figure 4.11 montre le résultat de la simulation numérique pour une fréquence acoustique de 600 Hz où seul le mode plan est propagatif.

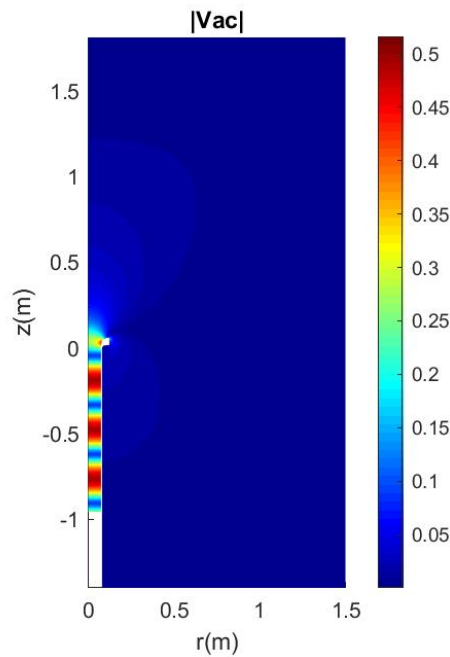


Fig. 4.11 Simulation de la vitesse modale acoustique pour $m = 0$ et $f = 600Hz$.

La comparaison de $V_{ac,S_2,m=0,exp}$ avec $V_{ac,S_2,m=0,num}$ au niveau de la section de sortie S_2 est présentée dans la figure 4.12. L'étude d'incertitude sur la mesure de la vitesse acoustique par VLD donne une erreur de $0.02m/s$ (Annexe B), ce qui rend l'écart entre les résultats acceptable.

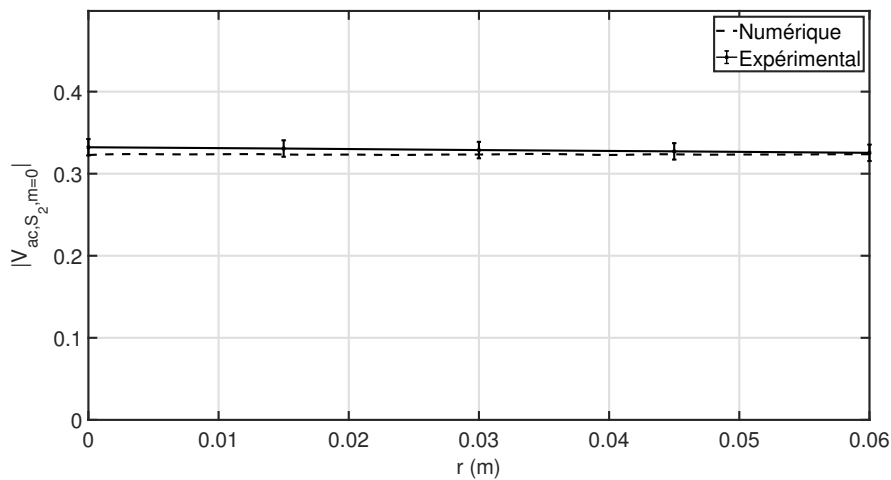


Fig. 4.12 Comparaison de la vitesse modale acoustique numérique et expérimentale pour $m = 0$ et $f = 600Hz$ sur S_2 .

Un deuxième exemple est réalisé à 2500Hz . A cette fréquence la propagation est multimodale et les modes $(0,0)$; $(\pm 1,0)$; $(\pm 2,0)$ sont propagatifs. La figure 4.13 montre une très bonne cohérence entre la mesure et la simulation pour les différents modes.

Un troisième exemple est réalisé à 3500Hz pour lequel le premier mode radial est propagatif (voir figure 4.14). A cette fréquence, les modes $(0,0)$; $(\pm 1,0)$; $(\pm 2,0)$; $(0,1)$; $(\pm 3,0)$ sont propagatifs. La décomposition azimutale permet de voir clairement l'effet du mode radiale $(0,1)$ pour $m = 0$.

4.4 Validation expérimentale des modes piégés

Les modes piégés sont étudiés dans un conduit cylindrique avec une cavité présentée comme le montre la figure 4.15.

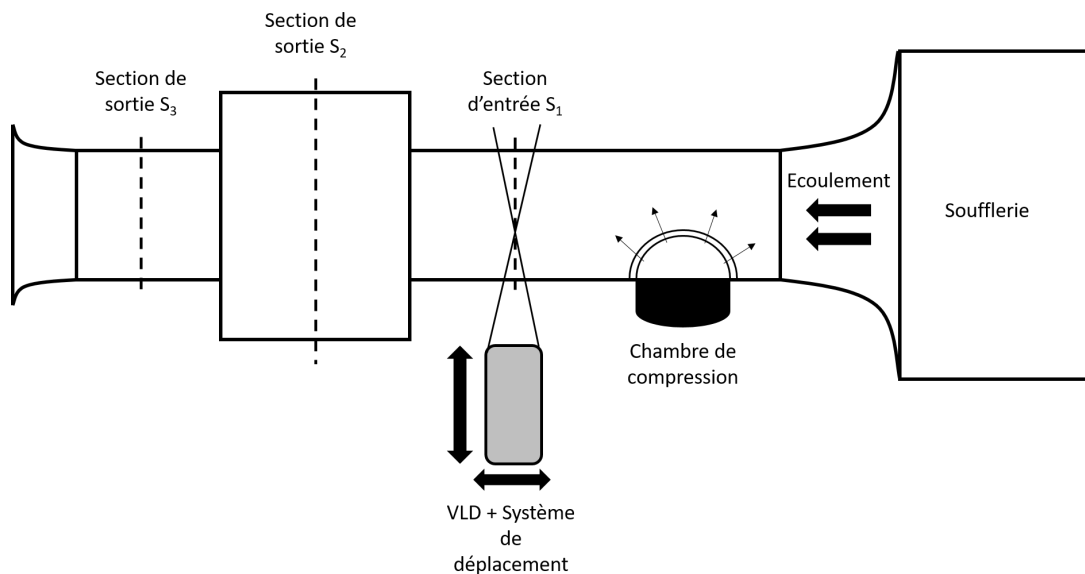


Fig. 4.15 Conduit cylindrique droit avec cavité.

Au chapitre 2, les résultats numériques ont permis de trouver les fréquences de ces modes piégés grâce à la méthode du contour intégral. Dans cette section, des mesures microphoniques et des mesures VLD sont réalisées autour et dans la cavité. Ces mesures sont comparées aux simulations numériques.

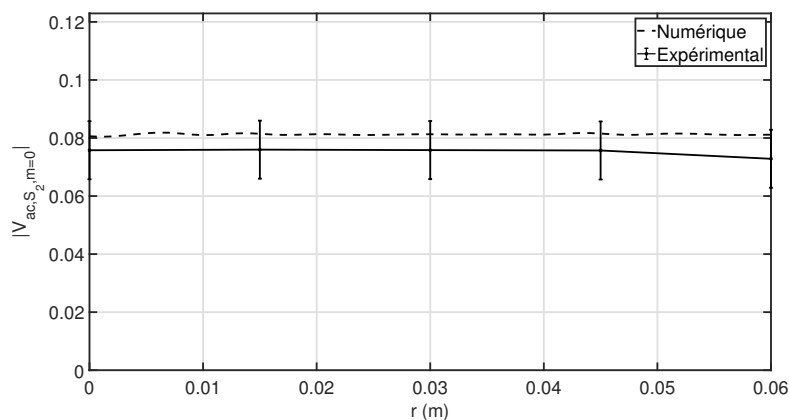
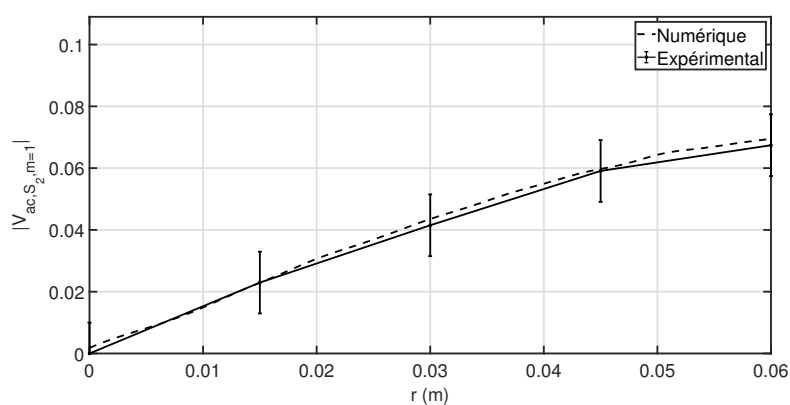
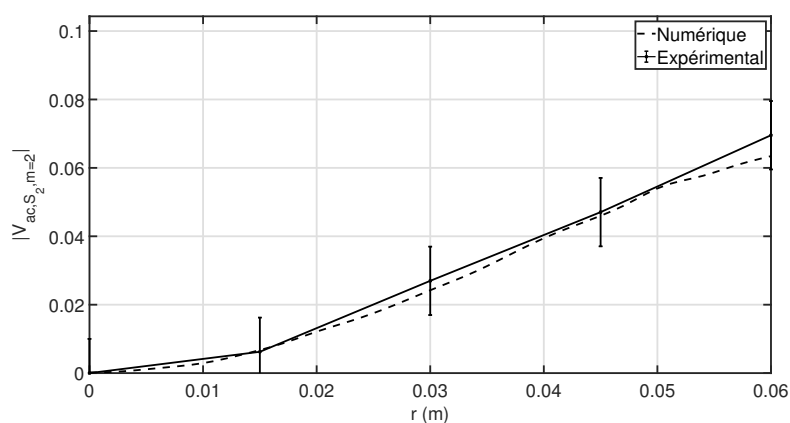
(a) $m = 0$ (b) $m = 1$ (c) $m = 2$

Fig. 4.13 Comparaison de la vitesse modale acoustique numérique et expérimentale sur la section S_2 pour les modes azimutaux propagatifs à $f = 2500 Hz$.

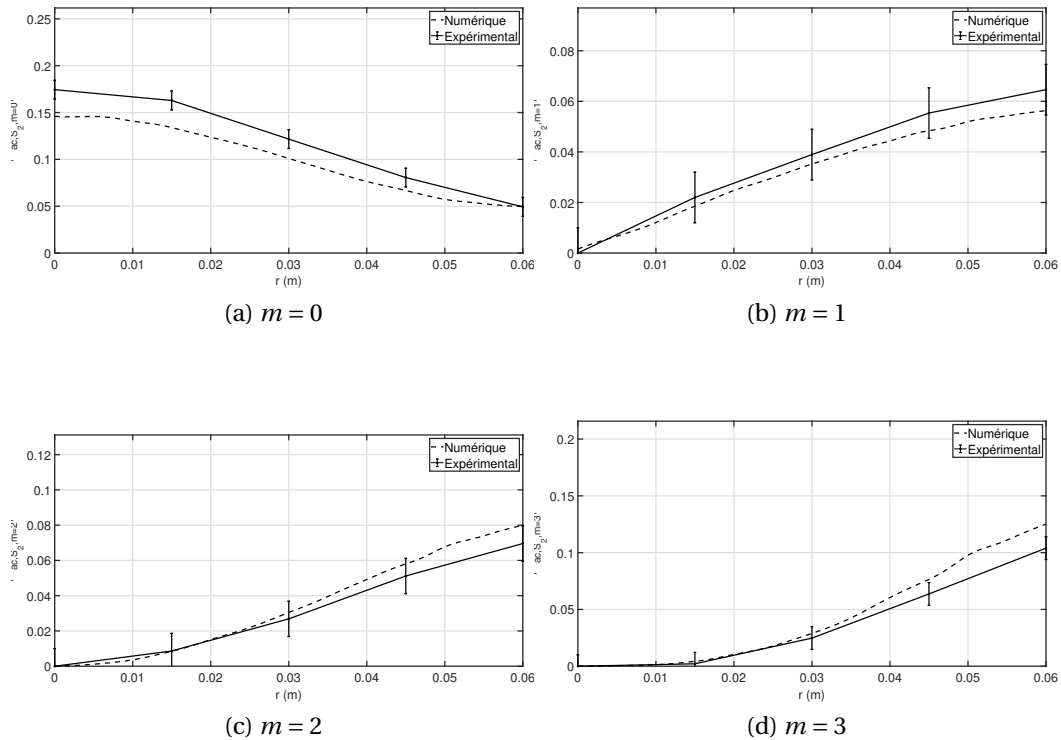


Fig. 4.14 Comparaison de la vitesse modale acoustique numérique et expérimentale pour les modes azimutaux propagatifs à $f = 3500\text{Hz}$.

4.4.1 Fréquences des modes piégés

La simulation numérique est réalisée pour les mêmes conditions et dimensions du conduit. La condition de non réflexions au niveau des extrémités du conduit est modélisée en utilisant la PML comme le montre la figure 4.16. La méthode de CI permet de trouver les différentes fréquences des modes piégés associés à chaque ordre azimutale m noté $f_{num,m}$. Pour chaque m , un ou plusieurs modes piégés sont calculés dont la fréquence est inférieure à la fréquence de coupure du mode $(m,0)$. La figure 4.17 montre le résultat des fréquences des modes piégés $f_{num,m}$ pour $m = 1$ et $m = 2$ trouvés par la simulation numérique.

Pour $m = 1$, un mode piégé est trouvé à la fréquence $f_{num,m=1} = 1129\text{Hz}$. La figure 4.18 montre la pression acoustique associée à ce mode en 2D et 3D. Les niveaux de pressions ne sont pas affichés en raison de leur inutilité dans le cas de la résolution d'un problème aux valeurs propres. Seuls la fréquence et le champs modal sont important pour cette étude.

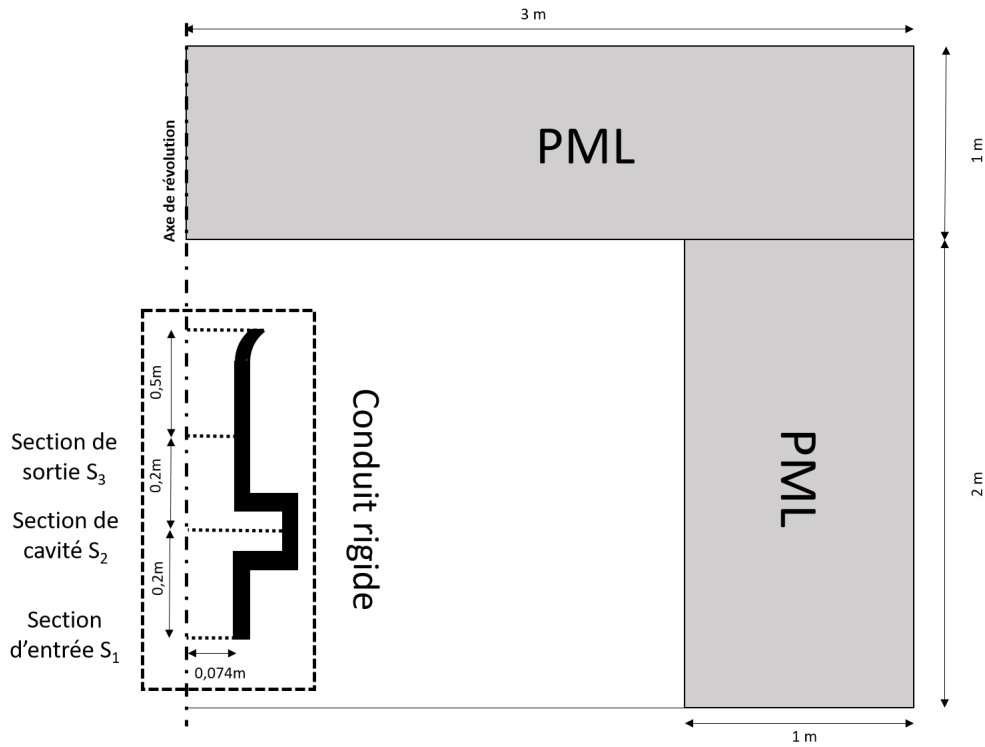


Fig. 4.16 **Chambre anéchoïque et conduit avec cavité en représentation axisymétrique.**

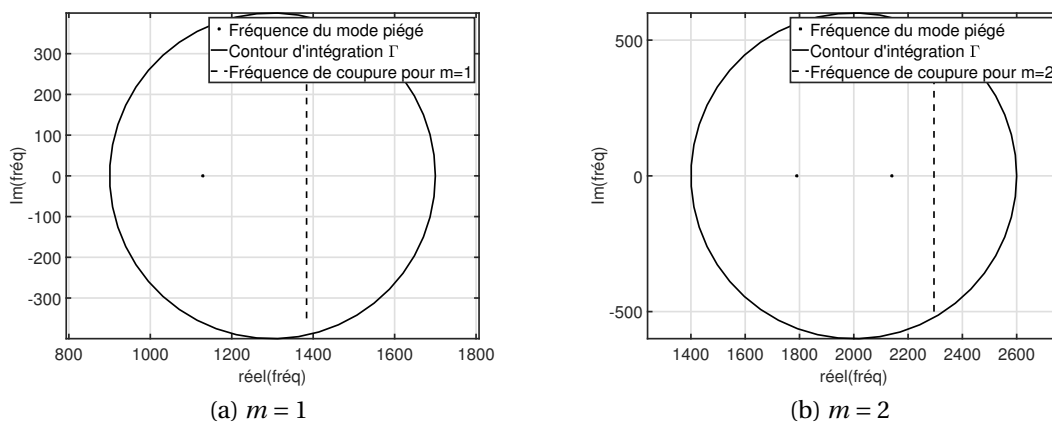


Fig. 4.17 **Fréquences des modes piégés acoustiques pour $m = 1$ et $m = 2$.**

Pour $m = 2$, deux modes piégés sont trouvés aux fréquences $f_{num,m=2,1} = 1790\text{Hz}$ et $f_{num,m=2,2} = 2140\text{Hz}$. La figure 4.19 présente ces modes piégés en représentation 2D et 3D pour $m = 2$.

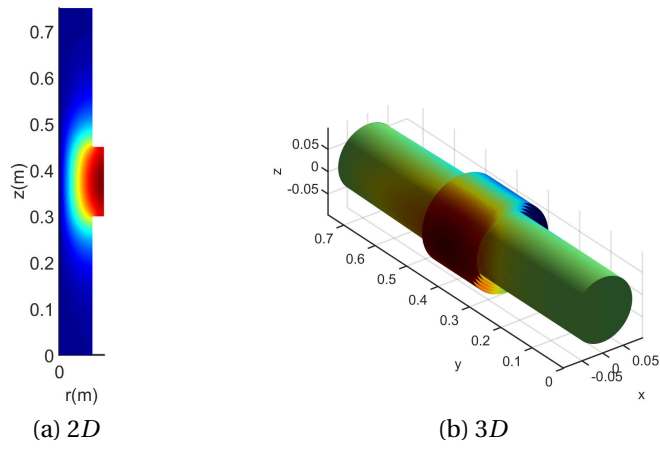


Fig. 4.18 Pression acoustique d'un mode piégé pour $m = 1$ avec $f_{num,m=1} = 1129 Hz$.

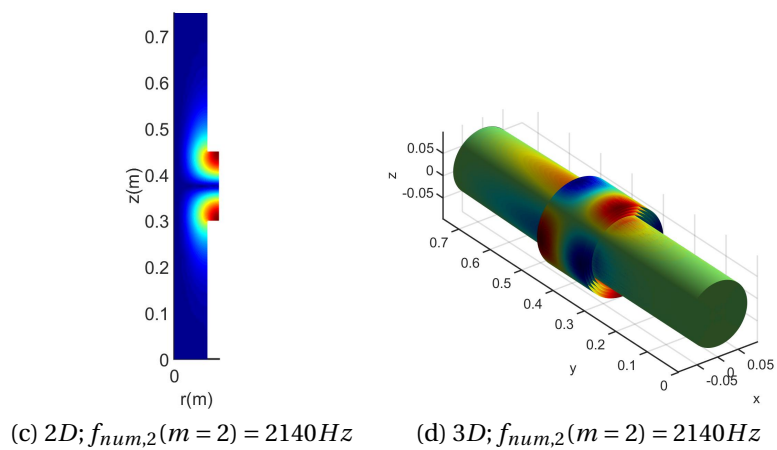
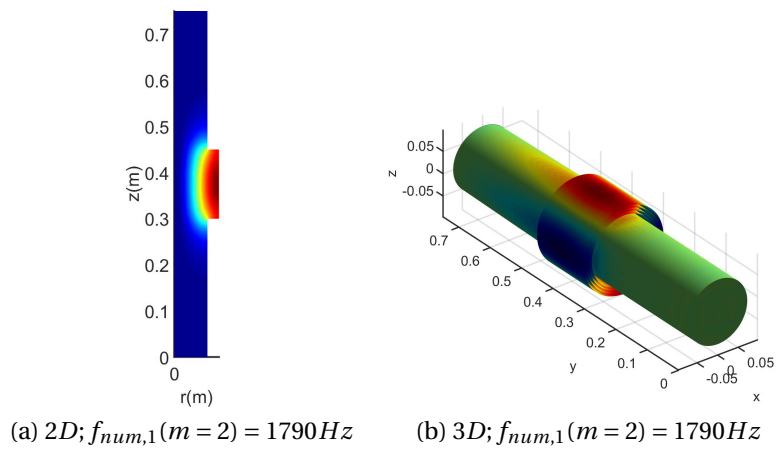


Fig. 4.19 Pression acoustique des modes piégés acoustiques pour $m = 2$.

Afin de s'assurer des fréquences des modes piégés calculées numériquement, une mesure microphonique est réalisée. Une excitation de type bruit blanc est imposée au niveau de la chambre de compression pour avoir une réponse spectrale sur toute la plage fréquentielle. Cette mesure a l'avantage d'être rapide et permet de déterminer les différentes fréquences des modes piégés présents.

Comme le montre la figure 4.20, trois microphones sont disposés en ras de paroi pour mesurer la pression acoustique pariétale en amont, en aval et au centre de la cavité.

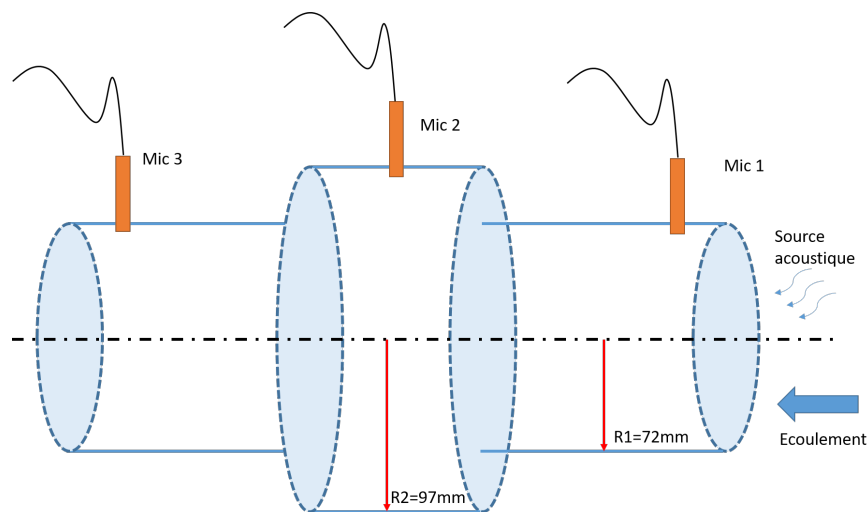


Fig. 4.20 Configuration du conduit pour la mesure microphonique des modes piégés acoustiques.

La fonction de réponse en fréquence (FRF pour Frequency Response Function) des trois microphones est présentée sur la figure 4.21 ainsi que les fréquences des modes piégés trouvées numériquement. La cohérence entre la mesure et la simulation est très bonne. La mesure de pression du microphone 2 situé au niveau de la cavité augmente à 1129Hz et 1791Hz ce qui correspond aux fréquences des modes piégés acoustiques trouvées numériquement. Le mode piégé à la fréquence 2140Hz n'apparaît pas sur la FRF en raison de la position du microphone 2 au centre de la cavité. En effet, ce deuxième mode piégé a une répartition modale de pression telle qu'elle s'annule au centre de la cavité comme le montre la figure 4.19.

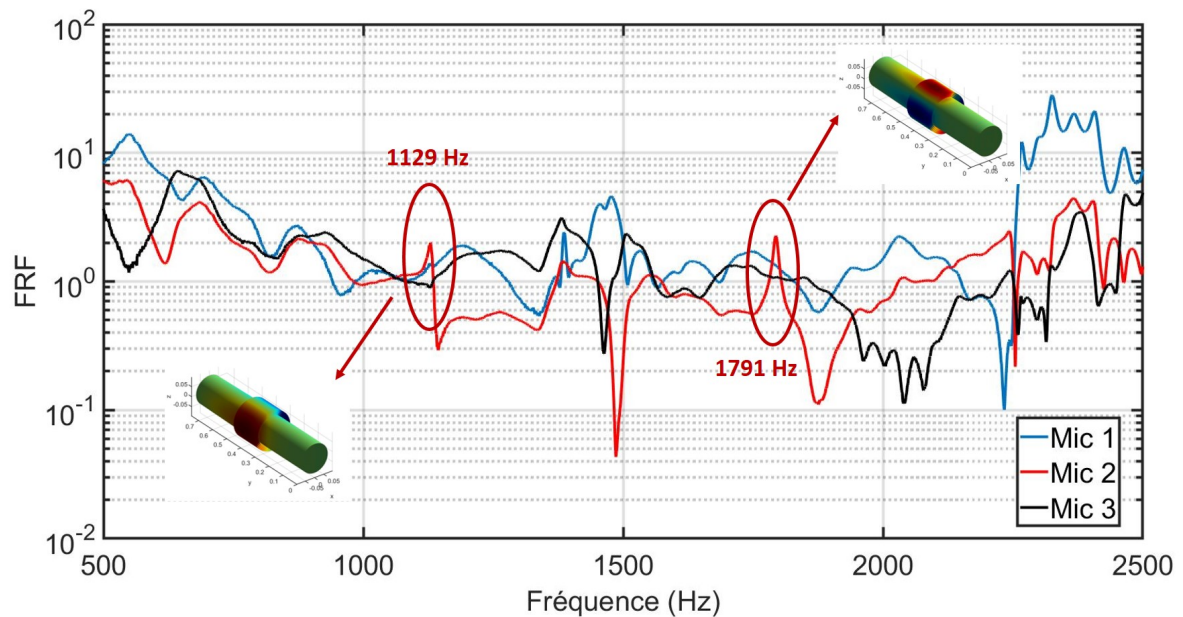


Fig. 4.21 Représentation logarithmique de la FRF pour la mesure des trois microphones.

4.4.2 Mesure VLD

En raison du positionnement des microphones, le mode piégé (2,0) à la fréquence 2140 Hz n'a pas pu être expérimentalement validé par mesure microphonique. La répartition modale de la pression acoustique au niveau de la cavité, montre que la pression acoustique modale associée au mode (2,0) est nulle au centre de la cavité (voir figure 4.19). Cependant, la répartition de la vitesse acoustique montre une augmentation de celle-ci au niveau du centre de la cavité pour ce mode comme le montre la figure 4.22.

L'approche numérique et expérimentale présentée dans ce chapitre est appliquée au conduit avec cavité. La vitesse est mesurée par VLD sur les trois sections de mesure. La vitesse acoustique mesurée sur la section S_1 est imposée en entrée du code numérique. La figure 4.23 montre la comparaison au niveau de la section S_2 et la figure 4.24 au niveau de la section S_3 .

La forme et l'amplitude des résultats numériques et expérimentaux montrent que l'approche numérique et expérimentale est bien validée pour cette configuration.

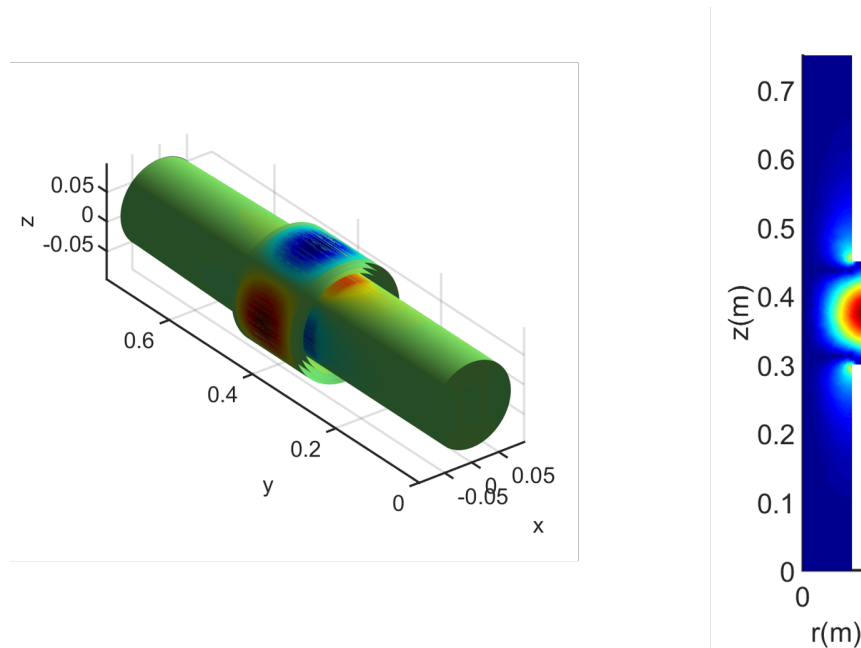


Fig. 4.22 Répartition de la vitesse acoustique pour le mode piégé (2,0).

4.5 Conclusion

La corrélation essai/calcul permet de valider l'approche numérique et expérimentale par mesure VLD dans le cas de propagation acoustique multimodale et en présence d'écoulement non potentiel.

La première configuration permet de comparer les vitesses acoustiques modales numériques et expérimentales en sortie d'un conduit droit placé dans un banc ouvert. Cette configuration valide toutes les étapes du protocole: mesure d'écoulement, mesure de la vitesse totale, traitement de signal pour extraction de la vitesse acoustique, décomposition modale etc.

Une seconde configuration plus complexe est présentée en étudiant des modes piégés dans un conduit cylindrique avec cavité. Les résultats numériques et expérimentaux sont comparés dans la cavité et dans le conduit et montrent une bonne similitude sur la forme et sur l'amplitude des différents modes acoustiques.

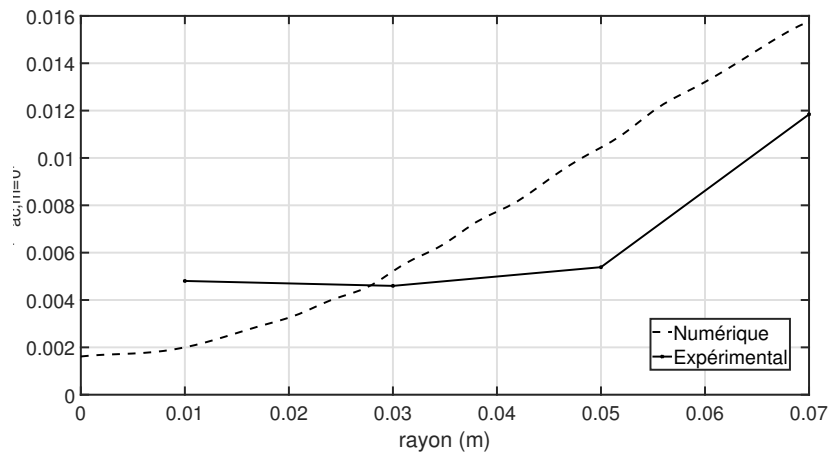
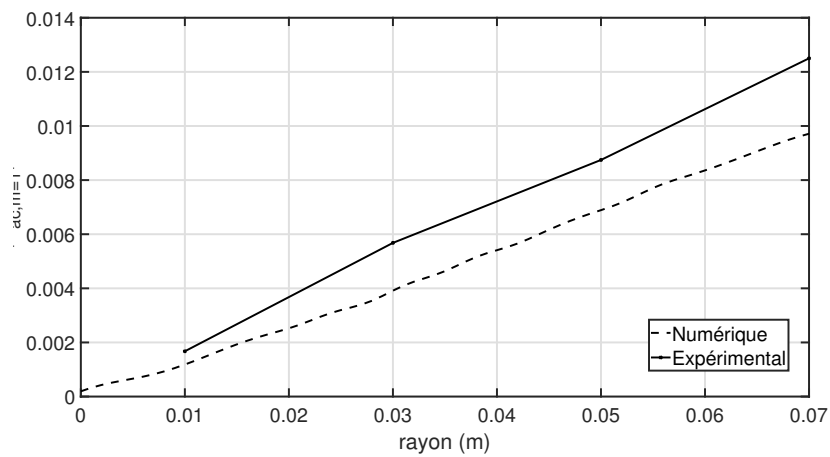
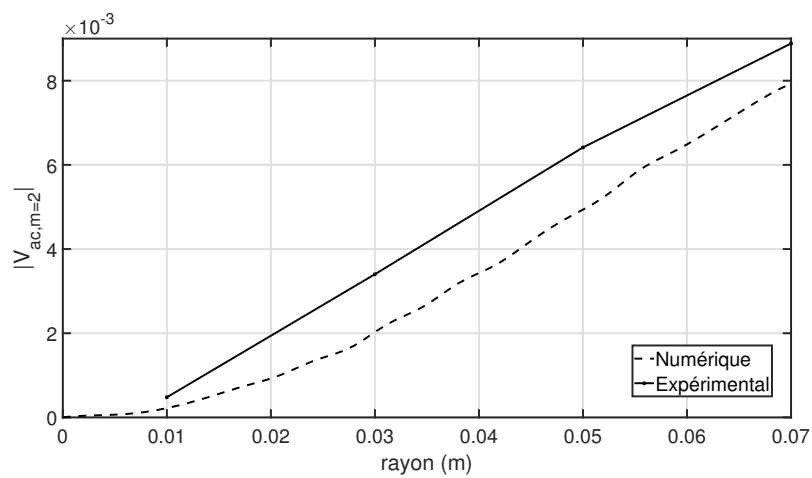
(a) $m = 0$ (b) $m = 1$ (c) $m = 2$

Fig. 4.23 Comparaison de la vitesse modale acoustique numérique et expérimentale pour les modes azimutaux propagatifs à $f = 2140\text{Hz}$ au niveau de la section S_2 .

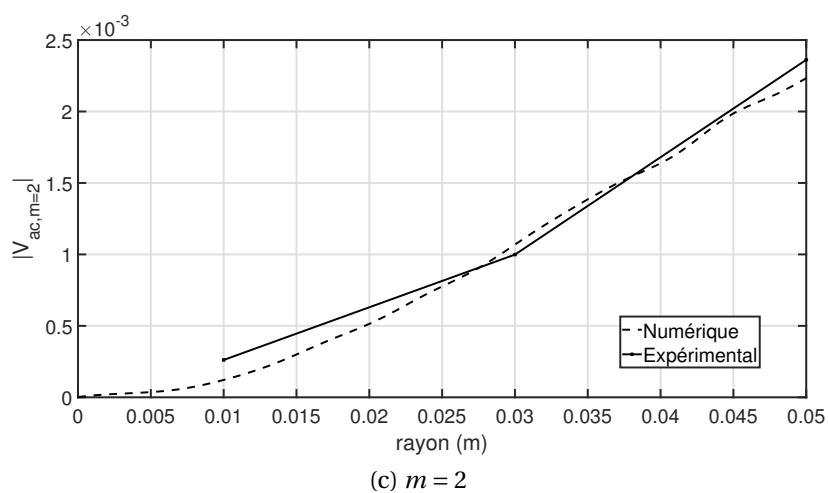
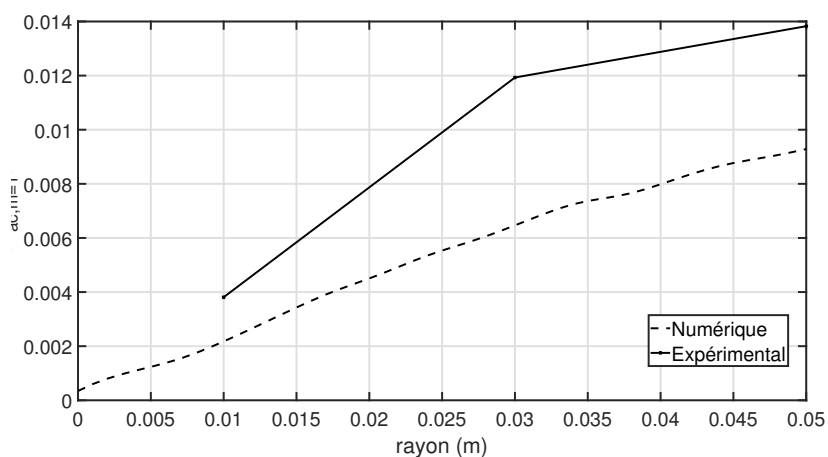
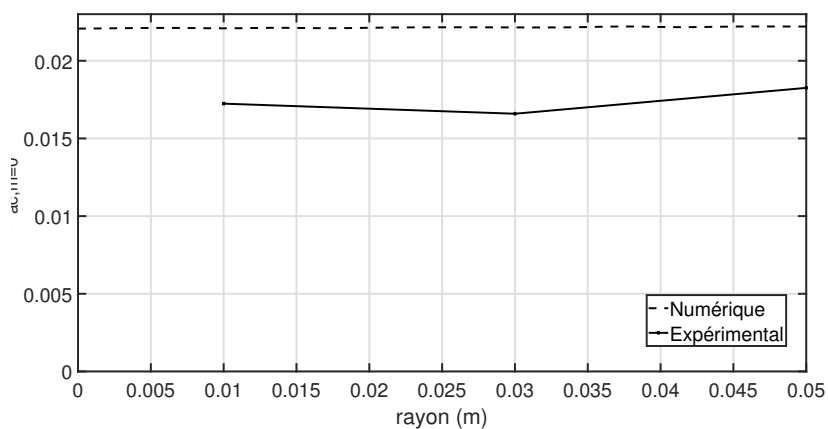


Fig. 4.24 Comparaison de la vitesse modale acoustique numérique et expérimentale pour les modes azimutaux propagatifs à $f = 2140\text{Hz}$ au niveau de la section S_3 .

Conclusion et perspectives

Les travaux réalisés dans cette thèse ont été consacrés à la mise en place d'une approche numérique et expérimentale pour la validation d'un protocole de mesure de la vitesse acoustique VLD dans les conduits en présence d'écoulement et en propagation multimodale.

Le signal de la vitesse mesurée par VLD est échantillonné aléatoirement et fortement bruité lors de la présence d'un écoulement. Le premier chapitre a permis la comparaison des différentes méthodes de traitement de signal pour l'estimation de la vitesse acoustique. À travers une simulation de référence du signal mesuré, les performances des différentes méthodes proposées ont été comparées pour conclure sur la méthode la plus appropriée à utiliser dans les conditions de ce travail de thèse. La méthode des moindres carrés pondérés s'est avérée la plus efficace et robuste. La force de cette méthode réside dans sa capacité à converger vers la solution pour toutes les conditions de mesure. L'estimation de la fréquence se fait par la méthode de détection synchrone permettant ainsi une estimation réelle de la fréquence d'excitation imposée. L'amplitude de la vitesse acoustique est ensuite déterminée ainsi que la phase ce qui permet l'étude de la propagation multimodale.

L'approche numérique et expérimentale utilisée dans cette thèse s'appuie sur la simulation numérique de la propagation du signal mesuré en entrée de conduit, et la comparaison numérique et expérimentale au niveau d'autres sections de mesures. Pour cela, un outil de simulation numérique de la propagation aeroacoustique est nécessaire. La formulation mixte des équations de Galbrun est utilisée dans ce travail de thèse. Cette méthode a la particularité d'être rapide et de permettre une simulation de la propagation acoustique qui tient compte d'un écoulement porteur le plus réaliste possible. La formulation de Galbrun utilisée, a l'avantage d'être rapide, robuste et utilise des conditions aux limites adaptées à la réalité physique. Couplé à une couche absorbante virtuelle de

type PML, ce code permet de modéliser la propagation acoustique dans les milieux infinis (condition de non réflexion). Une résolution de type éléments finis est utilisée pour discrétiser le système et le résoudre.

L'ajout de la PML dans le système introduit une dépendance fréquentielle à la matrice de rigidité globale du système discrétisé. Cette non linéarité rend la résolution inverse classique du problème difficile. Pour l'étude des modes piégés acoustiques, une résolution inverse du problème permet une économie importante de temps ainsi qu'une plus grande précision que le calcul direct. Pour cela, une méthode de contour intégral est utilisée et permet la résolution de ce problème aux valeurs propres non linéaire. Cette méthode est utilisée dans ce travail pour l'étude des singularités liées au phénomène des modes piégés acoustiques mais est transposable à tout autre problème non linéaire avec dépendance fréquentielle qu'elle soit physique comme pour l'étude du comportement des matériaux viscoélastiques ou numérique, comme pour les méthodes de type PUFEM.

Pour des raisons du type d'applications visée à terme, un choix sur les structures cylindriques a conduit sur le choix de conception du banc expérimental utilisé. Ainsi, les différents éléments matériels choisis sont orientés vers la validation de la procédure de mesure non intrusive dans les situations les plus générales. Généralement, les solutions de mesure optique de la vitesse sont utilisées avec des conduits à surface plane pour éviter toute distorsion de la lumière. La configuration utilisée dans cette thèse a la particularité de réunir l'émetteur laser et le capteur photo-électrique dans le même boîtier permettant ainsi de faire une mesure sur toute la section en dépit de la cylindricité du conduit qui peut générer un effet de Dioptré.

Dans le chapitre 4, l'approche numérique et expérimentale a été mise en place. Une comparaison des résultats expérimentaux et numériques a montré une très bonne cohérence que ce soit pour le cas du conduit droit ou avec cavité. Cette comparaison a permis la validation de l'approche numérique et expérimentale, mais a aussi montré la capacité du modèle numérique de propagation acoustique utilisé à décrire fidèlement le phénomène physique étudié ainsi que la validité du protocole de mesure. Cette approche, fruit de ce travail de thèse, ouvre la porte à une multitude d'applications dans divers domaines.

Finalement l'application concernant l'étude des modes piégés acoustiques a permis de valider la procédure numérique utilisée et rend ainsi faisable l'étude de l'impact des différents paramètres sur ce phénomène physique dont les applications sont multiples.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses sur différents plans. D'un point de vue expérimental l'ambition de ce travail est de mettre au point un outil complet de mesure non intrusive de la vitesse acoustique en présence d'écoulement et en propagation multimodale. La mise au point d'un tel dispositif permet la mesure de la vitesse acoustique dans les cas les plus complexes qu'on soit en milieu confiné ou ouvert. La présentation des résultats de validation en unités physiques telles que le m/s va dans ce sens et les résultats obtenus montrent le niveau de précision atteint par cet outil d'estimation de la vitesse acoustique. L'outil de simulation des signaux développé en parallèle présente une référence d'étude et de validation des différentes méthodes de traitement de signal mais reflète avant tout une compréhension profonde des caractéristiques des signaux mesurés et peut être encore plus développé dans le futur pour considérer plus d'éléments caractéristiques d'une mesure VLD.

Sur le plan numérique, l'utilisation de la méthode de contour intégral présentée dans ce travail, a permis la résolution du problème aux valeurs propres non linéaire résultant de l'utilisation de la PML pour modéliser le conduit infini ou les terminaisons poreuses mais pourrait éventuellement être utilisé dans tout problème du même genre à matrices de rigidités dépendantes de la fréquence comme c'est le cas pour la PUFEM ou l'étude des matériaux poroélastiques.

Annexe A

Etude sur la convergence de la mesure VLD pour l'estimation de la vitesse acoustique par la méthode des MCP

Dans le but de déterminer le nombre de points nécessaires pour l'estimation de la mesure VLD, une étude de convergence de la méthode des moindres carrés pondérés est réalisée. L'étude de convergence pour l'extraction de la phase et de l'amplitude acoustique est faite sur une mesure de 500000 particules. L'étude de convergence cumulative consiste à appliquer le traitement de signal sur des intervalles linéairement croissants et analyser l'évolution de la grandeur estimée. La figure A.1 montre la convergence de l'estimation de l'amplitude acoustique pour une mesure à 3500Hz. L'étude de la convergence de la phase estimée pour la même mesure à 3500Hz est présentée dans la figure A.2.

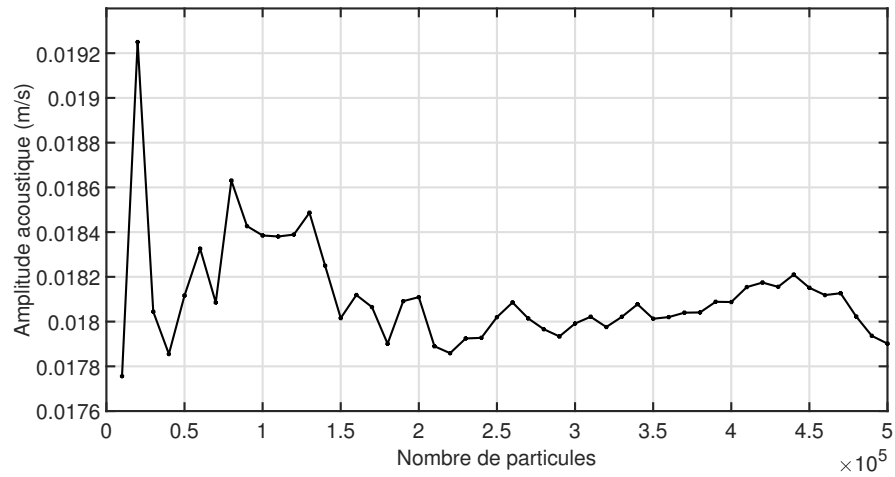


Fig. A.1 Convergence de l'amplitude acoustique estimée par la méthode des MCP sur une mesure VLD à 3500 Hz.

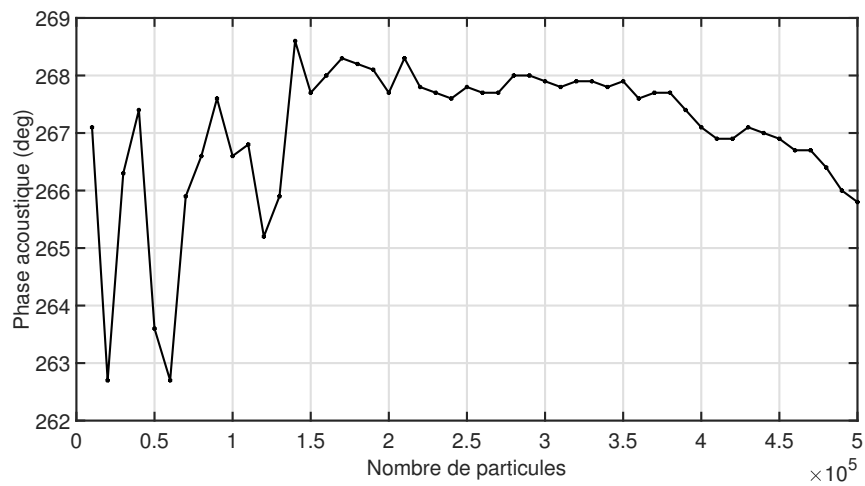


Fig. A.2 Convergence de la phase acoustique estimée par la méthode des MCP sur une mesure VLD à 3500 Hz.

Annexe B

Etude sur l'incertitude de l'estimation de la vitesse acoustique à partir d'une mesure VLD

L'incertitude de mesure liée à un mesurage " caractérise la dispersion des valeurs attribuées à un mesurande, à partir des informations utilisées ". Pour la chaîne de mesure expérimentale utilisée, différentes incertitudes proviennent des différents éléments de la chaîne de mesure:

- L'incertitude de la chambre de compression est causée par la différence entre la réponse électromagnétique du haut parleur avec le signal électrique d'excitation imposé.
- L'incertitude de la soufflerie provient de la différence entre l'instruction de la vitesse d'écoulement imposée et la vitesse d'écoulement réel dans le conduit.
- L'incertitude de l'ensemencement s'explique par la non régularité de la taille des particules qui impacte la précision de la mesure.
- L'incertitude du vélocimètre laser est causée par la distorsion de rayon laser par les parois du conduit (effet Dioptré).
- L'incertitude de traitement de signal peut impliquer une erreur dans l'estimation de la vitesse acoustique de la mesure totale.

L'étude d'incertitude dans ce contexte fait intervenir plusieurs paramètres. Il est donc plus judicieux de faire une étude d'incertitude globale. L'approche utilisée est statistique et se base sur la dispersion des résultats de l'estimation de la vitesse acoustique pour les mêmes instructions d'entrée [66]. Pour déterminer cet intervalle d'incertitude une mesure est répétée N fois dans les mêmes conditions (vitesse d'écoulement, température ambiante, excitation acoustique...). Ceci permet d'avoir N estimations de la vitesse acoustique noté $V_{inc,ac}$. L'incertitude I_{ac} est en suite calculée:

$$I_{ac} = 1.96 \sqrt{\frac{Var(V_{inc,ac})}{N}} \quad (B.1)$$

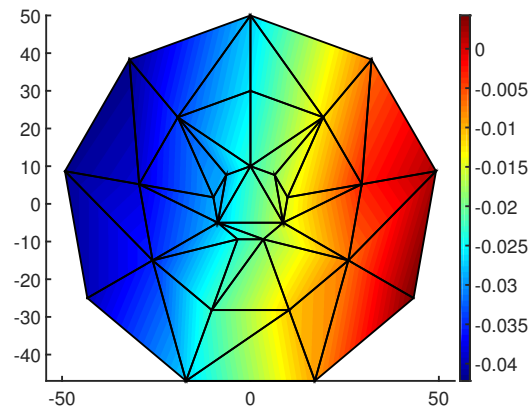
avec $Var()$ la variance de la mesure. Pour ce travail de thèse, cette méthode a été appliquée pour $N = 10$ et a permis de trouver un intervalle d'incertitude $I_{ac} = 0.02 m/s$.

Annexe C

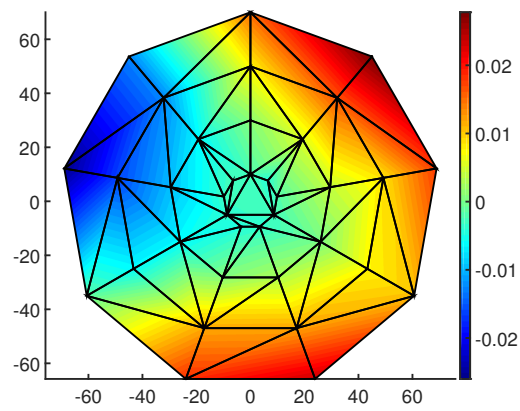
Comparaison des résultats de la vitesse acoustique mesurée par VLD pour le conduit cylindrique droit avec cavité

À 2140Hz , la mesure VLD est réalisée au niveau des trois sections de mesure. Les résultats expérimentaux de la mesure de la vitesse acoustique au niveau des trois sections montrent sur la figure C.1 une différence nette dans la section S_2 au niveau de la cavité.

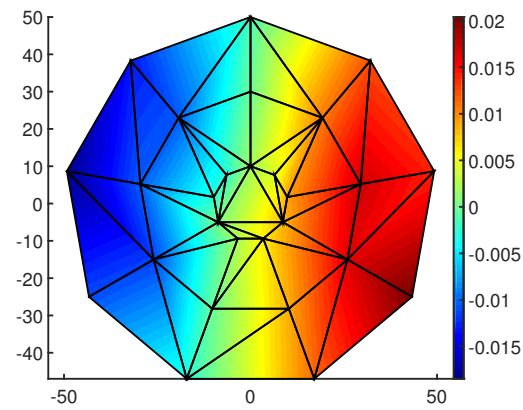
Après décomposition modale azimutale une comparaison des niveaux acoustiques modales est présentée pour chaque ordre azimutale dans la figure C.2. La comparaison permet de mettre en évidence la présence du mode $(2,0)$ dans la section S_2 au niveau de la cavité et son absence presque complète dans les sections S_1 et S_3 . Cette mesure vient consolider les mesures microphoniques pour la validation de l'étude numérique des modes piégés. Par ailleurs, la chute du niveau acoustique au niveau de la section S_2 concernant le mode $(0,0)$ est due à la réflexion au niveau du changement de section qui apparaît clairement sur la simulation numérique. Dans cette simulation, la vitesse acoustique modale associée au mode $(0,0)$ mesurée expérimentalement par VLD au niveau de la section S_1 est imposée en entrée du conduit.



(a) S_1



(b) S_2



(c) S_3

Fig. C.1 Partie réelle de la vitesse acoustique mesurée par VLD au niveau des 3 sections de mesure.

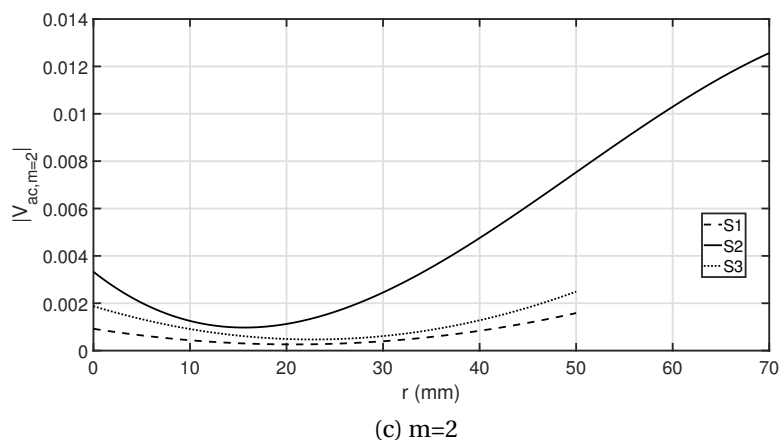
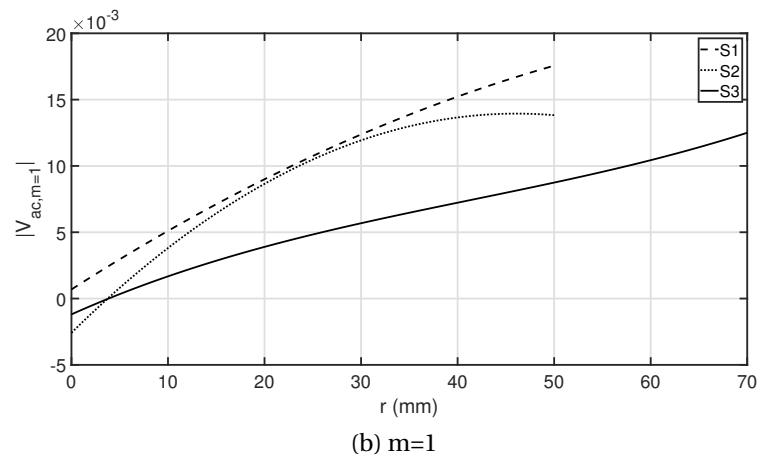
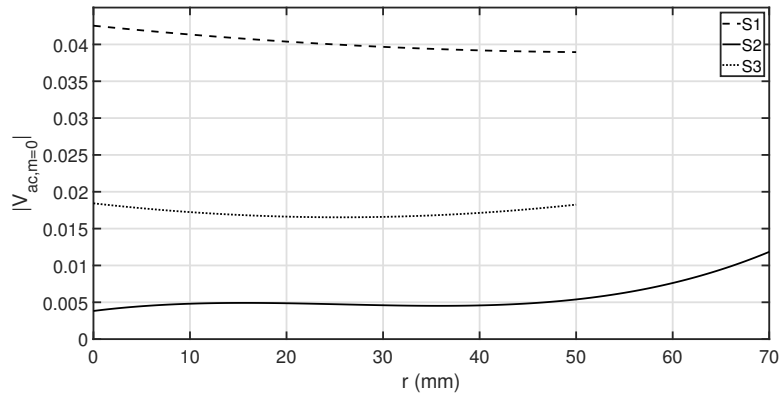


Fig. C.2 Comparaison des niveaux de vitesses acoustiques modales sur les trois sections de mesures pour les différents modes azimutaux 0,1,2.

Bibliographie

- [1] D. Bonnet, *Vélocimétrie par images de particules (VIP) pour le diagnostic d'écoulements dans la bouche d'air automobile*. PhD thesis, 2012.
- [2] K. J. Taylor, "Absolute measurement of acoustic particle velocity," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 59, no. 3, pp. 691–694, 1976.
- [3] R. Baccouche, "Développement d'une approche numérique et expérimentale pour un conduit avec traitement acoustique : application à la validation de modèles d'impédance en propagation multimodale avec écoulement," <http://www.theses.fr>, feb 2016.
- [4] J.-M. Ville and F. Foucart, "Experimental setup for measurement of acoustic power dissipation in lined ducts for higher order modes propagation with air mean-flow conditions," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 114, pp. 1742–1748, oct 2003.
- [5] C. G. Lomas, "Fundamentals of hot wire anemometry," *Cit. J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 87, p. 1379, 1986.
- [6] F. J. Van Der Eerden, H. E. De Bree, and H. Tijdeman, "Experiments with a new acoustic particle velocity sensor in an impedance tube," *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 69, pp. 126–133, aug 1998.
- [7] M. Campbell, J. A. Cosgrove, C. A. Created, S. Jack, and D. Rockliff, "Review of LDA and PIV applied to the measurement of sound and acoustic streaming," *Opt. Laser Technol.*, vol. 32, pp. 629–639, oct 2000.
- [8] J. C. Valière, *Acoustic Particle Velocity Measurements Using Laser: Principles, Signal Processing and Applications*, vol. 9781848215. Wiley Blackwell, may 2014.
- [9] M. Ndoye, *Anémométrie fil chaud à température variable : application à l'étude d'une couche de mélange anisotherme*. PhD thesis, 2008.
- [10] J. S. Cullen, "A Study of Brass Instrument Acoustics using an Artificial Lip Reed Mechanism, Laser Doppler Anemometry and Other Techniques," tech. rep., 2000.
- [11] E. Piot, F. Micheli, F. Simon, and H. Parisot-Dupuis, "Mesure de la pression acoustique par vélocimétrie laser dans une soufflerie de grande taille," in *Congrès Fran-coph. Tech. las*, vol. d, pp. 14–17, 2010.

- [12] S. Moreau, *Conception d'un dispositif expérimental et étude de l'écoulement oscillant en résonateur acoustique fort niveau pour la caractérisation de phénomènes non-linéaires: transition à la turbulence et écoulements redressés*. PhD thesis, oct 2007.
- [13] A. Degroot, *Contribution à l'estimation de la vitesse acoustique par vélocimétrie laser doppler et application à l'étalonnage de microphones en champ libre*. PhD thesis, oct 2007.
- [14] J. F. Vignola, Y. H. Berthelot, and J. Jarzynski, "Laser detection of sound," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 90, p. 1275, sep 1991.
- [15] G. Voulgaris and J. H. Trowbridge, "Evaluation of the Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) for Turbulence Measurements*," *J. Atmos. Ocean. Technol.*, vol. 15, no. 1, pp. 272–289, 1998.
- [16] A. Minotti, *Angelot MINOTTI Contribution à la mesure aéroacoustique par vélocimétrie laser Doppler*. PhD thesis.
- [17] J. C. Valière, P. Herzog, V. Valeau, and G. Tournois, "Acoustic velocity measurements in the air by means of laser doppler velocimetry: dynamic and frequency range limitations and signal processing improvements," *J. Sound Vib.*, vol. 229, pp. 607–626, jan 2000.
- [18] J. C. Valière and H. Bailliet, "Laser velocimetry for non-linear acoustics: An overview over two decades of research," *AIP Conf. Proc.*, vol. 1685, no. May 2017, 2015.
- [19] J.-F. Piet and F. Simon, "Acoustic velocity in-flow measurements using LDV," in *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conf. Exhib.*, (Reston, Virigina), American Institute of Aeronautics and Astronautics, may 2001.
- [20] F. Treyssède, G. Gabard, and M. Ben Tahar, "A mixed finite element method for acoustic wave propagation in moving fluids based on an Eulerian-Lagrangian description," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 113, pp. 705–716, 2003.
- [21] G. Gabard, F. Treyssède, M. B. Tahar, and M. Ben Tahar, "A numerical method for vibro-acoustic problems with sheared mean flows," *J. Sound Vib.*, vol. 272, no. 3-5, pp. 991–1011, 2004.
- [22] G. Gabard, R. J. Astley, and M. B. Tahar, "Stability and accuracy of finite element methods for flow acoustics. II: Two-dimensional effects," *Int. J. Numer. Meth. Eng.*, vol. 63, pp. 947–973, 2005.
- [23] S. Parrish and E. Q. Hu, "PML absorbing boundary conditions for the linearized and nonlinear Euler equations in the case of oblique mean flow," *J. Comput. Phys.*, vol. 60, pp. 565–589, 2009.
- [24] I. Harari, M. Slavutin, and E. Turkel, "Analytical and numerical studies of a finite element PML for the Helmholtz equation," *J. Comput. Acoust.*, vol. 8, no. 1, pp. 121–137, 2000.

- [25] A. N. Rahmouni, "An algebraic method to develop well-posed PML models Absorbing layers, perfectly matched layers linearized Euler equations," *J. Comput. Phys.*, vol. 197, pp. 99–115, 2004.
- [26] H. Nobach, E. Müller, and C. Tropea, "Efficient estimation of power spectral density from laser Doppler anemometer data," *Exp. Fluids*, vol. 24, pp. 499–509, may 1998.
- [27] G. Plantier, S. Moreau, L. Simon, J. C. Valière, A. Le Duff, and H. Bailliet, "Nonparametric spectral analysis of wideband spectrum with missing data via sample-and-hold interpolation and deconvolution," *Digit. Signal Process. A Rev. J.*, vol. 22, no. 6, pp. 994–1004, 2012.
- [28] S. Moreau, G. Plantier, J. C. Valière, H. Bailliet, and L. Simon, "Estimation of power spectral density from laser Doppler data via linear interpolation and deconvolution," *Exp. Fluids*, vol. 50, pp. 179–188, jan 2011.
- [29] L. Simon and J. Fitzpatrick, "An improved sample-and-hold reconstruction procedure for estimation of power spectra from LDA data," *Exp. Fluids*, vol. 37, pp. 272–280, aug 2004.
- [30] H. Nobach, "Local time estimation for the slotted correlation function of randomly sampled LDA data," *Exp. Fluids*, vol. 32, pp. 337–345, mar 2002.
- [31] J. C. Valière, S. Moreau, and H. Bailliet, "Development of laser techniques for acoustic boundary layer measurements. Part I: LDV signal processing for high acoustic displacements," *Acta Acust. united with Acust.*, vol. 95, pp. 585–594, jul 2009.
- [32] M. J. Tummers and D. M. Passchier, "Spectral estimation using a variable window and the slotting technique with local normalization," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 7, pp. 1541–1546, nov 1996.
- [33] J. Luo, Z. Xie, and X. Li, "Asymmetric windows and their application in frequency estimation," *J. Algorithms Comput. Technol.*, vol. 9, no. 4, pp. 389–412, 2015.
- [34] W. T. Mayo, M. T. Shay, and S. Riter, "The development of new digital data processing techniques for turbulence measurements with a laser velocimeter.," aug 1974.
- [35] J. P. Bérenger, "Perfectly matched layer for FDTD solution of wave-structure interaction problems," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 44, pp. 110–117, 1996.
- [36] F. Treyssède, G. Gabard, and M. Ben Tahar, "A mixed finite element method for acoustic wave propagation in moving fluids based on an Eulerian–Lagrangian description," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 113, no. 2, pp. 705–716, 2003.
- [37] R. Baccouche, M. Ben Tahar, and S. Moreau, "Perfectly Matched Layer for Galbrun's aeroacoustic equation in a cylindrical coordinates system with an axial and a swirling steady mean flow," *J. Sound Vib.*, vol. 378, pp. 124–143, sep 2016.
- [38] W. J. Beyn, "An integral method for solving nonlinear eigenvalue problems," *Linear Algebra Appl.*, vol. 436, pp. 3839–3863, may 2012.

- [39] M. McIver, "Trapped modes supported by submerged obstacles," *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 456, pp. 1851–1860, aug 2000.
- [40] P. Mciver, C. M. Linton, and M. Mciver, "Construction of trapped modes for wave guides and diffraction gratings," *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 454, pp. 2593–2616, oct 1998.
- [41] S. Ziada, M. Bolduc, and P. Lafon, "Flow-Excited Resonance of Diametral Acoustic Modes in Ducted Rectangular Cavities," *AIAA J.*, vol. 55, pp. 3817–3830, nov 2017.
- [42] K. Aly and S. Ziada, "Flow-excited resonance of trapped modes of ducted shallow cavities," *J. Fluids Struct.*, vol. 26, pp. 92–120, jan 2010.
- [43] K. Aly and S. Ziada, "Azimuthal behaviour of flow-excited diametral modes of internal shallow cavities," *J. Sound Vib.*, vol. 330, pp. 3666–3683, jul 2011.
- [44] K. Aly and S. Ziada, "Review of Flow-Excited Resonance of Acoustic Trapped Modes in Ducted Shallow Cavities," *J. Press. Vessel Technol.*, vol. 138, p. 040803, apr 2015.
- [45] D. V. Evans and P. McIver, "Trapped waves over symmetric thin bodies," *J. Fluid Mech.*, vol. 223, pp. 509–519, feb 1991.
- [46] D. V. Evans and C. M. Linton, "Acoustic resonance in ducts," *J. Sound Vib.*, vol. 173, pp. 85–94, may 1994.
- [47] D. V. Evans and R. PORTER, "Trapped modes about multiple cylinders in a channel," *J. Fluid Mech.*, vol. 339, pp. 331–356, may 1997.
- [48] F. Ursell, "Mathematical aspects of trapping modes in the theory of surface waves," *J. Fluid Mech.*, vol. 183, pp. 421–437, 1987.
- [49] F. Ursell, "Trapping modes in the theory of surface waves," *Math. Proc. Cambridge Philos. Soc.*, vol. 47, no. 2, pp. 347–358, 1951.
- [50] N. Sugimoto and H. Imahori, "Localized mode of sound in a waveguide with Helmholtz resonators," *J. Fluid Mech.*, vol. 546, pp. 89–111, dec 2006.
- [51] C. M. Linton, M. McIver, P. McIver, K. Ratcliffe, and J. Zhang, "Trapped modes for off-centre structures in guides," *Wave Motion*, vol. 36, no. 1, pp. 67–85, 2002.
- [52] R. Parker, "Resonance effects in wake shedding from parallel plates: Some experimental observations," *J. Sound Vib.*, vol. 4, pp. 62–72, jul 1966.
- [53] W. Koch, "Acoustic Resonances in Rectangular Open Cavities," *AIAA J.*, vol. 43, pp. 2342–2349, nov 2008.
- [54] R. E. Franklin, "Acoustic resonance in cascades," *J. Sound Vib.*, vol. 25, pp. 587–595, dec 1972.
- [55] C. M. Linton and M. McIver, "Trapped modes in cylindrical waveguides," *Q. J. Mech. Appl. Math.*, vol. 51, no. pt 3, pp. 389–412, 1998.

- [56] Y. Duan, W. Koch, C. M. Linton, and M. McIver, "Complex resonances and trapped modes in ducted domains," *J. Fluid Mech.*, vol. 571, pp. 119–147, jan 2007.
- [57] W. Koch, "Resonant acoustic frequencies of flat plate cascades," *J. Sound Vib.*, vol. 88, pp. 233–242, may 1983.
- [58] S. Hein, W. Koch, and L. Nannen, "Trapped modes and Fano resonances in two-dimensional acoustical duct-cavity systems," *J. Fluid Mech.*, vol. 692, pp. 257–287, feb 2012.
- [59] D. Pridmore-Brown, "Sound propagation in a fluid flowing through an attenuating duct," *J. Fluid Mech.*, vol. 4, pp. 393–406, 1958.
- [60] N. Papaxanthos, E. Perrey-debain, B. Ouedraogo, S. Moreau, M. Ville, and F. Foucart, "Prediction of air flow noise in ducts due to the presence of fixed obstacles main mesh parameters are reported in Table I. condition for an incompressible LES. The main pa- streamwise velocities, mean velocity vectors are ob- measurements (especially," in *Euronoise 2015*, pp. 2291–2295, 2015.
- [61] A. Sittel, J.-M. Ville, and F. Foucart, "Multiload procedure to measure the acoustic scattering matrix of a duct discontinuity for higher order mode propagation conditions," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 120, no. 5, pp. 2478–2490, 2006.
- [62] S. Bennouna, S. Naji, O. Cheriaux, S. Moreau, B. Ouedraogo, and J. M. Ville, "Aeroacoustic prediction methods of automotive HVAC noise," in *SAE Tech. Pap.*, vol. 2015-June, SAE International, jun 2015.
- [63] S. Bennouna, S. Moreau, J. M. Ville, and O. Cheriaux, "Aeraulic and Aeroacoustic Experimental Characterization of Academic and Industrial HVAC Flaps," in *SAE Tech. Pap.*, vol. 2016-June, SAE International, jun 2016.
- [64] Y. Buot de l'Épine, J.-D. Chazot, and J.-M. Ville, "Bayesian identification of acoustic impedance in treated ducts," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 138, pp. EL114–EL119, jul 2015.
- [65] M. Legros, J. M. Ville, S. Moreau, X. Carniel, C. Lambourg, and G. Stempf, "Acoustic Conception of an Automotive HVAC," in *SAE Tech. Pap.*, vol. 2016-June, SAE International, jun 2016.
- [66] L. H. Benedict and R. D. Gould, "Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics," *Exp. Fluids*, vol. 22, no. 2, pp. 129–136, 1996.