

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

SPÉCIALITÉ : DYNAMIQUE DES FLUIDES

par

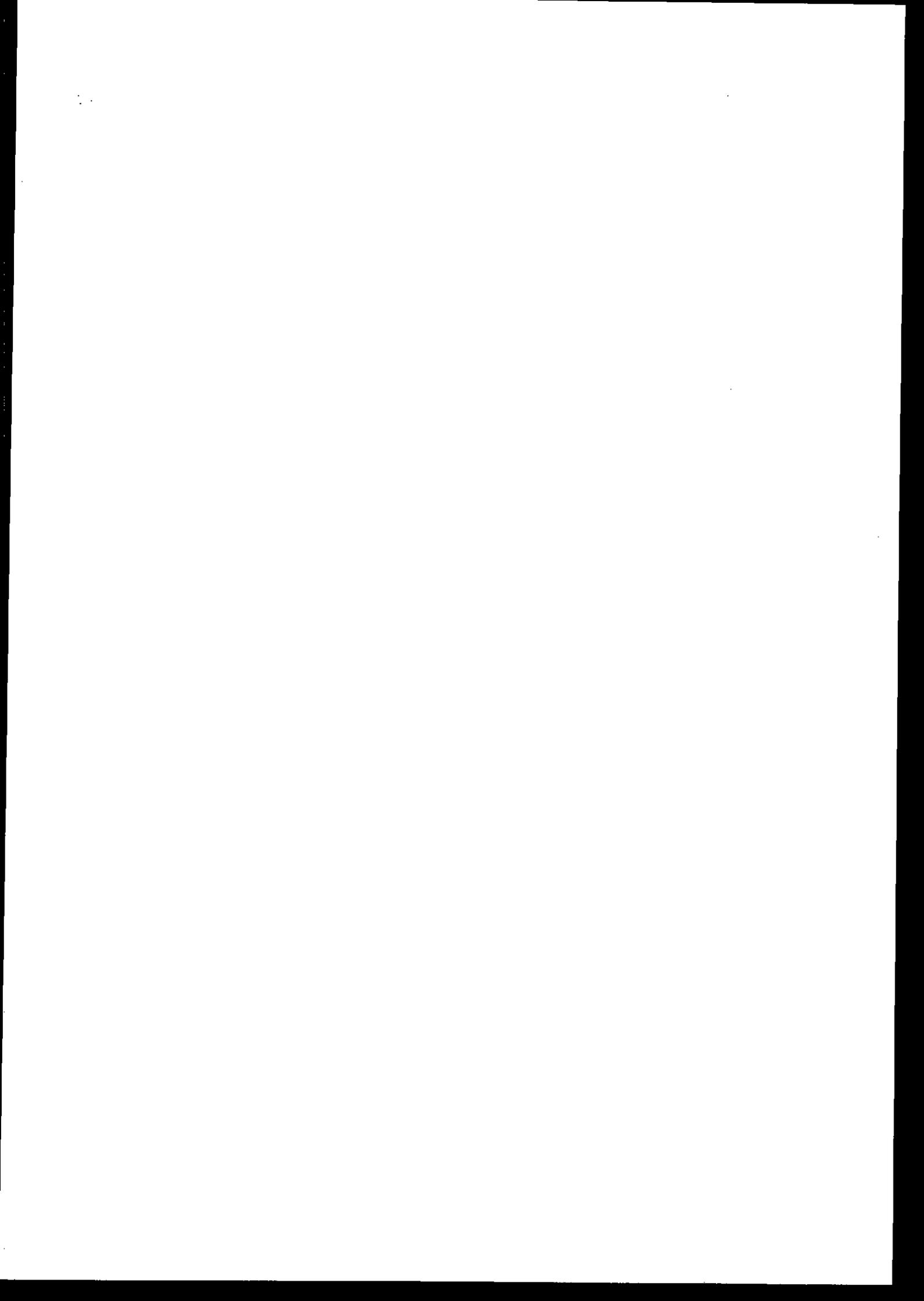
Joël ESCANDE

**CARACTÉRISATION D'UN ÉCOULEMENT DE GAZ SEC OU DE GAZ HUMIDE
EN CONDUITE À L'AIDE DE TECHNIQUES ULTRASONORES**

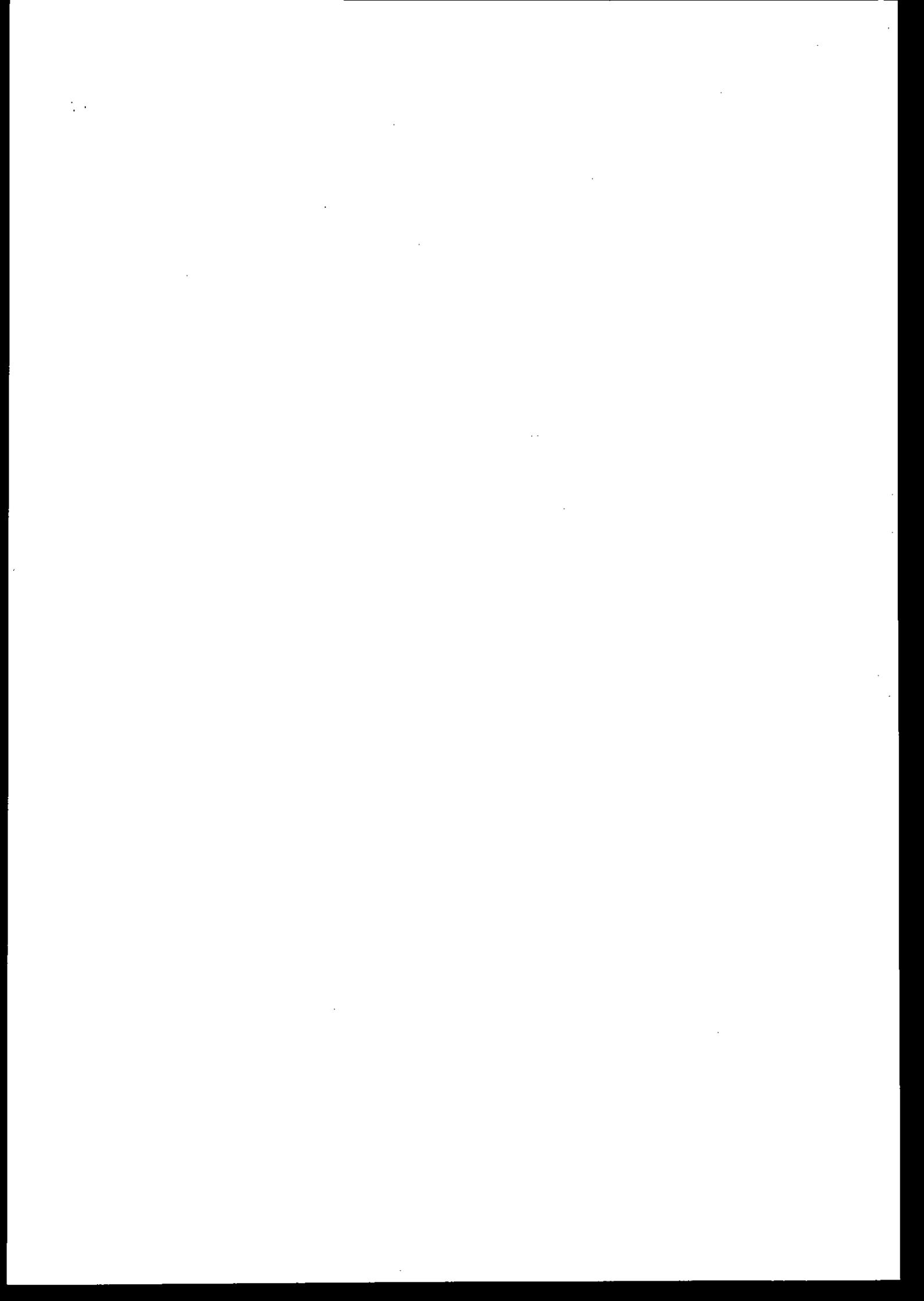
Soutenue le 21 décembre 2000 devant la Commission d'Examen :

MM.	A. GIOVANNINI	Président
	F. CHOMETON	Rapporteur
	J.-P. COUPUT	
	B. HOSTEN	Rapporteur
	V. de LAHARPE	
	A. STRZELECKI	Directeur de thèse

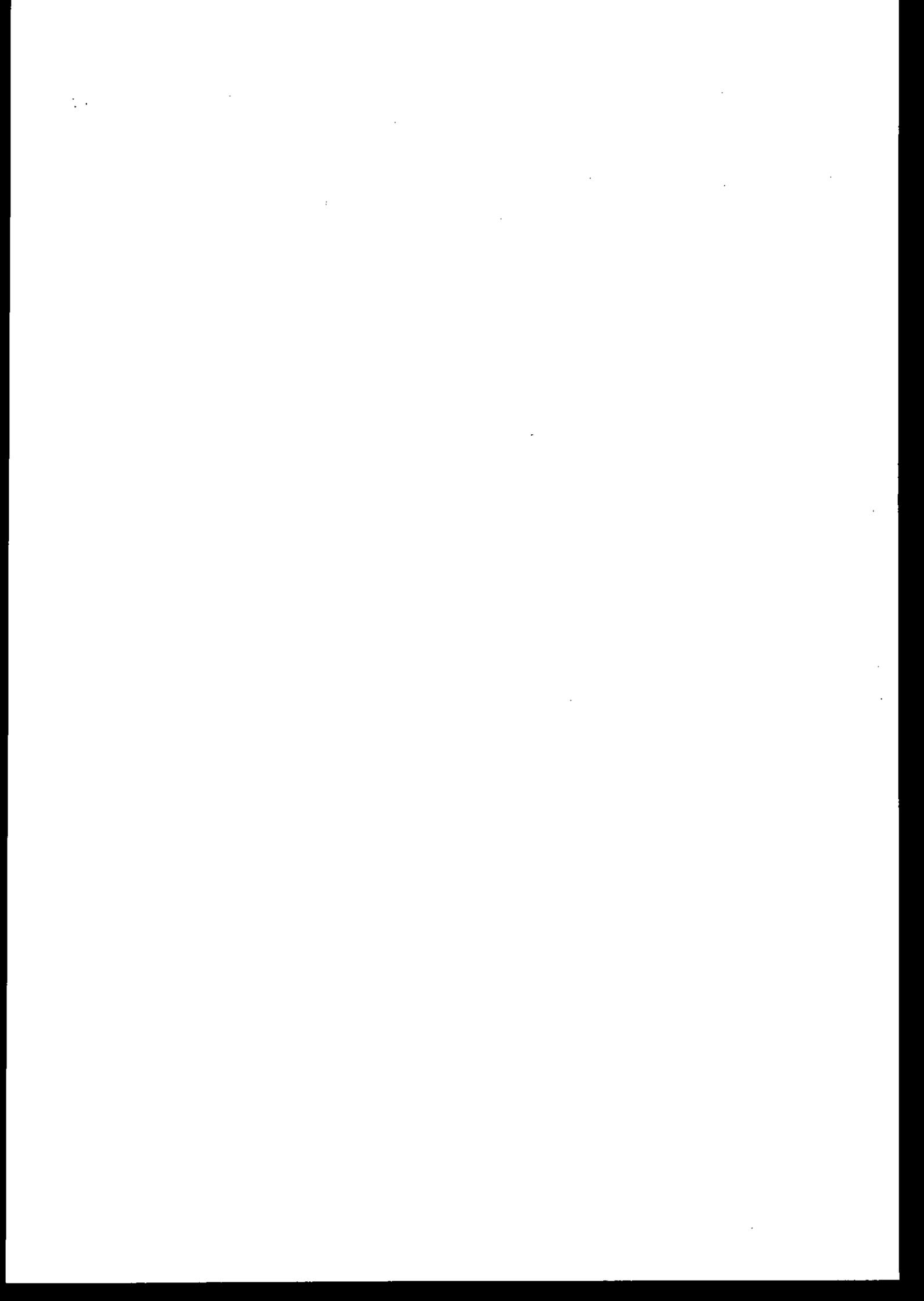
Thèse préparée au sein du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique de l'ONERA- centre de Toulouse.



*« Science sans conscience n'est que ruine de l'âme »,
Rabelais.*



A ma famille et à Katia.



REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur Jean COUSTEIX de m'avoir accueilli au sein du département des Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique du centre de Toulouse de l'ONERA, ainsi que Monsieur Gérard LAVERGNE, chef de l'unité Multiphasique Hétérogène, unité dans laquelle j'ai pu mener à bien ces travaux de thèse.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur Bernard HOSTEN, Directeur de Recherche au laboratoire du CNRS de Mécanique Physique de l'Université de Bordeaux 1, et Monsieur Francis CHOMETON, Professeur de la Chaire d'Aérodynamique du CNAM, de m'avoir fait l'honneur de juger ces travaux de recherche. Les observations de Monsieur HOSTEN portant sur la mesure ultrasonore, et les remarques de Monsieur CHOMETON sur les aspects liés à la mécanique des fluides, m'auront permis d'améliorer profitablement la qualité scientifique de ce rapport.

Monsieur André GIOVANNINI, Professeur à l'Université Paul Sabatier à Toulouse, a présidé le jury de thèse, et j'en suis fier. C'est en partie grâce à lui que je me suis passionné pour la mécanique des fluides, puis que j'ai effectué un doctorat.

Je remercie Monsieur Jean-Paul COUPUT, responsable du comptage à Total Fina Elf, et Monsieur Vincent de LAHARPE, chef de projet de recherche à Gaz de France, pour l'intérêt industriel qu'ils ont manifesté pour mon travail durant ce projet et l'intérêt scientifique qu'ils ont montré en participant au jury de soutenance.

Pour la réussite d'une thèse, le personnage "clé" après le thésard est certainement le responsable ou directeur de thèse, qui, dans mon cas et par l'intermédiaire de Monsieur Alain STRZELECKI, a contribué grandement à l'élaboration de ce mémoire. Il a su me guider dans les choix à prendre tout en me laissant m'exprimer, et il a eu le grand mérite de me soutenir parfaitement pendant la période de rédaction malgré les milliers de kilomètres qui nous séparaient. Ses qualités humaines et scientifiques m'ont permis de prendre goût à la recherche expérimentale en mécanique des fluides, ceci toujours dans la bonne humeur et avec beaucoup de pédagogie. Je lui en suis très reconnaissant.

Je ne pourrais pas oublier de remercier également Monsieur Pierre GAJAN qui a suivi de très près mon travail de thèse en me donnant un avis ou une idée judicieuse, ou bien en me transmettant une petite partie de ses larges compétences durant les nombreuses discussions que l'on a pu avoir ensemble.

La thèse que j'ai menée pendant trois ans résulte donc d'un véritable travail d'équipe. Et il est important d'inclure dans cette équipe Monsieur Alain BONTEMPS. Il a su me donner "des tuyaux" au niveau technique dans la mise en place des installations expérimentales, mais aussi des conseils ou points de vue sur la vie en général.

J'exprime ma reconnaissance à Messieurs Gérard BUFFET, André DILLINGER et Benjamin FASANO pour la conception et la réalisation de la manchette de mesure, pièce majeure lors de la validation des techniques ultrasonores.

Je remercie Messieurs André ALCOSER et André LEFEVRE pour le support technique dans les différents montages mécaniques, ainsi que pour leur bonne humeur.

Je tiens à préciser lors de ces remerciements que ma thèse, qui constitue en partie la suite de la thèse de Monsieur Jacques DEMOLIS, a été facilitée par la qualité de son travail portant sur la tomographie ultrasonore.

Que Messieurs Claude DORIAN et Jean-Paul NIGOUL soient remerciés pour leur disponibilité lors de la préparation technique de la soutenance pour l'un, et pour la reprographie des documents pour l'autre, dont le présent.

Une pensée inoubliable pour les autres compagnons de thèse de la cuvée « docteur de la fin du siècle »: FABIENNE, FRANCK, PATRICK et REGIS, ainsi que leur moitié respective.

J'ai eu l'occasion de côtoyer encore bien d'autres personnes au cours de mon passage à l'ONERA, ingénieurs, techniciens, secrétaires ou stagiaires qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse aussi bien sur le plan humain que technique.

Ces trois années de thèse resteront ancrées comme une période enrichissante de ma vie. Cet aboutissement au niveau des études doit être finement associé au soutien des personnes proches de moi.

Tout d'abord, la famille, une valeur à laquelle j'attache énormément d'importance, et « ma famille », à savoir des parents attentifs et affectueux, et, un frère et une sœur formidables.

Enfin, ce parcours n'aurait pu être possible sans la présence d'une Sainte à mes côtés en la personne de « Sainte Patience », appelée plus communément KATIA. Ma chère et tendre a joué un rôle primordial dans mon épanouissement personnel et donc professionnel.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	(1)
1. ETAT DE L'ART DE LA DEBITMETRIE ULTRASONORE (Généralités)	(5)
1.1 Les ultrasons	(5)
1.1.1 Introduction	(5)
1.1.2 Historique	(5)
1.1.3 Emission et réception	(6)
1.1.4 Applications des ultrasons	(6)
1.1.4.1 Applications à faible intensité	
1.1.4.2 Applications à forte intensité	
1.2 Application à la caractérisation d'un écoulement	(8)
1.2.1 Détermination de la vitesse d'un écoulement monophasique	(8)
1.2.1.1 Evolution des débitmètres à ultrasons	
1.2.1.2 Les différents types de débitmètre à ultrasons	
1.2.1.3 Les débitmètres « multicordes »	
1.2.2 Détermination des caractéristiques d'un écoulement multiphasique	(15)
1.2.2.1 Mesure d'un débit par ultrasons en écoulement multiphasique	
1.2.2.2 Mesure de caractéristiques annexes	
2. RECONSTRUCTION DU PROFIL DE VITESSE TRIDIMENSIONNEL D'UN ECOULEMENT GAZEUX PAR TOMOGRAPHIE ULTRASONORE	(21)
2.1 Introduction	(21)
2.2 Travaux antérieurs	(22)
2.2.1 La tomographie	(22)
2.2.1.1 Principe de la tomographie	
2.2.1.2 Les différents procédés par tomographie ultrasonore	
2.2.1.2.1 Modes de perception des ultrasons	
2.2.1.2.2 Applications	
2.2.1.3 Application à la reconstruction du profil de vitesse tridimensionnel d'un écoulement	
2.2.1.3.1 Mise en équation du problème	
2.2.1.3.2 Dispositif de mesure	

2.2.1.3.3 Découplage des composantes transversales et axiale de la vitesse

2.2.2	Mesure d'un temps de vol ultrasonore	(30)
2.2.2.1	Difficultés supplémentaires relativement à un débitmètre à ultrasons	
2.2.2.2	Choix des capteurs	
2.2.2.3	Méthodes de détermination d'un temps de vol	
2.2.2.4	Chaîne d'acquisition et traitement du signal	
2.2.3	Méthodes numériques de reconstruction du profil de vitesse	(37)
2.2.3.1	Méthodes directes	
2.2.3.2	Méthodes itératives	
2.2.3.3	Principe de l'algorithme de reconstruction choisi	
2.2.4	Dispositif expérimental pour la détermination des composantes transversales de la vitesse	(40)
2.2.4.1	Manchette de mesure	
2.2.4.2	Validation expérimentale de la méthode pour l'écoulement transversal	
2.2.5	Conclusion et perspective des travaux antérieurs	(42)
2.3	Extension de la méthode à la détermination des trois composantes de la vitesse	(42)
2.3.1	Introduction	(43)
2.3.2	Etude sur les algorithmes de reconstruction	(43)
2.3.2.1	Adaptation de l'algorithme existant	
2.3.2.2	Influence du nombre de temps de vol mesurés sur la reconstruction	
2.3.2.3	Influence du maillage de la section sur la reconstruction	
2.3.2.4	Conclusions	
2.3.3	Conception de la manchette de mesure complémentaire	(57)
2.3.3.1	Introduction	
2.3.3.2	Etude sur l'orientation des capteurs	
2.3.3.3	Prototype fabriqué	
2.3.3.4	Tests de faisabilité sans écoulement	
2.3.4	Moyens expérimentaux utilisés	(62)
2.3.4.1	Banc d'essais aérodynamiques et génération d'écoulements « calibrés »	
2.3.4.2	Anémométrie à Fil Chaud	
2.3.5	Reconstruction d'écoulements d'air en conduite	(66)
2.3.5.1	Introduction	
2.3.5.2	Écoulement pleinement développé	
2.3.5.3	Écoulement présentant une dissymétrie du profil de vitesse axial	

2.3.5.4	Ecoulements giratoires	
2.3.6	Conclusions	(73)
3.	CARACTERISATION D'UN ECOULEMENT DE GAZ HUMIDE PAR UNE TECHNIQUE ULTRASONORE	(75)
3.1	Caractérisation des écoulements diphasiques	(75)
3.1.1	Généralités sur les écoulements diphasiques	(75)
3.1.1.1	Distinction entre les différents régimes d'écoulements diphasiques	
3.1.1.2	Définition d'une suspension	
3.1.1.3	Définition des paramètres des écoulements diphasiques	
3.1.2	Techniques de mesure dans un milieu diphasique en conduite	(81)
3.1.2.1	Mesure de débit	
3.1.2.2	Mesure du titre	
3.1.2.3	Commentaires	
3.2	Etude de la propagation des ultrasons à travers un milieu dispersé	(87)
3.2.1	Vitesse du son et atténuation	(87)
3.2.1.1	Notions d'absorption et de dispersion du son	
3.2.1.1.1	<i>Linéarisation des équations générales de conservation</i>	
3.2.1.1.2	<i>Etablissement de l'équation de dispersion</i>	
3.2.1.2	Vitesse du son	
3.2.1.2.1	<i>Vitesse de phase et vitesse de groupe</i>	
3.2.1.2.2	<i>Dans les gaz</i>	
3.2.1.2.3	<i>Dans les liquides</i>	
3.2.1.2.4	<i>En milieu diphasique</i>	
3.2.1.3	Atténuation des ultrasons	
3.2.1.3.1	<i>Dans les gaz et dans les liquides</i>	
3.2.1.3.2	<i>En milieu diphasique</i>	
3.2.1.4	Effet de l'écoulement sur la propagation des ultrasons	
3.2.2	Modèle de diffusion (approche acoustique)	(117)
3.2.2.1	Introduction	
3.2.2.2	Modélisation de la diffusion simple autour d'une particule	
3.2.2.3	Intégration des effets de diffusion multiple	
3.2.2.4	Expression de l'atténuation et de la vitesse du son	
3.2.3	Modèle à deux fluides (approche globale)	(128)
3.2.3.1	Introduction	
3.2.3.2	hypothèses générales	
3.2.3.3	Equation du mouvement des particules et analyse linéaire des vitesses en petites perturbation oscillantes	

3.2.3.4	Expression de l'atténuation et de la vitesse du son	
3.2.4	Limitations des modèles	(134)
3.2.5	Application au cas d'un brouillard	(134)
3.3	Stratégie de l'étude	(134)
3.4	Mesures ultrasonores à travers un écoulement de type brouillard	(134)
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES GENERALES		(135)
ANNEXE A : Description théorique d'un faisceau ultrasonore émis par un transducteur plan		(139)
ANNEXE B : Etude de faisabilité sur l'orientation des capteurs		(145)
ANNEXE C : Caractéristiques acoustiques et thermophysiques des gaz et liquides étudiés		(157)
ANNEXE D : Caractérisation des transducteurs ultrasonores utilisés lors des mesures en gaz humide		(159)
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES		(163)

LISTE DES FIGURES

Figure 1- 1 : Schéma d'un débitmètre à ultrasons à temps de transit	10
Figure 1- 2 : Schéma d'un débitmètre à effet Doppler.	12
Figure 1- 3 : Schéma d'un débitmètre à vortex par ultrasons.	13
Figure 1- 4 : Schéma d'un débitmètre à multicordes ultrasonores.	16
Figure 2- 1 : Projection d'une grandeur scalaire (principe de la tomographie).	22
Figure 2- 2 : Balayage parallèle d'une section.	23
Figure 2- 3 : Balayage circulaire divergent d'une section.	23
Figure 2- 4 : Positions des transducteurs sur deux sections droites de conduite.	28
Figure 2- 5 : Système de coordonnées dans une conduite.	29
Figure 2- 6 : Schéma d'un capteur piézo-électrique Murata MA40E7.	31
Figure 2- 7 : Phase de l'interspectre de deux signaux modulés en fréquence.	32
Figure 2- 8 : Mesure d'un temps de vol par chronométrie.	33
Figure 2- 9 : Dispositions des capteurs autour d'une section de conduite.	35
Figure 2- 10 : Signal brut et signal moyenné en présence d'un écoulement.	36
Figure 2- 11 : Schéma du système d'acquisition.	37
Figure 2- 12 : Schéma d'interpolation bilinéaire sur un maillage cartésien.	38
Figure 2- 13 : Maillage cartésien d'une section de mesure.	40
Figure 2- 14 : Manchette de mesure pour la reconstruction des composantes transversales de la vitesse.	41
Figure 2- 15 : Comparaison des profils de vitesse tangentiels mesuré et reconstruit d'un écoulement giratoire.	42
Figure 2- 16 : Maillages cartésiens de la section d'étude.	46
Figure 2- 17 : Profil de vitesse parabolique reconstruit sur des maillages cartésiens de différentes tailles.	47
Figure 2- 18 : Profil de vitesse parabolique 3D reconstruit sur la section d'étude ($N_z=13$).	47
Figure 2- 19 : Points de discrétisation des trajets ultrasonores.	48
Figure 2- 20 : Maillage polaire à pas radial constant.	49
Figure 2- 21 : Maillage polaire à pas radial variable.	49
Figure 2- 22 : Schéma d'interpolation bilinéaire sur un maillage polaire.	50
Figure 2- 23 : Maillage multibloc structuré (O-grid) à pas radial constant	51
Figure 2- 24 : Maillage multibloc structuré (O-grid) à pas radial variable	51
Figure 2- 25 : Schéma d'interpolation sur un quadrilatère quelconque.	52
Figure 2- 26 : Lignes iso-vitesses axiales d'un écoulement en aval d'un coude à 90°.	53
Figure 2- 27 : Profil théorique reconstruit sur un maillage cartésien (diamètre horizontal)	54
Figure 2- 28 : Profil théorique reconstruit sur un maillage cartésien (diamètre vertical)	54
Figure 2- 29 : Profil théorique reconstruit sur un maillage polaire à pas radial constant (diamètre horizontal)	54
Figure 2- 30 : Profil théorique reconstruit sur un maillage polaire à pas radial constant (diamètre vertical)	54
Figure 2- 31 : Maillage polaire à pas radial affiné près de la paroi (diamètre horizontal)	54

Figure 2- 32 : Maillage polaire à pas radial affiné près de la paroi (diamètre vertical)	54
Figure 2- 33 : Maillage de type O-grid à pas radial constant (diamètre horizontal)	55
Figure 2- 34 : Maillage de type O-grid à pas radial constant (diamètre vertical)	55
Figure 2- 35 : Maillage de type O-grid à pas radial affiné près de la paroi (diamètre horizontal)	55
Figure 2- 36 : Maillage de type O-grid à pas radial affiné près de la paroi (diamètre vertical)	55
Figure 2- 37 : Montage pour les tests d'orientation des capteurs à l'air libre.	58
Figure 2- 38 : Vue en coupe de la manchette de mesure.	59
Figure 2- 39 : Vue en coupe de la partie ④ de la figure 2.38.	60
Figure 2- 40 : Vue en coupe du dispositif de fixation des capteurs	60
Figure 2- 41 : Mesures d'atténuation angulaire en conduite sans écoulement	61
Figure 2- 42 : Schéma du banc expérimental.	63
Figure 2- 43 : Schéma de principe du générateur d'écoulement giratoire (« swirler »).	64
Figure 2- 44 : Schéma de principe du générateur de dissymétrie à tubes.	65
Figure 2- 45 : Caractérisation du profil de vitesse axial d'un écoulement pleinement développé.	68
Figure 2- 46 : Reconstruction du profil de vitesse axial d'un écoulement pleinement développé.	68
Figure 2- 47 : Reconstruction du profil de vitesse axial d'un écoulement dissymétrique (diamètre Oy)	69
Figure 2- 48 : Reconstruction du profil de vitesse axial d'un écoulement dissymétrique (diamètre Ox)	69
Figure 2- 49 : Champ vectoriel des vitesses transversales reconstruit pour un écoulement giratoire	71
Figure 2- 50 : Reconstruction du profil de vitesse tangentiel d'un écoulement giratoire ($\Omega=0,2$)	71
Figure 2- 51 : Reconstruction du profil de vitesse axial d'un écoulement giratoire ($\Omega=0,2$)	71
Figure 2- 52 : Reconstruction du profil de vitesse tangentiel d'un écoulement giratoire ($\Omega=0,8$)	71
Figure 2- 53 : Reconstruction du profil de vitesse axial d'un écoulement giratoire ($\Omega=0,8$)	71
Figure 2- 54 : Evolution du nombre de swirl S en fonction du taux de rotation Ω	73
Figure 3- 1 : Régimes d'écoulement diphasique liquide-gaz.	77
Figure 3- 2 : Vitesse de phase et vitesse de groupe d'une onde ultrasonore.	91
Figure 3- 3 : Influence de la température et de la pression sur la vitesse du son dans les gaz.	95
Figure 3- 4 : Dispersion de la vitesse du son dans l'air et dans le méthane à 20°C	96
Figure 3- 5 : Evolution de la vitesse du son avec la température dans l'eau et dans le pentane	99
Figure 3- 6 : Evolution qualitative de la vitesse du son dans un mélange gaz-liquide avec le taux de vide	101
Figure 3- 7 : Effets de la relaxation en fonction de la période de l'onde	105
Figure 3- 8 : Coefficient d'absorption par longueur d'onde par relaxation moléculaire dans les gaz	107
Figure 3- 9 : Coefficient de diffusion (S) en fonction du produit ka	110
Figure 3- 10 : Effet du rayon des particules (a) et de la longueur d'onde sonore (λ) sur la diffusion	111
Figure 3- 11 : Types de diffusion dans un écoulement dispersé	113
Figure 3- 12 : Système de coordonnées sphériques utilisé	120

Figure A- 1 : Champ acoustique théorique d'un transducteur.	140
Figure A- 2 : Structure des interférences du champ ultrasonore près du transducteur.	140
Figure A- 3 : Répartition de la pression acoustique dans les plans perpendiculaires à l'axe du faisceau.	141
Figure A- 4 : Répartition de la pression dans un plan perpendiculaire au faisceau - Angle de divergence.	142
Figure A- 5 : Profil du champ acoustique théorique, en émission / réception, d'un transducteur.	143
Figure A- 6 : Directivité d'un transducteur.	144
Figure A- 7 : Croquis qualitatif de la directivité des transducteurs en conduite. Influence des lobes secondaires.	144
Figure B- 1 : Disposition des capteurs autour de la section de conduite.	145
Figure B- 2 : Axes dans la section droite.	146
Figure B- 3 : Angle d'inclinaison par rapport à l'axe de la conduite.	146
Figure B- 4 : Configuration d'orientation N°1.	147
Figure B- 5 : Configuration d'orientation N°2.	147
Figure B- 6 : Configuration d'orientation N°3.	148
Figure B- 7 : Comparaison « théorie-mesures » sur l'atténuation angulaire.	150
Figures B- 8 à B-15 : Mesures d'atténuation angulaire pour les différentes configurations.	151
Figure D- 1 : Définition de l'angle solide.	160
Figure D- 2 : Evolution de la pression acoustique le long de l'axe de propagation du faisceau ultrasonore.	162
Figure D- 3 : Vérification de la linéarité entre la tension du signal et la pression acoustique.	162

Page intentionnellement blanche

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2- 1 : Nombre d'inconnues en fonction du nombre d'équations (résolution transversale).	40
Tableau 2- 2 : Nombre d'inconnues en fonction du nombre d'équations (résolution axiale).	45
Tableau 2- 3 : Comparaison du taux de dissymétrie calculé à partir des profils axiaux reconstruits.	56
Tableau 2- 4 : Mesure de temps de parcours « aller » et « retour » sur les différents trajets ultrasonores.	62
Tableau 2- 5 : Caractéristiques mesurées des écoulements giratoires.	72
Tableau 3- 1 : Nomenclature des suspensions.	78
Tableau 3- 2 : Paramètres de la formule 3-47 ([70]).	97
Tableau 3- 3 : Vitesse du son dans une série homologue à 20°C ([72]).	99
Tableau 3- 4 : Paramètres intervenant dans la formule de Schaaffs ([73]).	99
Tableau 3- 5 : Coefficients d'absorption pour l'air et pour le méthane à 20°C.	106
Tableau 3- 6 : Fréquences de résonance d'une goutte d'eau à 15°C ([24]).	112
Tableau C- 1 : Caractéristiques thermophysiques de l'air et de l'eau à 15°C et à $1,013 \cdot 10^5$ Pa.	157
Tableau C- 2 : Evolution des caractéristiques du pentane (hydrocarbure liquide) à 15°C avec la pression.	158
Tableau C- 3 : Evolution des caractéristiques du gaz naturel H à 15°C avec la pression.	158

Page intentionnellement blanche

INTRODUCTION

De nos jours, le gaz naturel représente environ 20% des ressources naturelles d'énergie consommées dans le monde entier. Bien que cette source d'énergie soit non renouvelable, elle représente une des solutions d'avenir en raison de réserves mondiales plus importantes que le pétrole.

Du site de sa production jusqu'au lieu de son utilisation industrielle ou domestique, le gaz est transporté par écoulement dans un réseau complexe de conduites. En différents points du réseau de transport et de distribution, il est nécessaire de connaître la masse de gaz s'écoulant par unité de temps. Cette quantité, le débit massique, doit être mesurée avec une précision variant avec la raison du contrôle.

Par ordre croissant de précision recherchée, la mesure de débit peut être réalisée :

- pour la gestion du réservoir d'un puits d'exploitation de façon à optimiser la production du champ au cours de sa vie,
- pour la répartition de la production des puits satellites raccordés à une même plate-forme de traitement (séparation des phases condensats-eau-gaz) entre différentes compagnies exploitantes,
- pour le contrôle fiscal des taxes payées au pays propriétaire du champ d'exploitation,
- pour le comptage commercial au passage (avant et après) des frontières sur les conduites de transport international.

A tous les niveaux, une mesure de débit obtenue avec des incertitudes plus petites et des coûts d'investissement et de maintenance moins élevés conduit à des économies importantes.

Ce travail de thèse s'inscrit donc dans le contexte général de l'amélioration du comptage du gaz en conduite. Les performances intéressantes des débitmètres à ultrasons, qui sont de plus en plus utilisés dans l'industrie du gaz, nous ont amenées à développer des techniques basées sur cette technologie pour deux applications différentes : la première est la caractérisation d'un écoulement de gaz sec en réseau de distribution, et la seconde est la caractérisation d'un écoulement de gaz humide situé bien plus en amont, à savoir au niveau des puits de production.

Aspect « gaz sec »

Depuis plus de quinze ans, le DMAE (Département des Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique) du centre de l'ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales) à Toulouse mène en collaboration avec Gaz de France et Gaz du Sud-Ouest des études visant à réduire l'incertitude de mesure du débit dans des postes de détente-comptage sur le réseau de distribution gazier.

Le problème qui se pose est le suivant : un débitmètre, quel qu'il soit, compte avec précision lorsqu'il est utilisé dans des conditions d'écoulement proches de celles dans lequel il a été calibré ; ces conditions correspondant à un écoulement pleinement développé (obtenues par exemple en aval d'une conduite de longueur importante, c'est-à-dire dès que le profil de vitesse n'évolue ni dans le temps, ni dans l'espace) ne sont quasiment jamais respectées dans les installations d'un poste de détente-comptage.

Par conséquent, la démarche des études entreprises par l'ONERA consiste à reproduire des écoulements dans des configurations géométriques de conduite proches de celles se trouvant sur site de comptage, puis à mesurer l'influence directe des perturbations du profil de vitesse induites sur la mesure du débit.

Pour des écoulements relativement « simples », il est possible de déterminer des lois générales d'évolution des paramètres perturbateurs comme la dissymétrie du profil de vitesse axial ou la rotation de l'écoulement. Mais dans d'autres cas, comme en aval d'un coude où les perturbations de l'écoulement sont tridimensionnelles, l'écoulement résultant reste difficile à prévoir. Il est donc important de développer des systèmes de mesure capables de diagnostiquer le profil de vitesse présent au niveau du débitmètre dans des conditions réelles d'exploitation (i.e., pour des vitesses de 1 à 30 m.s⁻¹, pour

des pressions de 1 à 70 bars et des températures de -20 à 50°C). Une fois que ces informations sur la vitesse sont connues, plusieurs solutions sont envisageables : soit de prédire l'erreur commise par le débitmètre et de lui imposer un facteur correcteur, soit de recommander un dimensionnement différent des installations, soit enfin, de positionner des conditionneurs d'écoulement en amont du débitmètre. Ainsi l'utilisation d'un de ces « remèdes » a pour objectif d'améliorer la précision de comptage.

Les nombreux avantages (non intrusif, grande dynamique, étalonnage et maintenance réduits) des débitmètres à ultrasons, ont permis ces dernières années un développement considérable de cette technologie dans le domaine de transport du gaz et des hydrocarbures. Le travail effectué dans le cadre de la thèse de J. Demolis [1] a permis de déterminer, par tomographie ultrasonore, les composantes transversales (radiales et tangentielles) de la vitesse d'un gaz sec dans toute une section de conduite.

Le premier objectif de la présente thèse est de poursuivre ce travail en étendant la méthode et le dispositif existants à la mesure des trois composantes de la vitesse d'un gaz sec dans toute une section de conduite. Ces informations permettraient de caractériser l'ensemble des perturbations de la vitesse d'écoulement de gaz en conduite afin d'améliorer la précision de comptage.

Aspect « gaz humide »

La seconde application de ce travail a été menée conjointement à un projet réunissant depuis 1997, TOTAL-FINA-ELF, Gaz de France et l'ONERA, et constitue une utilisation innovante de la technique ultrasonore, mise en place dans le cadre de cette thèse. Cette étude se situe dans un cadre concernant, comme pour la première application, les écoulements de gaz, mais cette fois-ci en rapport à la production du gaz à partir des réservoirs souterrains naturels ou de stockage. Le gaz présent dans un réservoir naturel à des pressions variables (jusqu'à 700 bars ou plus pour des gisements à haute pression) est ensuite ramené à la surface (à une pression de l'ordre de 50 à 200 bars) pour être ensuite traité et évacué. Au cours de cette phase de détente, des phénomènes de condensation se produisent et il apparaît une phase liquide formée de condensats et d'eau (gouttelettes, films,...). Le comptage précis de ce mélange de gaz humide (« wet gas » en anglais) et de condensats à des fins contractuelles (fiscalité, allocation...) nécessite de séparer préalablement les deux phases. L'utilisation de séparateurs spécifiques induit des coûts importants pour les développements classiques et a fortiori pour les nouveaux développements (fortes pressions, co-processing, installations sous-marines...).

Une alternative pour réduire les investissements, associés à l'utilisation par chaque compagnie exploitante de séparateurs de phase spécifique à chaque puits de production, consiste à partager un séparateur unique. Dans ce cas, la répartition entre les compagnies exploitantes des différents puits nécessite un comptage précis (mieux que le 1%), en sortie de puits et avant séparation. Simultanément à la mesure d'un débit global apparent, la mesure de la fraction de liquide contenue dans le gaz permet de corriger ce dernier par des facteurs correctifs appelés lois de corrélation, afin d'obtenir les débits exacts des phases liquides et gazeuses. De nombreux travaux ont été réalisés dans ce domaine, mais les corrections apportées restent empiriques et ne permettent pas d'atteindre la précision de comptage requise pour le comptage transactionnel (exactitude de 1%).

Quelle que soit la technique retenue, il est donc nécessaire de réaliser en parallèle une mesure de titre, c'est à dire de mesurer la proportion de liquide dans le gaz. Pour cela, différentes techniques existent, mais la précision obtenue n'est pas suffisante. D'autre part, des simulations numériques réalisées à l'ONERA-DMAE [51], au moyen du code MSD, ont montré l'influence du diamètre des gouttes de l'écoulement dispersé sur les lois de corrélation, permettant de corriger les débits apparents mesurés au moyen d'un débitmètre à venturi.

Par conséquent, afin de prendre en compte ces deux paramètres (fraction liquide et taille des gouttes) pour améliorer la précision de comptage en gaz humide, nous proposons de mettre au point une technique ultrasonore innovante permettant de mesurer simultanément le titre moyen et la taille moyenne des gouttes portées par le gaz dans une section de conduite.

Le premier chapitre de ce rapport est un état de l'art des applications basées sur des techniques

ultrasonores. Après un bref historique ainsi que des généralités sur les ultrasons, nous montrons par le biais d'une étude bibliographique l'intérêt de leur utilisation dans le but de caractériser un écoulement monophasique ou multiphasique en terme de mesure de débit, mais aussi pour déterminer des grandeurs telles que la masse volumique, la température ou la concentration en particules.

Le second chapitre est consacré à la reconstruction du profil de vitesse tridimensionnel d'un écoulement de gaz sec (par opposition au gaz humide) en conduite cylindrique par tomographie ultrasonore. Le principe de la tomographie est présenté de manière théorique et générale. La tomographie est réalisée en deux phases distinctes : tout d'abord, un ensemble de données caractéristiques d'une grandeur est mesuré dans une section d'étude ; ensuite, la tomographie consiste à reconstituer la grandeur dans cette section à l'aide d'une transformée de Radon. Cette méthode peut être appliquée dans différents procédés qui sont recensés. Parmi ceux-ci, l'exemple certainement le plus connu est le scanner médical.

Dans notre cas et de manière plus générale en mécanique des fluides, c'est la détermination des trois composantes de la vitesse dans toute une section de conduite, qui nous intéresse. Les travaux antérieurs effectués sur ce sujet au sein du même département DMAE de l'ONERA sont rappelés. Une méthode de mesure d'un temps de vol d'une onde ultrasonore a été développée, et l'exploitation d'un certain nombre de ces temps à travers un écoulement à l'aide d'un algorithme de reconstruction permet de connaître la vitesse du fluide en différents points de la section d'étude. La validation de ce système a permis de déterminer les composantes transversales de la vitesse d'un écoulement giratoire (c'est-à-dire une rotation en bloc de l'écoulement dans la conduite) en chacun des points du maillage cartésien de la section.

Durant cette thèse, le travail a consisté à adapter l'algorithme existant et à concevoir une nouvelle manchette de mesure afin d'étendre la tomographie ultrasonore à la reconstruction des trois composantes de la vitesse. Nous avons d'abord effectué une étude sur l'influence du type de maillage sur la qualité de la reconstruction. Ensuite, un dispositif de mesure complémentaire à celui permettant de déterminer l'écoulement transversal a été conçu et fabriqué. Le système complet de tomographie a été validé sur des écoulements d'air en conduite de type pleinement développé, sur des écoulements présentant une dissymétrie du profil de vitesse axial et sur des écoulements giratoires de différentes intensités. La plage des vitesses étudiée est comprise entre 3 et 15 m.s⁻¹ (ce qui correspond à des nombres de Reynolds relatifs au diamètre de la conduite allant de 20000 à 100000).

Le dernier chapitre concerne l'application de techniques ultrasonores pour caractériser un écoulement constitué de deux phases dont l'une est sous forme dispersée (c'est-à-dire, dans le cas général, une suspension de particules ou de bulles). Après avoir défini les écoulements diphasiques et les techniques de mesure recensées dans la littérature, il était important d'étudier théoriquement la propagation des ondes ultrasonores à travers un gaz, un liquide et un milieu diphasique dispersé. Cette étude nous a permis de mettre en évidence deux modèles de propagation dans un milieu dispersé : le modèle de diffusion basé sur une approche acoustique et le modèle à deux fluides basé sur une approche globale.

Ces modèles sont comparés et analysés dans le cas où la phase dispersée se présente sous forme de gouttes liquides et la phase continue est un gaz, se rapprochant ainsi d'un gaz humide. Il est montré que la fréquence des ultrasons, la taille et la concentration des gouttes sont des paramètres influents sur les caractéristiques de la propagation (vitesse du son et coefficient d'absorption des ultrasons).

L'utilisation des modèles théoriques laisse envisager la possibilité de déterminer la taille et la concentration des gouttes d'un écoulement de gaz humide dans une section de conduite cylindrique à partir de la mesure de la vitesse du son et du coefficient d'absorption des ultrasons à travers le milieu diphasique.

La réalisation de tests expérimentaux sur des écoulements calibrés en faisant varier la taille des gouttes, le titre liquide ou la fréquence des ultrasons permet d'effectuer une première validation des modèles de propagation en écoulement de gaz humide. Les résultats obtenus permettent de définir des perspectives précises pour mesurer la fraction de liquide et le diamètre moyen des gouttes contenues dans la phase gazeuse au moyen de la technique ultrasonore.

Page intentionnellement blanche

1. ETAT DE L'ART DE LA DEBITMETRIE ULTRASONORE

1.1 Les ultrasons

1.1.1 Introduction

Le son est une forme d'énergie qui se transmet à travers la matière par vibrations mécaniques. Par conséquent, le son peut se propager à travers les gaz, les liquides et les solides.

Les ultrasons sont des sons pour lesquels la fréquence de vibration est trop élevée pour être audible par l'oreille humaine. La limite d'audibilité est d'environ 20000 cycles par seconde mais varie d'un individu à l'autre. Il est habituel de définir les ultrasons comme des sons de fréquences supérieures à 20000 cycles par seconde. L'unité du Système International étant le hertz, cette limite ultrasonore est de 20000 Hertz (Hz) ou 20 kilohertz (kHz). Les ultrasons possèdent toutes les propriétés générales des ondes élastiques, et ils n'en ont point de spécifiques. Leur propagation se caractérise essentiellement par la vitesse ou célérité des ondes (traduisant la dispersion) et l'atténuation (traduisant l'absorption) par le milieu traversé. Ces propriétés sont étudiées en détail pour les gaz et les liquides au paragraphe 3.2.1.

Après un bref rappel sur l'histoire des ultrasons, l'émission et la réception des ultrasons sont abordées. Les diverses applications des ultrasons sont ensuite présentées.

1.1.2 Historique

L'histoire des ultrasons constitue une partie de l'histoire de l'acoustique. La première référence bibliographique d'une étude scientifique sur la musique est probablement l'œuvre de Pythagore, qui, au 6^{ème} siècle avant J.C., découvrit qu'entre deux cordes identiques tendues et d'inégales longueurs, c'est la plus courte qui émettait une note plus haute ; et si une corde est deux fois plus longue que l'autre, leur niveau sonore diffère d'une octave. Cependant, l'utilisation d'instruments de musique fonctionnant sur ce principe date de plusieurs siècles avant Pythagore.

Une autre importante contribution à la science de l'acoustique est la publication décrivant l'observation par Galilée en 1638 qu'un niveau sonore est associé à une vibration. A la même époque, un moine franciscain nommé Mersenne fut en fait le premier à mesurer la fréquence d'une longue corde vibrante et à calculer la fréquence de cordes plus courtes à partir d'observations.

Des avancées en acoustique se produisirent durant le 17^{ème} et le 18^{ème} siècles grâce aux travaux de physiciens et de mathématiciens : Newton (1642-1727), D'Alembert (1717-1783), Fourier (1768-1830). En 1877, Lord Rayleigh publia son fameux travail sur la « Théorie du Son » [2]. Ce fut une étape importante dans le développement de l'acoustique. Ces recherches furent menées avec une instrumentation rudimentaire comparée aux standards actuels, mais la plupart des traités résultant de son travail est toujours valide aujourd'hui.

Deux découvertes du 19^{ème} siècle se révélèrent primordiales dans le développement des méthodes de génération et de détection de l'énergie ultrasonore. La première, la magnétostriction fut trouvée par Joule dans un papier publié en 1847. C'est la déformation mécanique d'un matériau ferromagnétique qui accompagne son aimantation. La seconde, la piézo-électricité fut découverte par les frères Curie en 1880. Le phénomène piézo-électrique existe naturellement dans certains cristaux dont le plus connu reste le quartz et est défini par la capacité qu'ont ces cristaux à se charger électriquement lorsqu'une contrainte mécanique leur est imposée. Cet effet est communément utilisé pour détecter les signaux ultrasonores. A l'inverse, si une tension est imposée à leurs faces, ils se contractent ou se dilatent suivant le sens du champ électrique ce qui représente une méthode pour générer de l'énergie ultrasonore.

Les ultrasons comme branche spécifique de l'acoustique débutèrent avec l'étude sous-marine du son. Lorsque les sous-marins devinrent une menace pour les Alliés pendant la 1^{ère} Guerre Mondiale, Wood et Gerrard en Angleterre, et Langevin en France eurent pour mission de développer des méthodes

de détection des vaisseaux ennemis. Langevin fut le premier à suggérer l'utilisation de récepteurs piézo-électriques. Wood mit au point le premier hydrophone directionnel pour localiser les sous-marins. Lors de leurs investigations, ces chercheurs observèrent que de petits animaux marins pouvaient être blessés ou même tués par un champ ultrasonore intense. Par conséquent, ils conduisirent des expériences intéressantes avec les ultrasons à forte intensité en complément de leurs études sur la propagation du son dans l'eau.

Depuis 1940, l'intérêt dans les ultrasons n'a fait que s'accroître. Les développements rapides dans d'autres technologies, telles que l'électronique ou les céramiques piézo-électriques, ont rendu possible la mise au point de systèmes ultrasonores pour des applications domestiques, industrielles ou militaires.

1.1.3 Emission et réception

Un émetteur d'ultrasons est un instrument conçu pour générer la perturbation d'où émane l'énergie ultrasonore. Il existe plusieurs types de transducteur capable de générer des ultrasons à partir d'une autre forme d'énergie. Souvent, le même transducteur est aussi capable de convertir les ultrasons en une autre forme d'énergie. Les moyens sont également divers : un sifflet (lame biseautée excitée au moyen d'un jet de fluide), une sirène (jet de fluide interrompu par un dispositif tournant), une céramique piézo-électrique, un piston déformé par magnétostriction, une membrane mise en vibration de manière électromagnétique, ou toute sorte d'élément mécanique mis en résonance.

Les transducteurs piézo-électriques sont les plus utilisés car ils peuvent fonctionner sur toute la plage des fréquences ultrasonores. La plupart des autres transducteurs (magnétostrictifs, capacitifs, ou électromagnétiques) a des applications plus limitées avec souvent des fréquences jusqu'à seulement quelques centaines de kilohertz. L'énergie dans laquelle sont transformés, ou à partir de laquelle sont générés les ultrasons est généralement l'électricité.

Un récepteur (ou détecteur) d'ultrasons est un appareil permettant de détecter des vibrations à des fréquences ultrasonores. Il a la même fonction que l'oreille humaine recevant le signal et le transformant en une autre forme d'énergie qui peut être ensuite traitée et analysée. Les microphones sont les récepteurs les plus utilisés.

1.1.4 Applications des ultrasons

Les ultrasons ont, d'ores et déjà, donné naissance à des applications si nombreuses que leur liste exigerait plusieurs pages ; de plus, il a été observé que le nombre de ces applications s'est considérablement développé [3].

L'arsenal des moyens que les ultrasons mettent à la disposition des ingénieurs et des chercheurs est en effet d'une richesse exceptionnelle. Son efficacité est la résultante d'une série de propriétés remarquables : étendue du spectre (15 octaves), aptitude à transporter des énergies élevées, sensibilité aux milieux traversés, facilité de génération et de détection, polyvalence des interactions, etc.

1.1.4.1 Applications à faible intensité

Nous abordons dans cette partie les applications des ultrasons lorsque l'intensité des signaux est relativement faible (i.e. lorsque les ultrasons traversent un milieu sans perturber ces propriétés de manière significative). Un certain nombre de méthodes est recensé de manière non exhaustive [4]. Afin de caractériser un milieu quelconque, les techniques de mesure sont effectuées généralement soit par transmission des ondes à travers ce milieu, soit par réflexion de ces ondes par une interface ou soit par diffraction. Les grandeurs acoustiques caractéristiques du milieu sont la vitesse de propagation des ondes, l'impédance acoustique (produit de la masse volumique et de la vitesse du son – cf. § 3.2.1.3.2) et l'intensité (ou l'amplitude de la pression) ultrasonore.

Les applications concernant la caractérisation des écoulements constituent un domaine important. On distingue les méthodes actives de mesure du débit d'un gaz ou d'un liquide par temps de transit, par effet Doppler ou par détection du détachement tourbillonnaire, des méthodes passives pour lesquelles un

contrôle en amplitude ou en fréquence du bruit permet par exemple de détecter des fuites d'un écoulement dans une conduite. Les applications de ces méthodes se trouvent principalement en débitmétrie des écoulements en conduite, mais aussi dans le milieu médical pour indiquer le débit de sang par effet Doppler ou les mouvements d'organes internes comme le cœur. Les techniques liées à la débitmétrie sont détaillées dans le paragraphe 1.2.

Les ultrasons sont utilisés également pour déterminer la température d'un milieu. Ces thermomètres ultrasonores sont conçus pour répondre à la dépendance en température de la vitesse du son du milieu étudié.

Il est possible de déterminer la masse volumique d'un gaz ou d'un liquide à partir de la corrélation entre leur vitesse du son et leur masse volumique. Sur le même principe, la porosité et la densité d'un matériau solide peuvent être mesurées. De plus, en étudiant la vitesse de propagation des différentes ondes se propageant dans un solide (ondes longitudinales, transversales, de Rayleigh, etc.), la théorie de l'élasticité permet de connaître ses propriétés élastiques (module d'Young et coefficient de Poisson).

Une autre application est la détection d'interface. Au passage entre deux milieux de masses volumiques et de vitesses du son (donc d'impédances acoustiques) différentes, seule une partie de l'énergie des ondes ultrasonores est transmise, l'autre partie étant réfléchi. La mesure du temps de propagation de l'écho du signal émis donne une information sur la distance à laquelle se trouve l'interface. Cette technique a engendré de nombreuses applications dont la mesure de niveaux de liquide dans un réservoir, la détection d'objet dans un gaz (alarme) ou dans un liquide (sonar).

La détection d'interface peut être considérée comme une partie du domaine du contrôle non destructif par ultrasons (NDT pour Non Destructive Testing en anglais). Cependant, ce domaine qui représente un vaste secteur industriel est surtout constitué d'applications visant à contrôler la qualité d'un matériau solide. En effet, des tests ultrasonores basés sur l'impulsion d'ondes longitudinales à des fréquences de plusieurs Mégahertz dans un matériau permettent de détecter des défauts, des fissures, ou des inclusions. Des améliorations au niveau des transducteurs et du traitement du signal associé ont entraîné un grand succès de ces techniques [5]. Les modifications de la vitesse de propagation et de l'atténuation des ultrasons par les inhomogénéités présentes dans le milieu traversé sont directement liées à la structure du milieu. C'est ainsi qu'à partir de données issues d'un contrôle non destructif par ultrasons, on peut aussi mesurer la taille de grains dans un métal.

Un autre secteur a beaucoup contribué à la réussite du contrôle non destructif par ultrasons : le diagnostic médical. Le mode par transmission est utilisé pour déterminer la densité des tissus du corps humain par l'intermédiaire de la mesure de l'absorption des ultrasons. Le plus bel exemple d'applications disponible de nos jours est le scanner. Cet appareil d'imagerie médicale est basé sur le principe de la tomographie (cf. § 2.2.1.1, p.22). Le chapitre 2 fait l'objet d'une étude sur l'application de la tomographie ultrasonore permettant de reconstruire le profil de vitesse d'un écoulement en conduite.

A partir de ces applications de spectroscopie acoustique, diverses extensions ont vu le jour. Par exemple, un dispositif commercial a été mis au point pour déterminer la concentration et la taille de particules dans un milieu de type émulsion ou suspension de particules solides dans un liquide [6].

1.1.4.2 Applications à forte intensité

A plus forte intensité, les ultrasons jouent un rôle actif sur le milieu traversé. Les effets d'une synergie résonance-intensité sont souvent spectaculaires et ont reçu de nombreuses applications pratiques.

Pour les liquides, le phénomène central est la cavitation. Elle se produit dans des conditions bien différentes de celles de l'hydraulique et pour des dépressions très inférieures à celles qui seraient nécessaires pour surmonter la cohésion du liquide : on admet qu'il existe dans le liquide des microdomaines fragiles (« germes de cavitation »), qui ne peuvent être constitués que par des bulles de gaz ou de vapeur accrochées aux aspérités de particules en suspension ou subsistant isolément (et, dans ce cas, créées par exemple par un rayonnement de haute énergie). Ces petites bulles sont mises en pulsation par le champ ultrasonore, auquel elles empruntent ainsi de l'énergie. Aux surpressions oscillatoires faibles, les bulles grossissent et montent à la surface (effet de dégazage du liquide) ; pour

une intensité plus forte, on a une suspension stable de bulles, et, si celles-ci entrent en résonance, il se produit un bruit. Enfin, à des pressions encore plus fortes, les bulles sont instables et « s'effondrent » en restituant leur énergie sous forme d'ondes de choc. D'importants effets mécaniques et thermiques considérables peuvent se produire (surpression de l'ordre de 1000 atm, échauffements de l'ordre de 10000 degrés). Maintenu dans les limites convenables, l'érosion permet de nettoyer et de décaper des solides immergés, des suspensions et des émulsions stables peuvent se former (mercure dans l'eau par exemple), des réactions chimiques sont favorisées, des modifications de liaisons moléculaires produites (polymérisation, dépolymérisation).

Un autre phénomène engendré par un champ ultrasonore intense est la pulvérisation d'un liquide. Des atomiseurs basés sur ce principe sont commercialisés comme le générateur de brouillard utilisé au chapitre 3.

Pour les solides, c'est la mobilisation par vibration et l'échauffement qui sont les principales sources d'action des ultrasons ; mentionnons le décapage des pellicules d'oxydes et l'usinage par ultrasons, qui utilisent la vibration de particules abrasives. La soudure s'obtient par échauffement ou par diffusion moléculaire et permet d'assembler des matériaux réputés non soudables entre eux. Dans la matière vivante, les ultrasons produisent des effets de massage et de diathermie utilisables en thérapeutique.

1.2 Application à la caractérisation d'un écoulement

Dans cette thèse, les ultrasons constituent un moyen pour caractériser un écoulement en conduite. La mesure de certaines de leurs propriétés (vitesse de propagation, absorption) permet de connaître les caractéristiques du milieu traversé sans le perturber. Ces applications imposent une puissance faible du champ ultrasonore considéré. Ce type d'onde rend le milieu « transparent » à son passage, mais ceci ne signifie pas que l'interaction entre le son et l'écoulement est inexistante. L'interaction est même forte dans le sens où on peut observer une grande sensibilité des appareils de mesure ultrasonore au bruit de l'écoulement ainsi qu'une atténuation importante des ondes.

Nous présentons différentes techniques ultrasonores qui donnent accès aux valeurs de paramètres de l'écoulement comme le débit, la masse volumique ou la température dans le cas d'écoulement monophasique. Ensuite, nous montrerons que ces techniques permettent de mesurer sous certaines conditions les mêmes paramètres dans le cas d'écoulement multiphasique. Mais il est également possible de déterminer à partir de mesures ultrasonores des grandeurs annexes de l'écoulement multiphasique comme l'épaisseur d'un film liquide, la concentration ou la taille de particules ou de bulles.

Même si les techniques sont décrites sous leur aspect général, nous portons plus d'intérêt à leurs applications concernant un écoulement de gaz (monophasique) ou de gaz humide (diphase).

1.2.1 Détermination de la vitesse d'un écoulement monophasique

1.2.1.1 Evolution des débitmètres à ultrasons

La technique de comptage du débit par ultrasons est connue depuis 1928, mais elle n'a pu être exploitée que 40 ans après dans le secteur industriel grâce aux progrès considérables effectués dans les domaines de l'électronique et du numérique [7]. Les premiers appareils sont apparus dans les années 60 et cette technologie n'a cessé de se développer depuis là.

Avec les progrès dans le domaine des transistors à la fin des années 50 et des circuits intégrés à la fin des années 60, la taille de l'électronique associée au compteur à ultrasons s'est considérablement réduite tandis qu'au même moment, les capacités de mesures s'amélioraient de façon spectaculaire. Les constructeurs mirent l'accent sur des considérations autres qu'électronique comme l'aspect transmission par exemple.

De nombreuses améliorations ont été effectuées sur les compteurs au niveau de la configuration des

trajets acoustiques et de leur disposition sur la section de conduite dans le cas du débitmètre à temps de transit (qui est largement le plus utilisé pour la mesure de débit en conduite), au niveau de l'orientation des capteurs et de la divergence des faisceaux ultrasonores dans le cas du débitmètre à effet Doppler, ou au niveau de la forme de l'obstacle inséré dans la conduite pour générer un détachement tourbillonnaire dans le cas du débitmètre à vortex. Ces trois types de débitmètre à ultrasons que l'on vient de citer sont présentés dans la partie suivante. Il faut noter que ce sont les trois principaux débitmètres utilisés, mais il en existe d'autres dont la plupart sont des variantes de ceux-ci. Par exemple, la méthode par intercorrélation est abordée dans le paragraphe 2.2.2.2 car elle correspond à une mesure particulière de temps de transit.

1.2.1.2 Les différents types de débitmètre à ultrasons

1.2.1.2.1 Débitmètre à temps de transit

Le débitmètre à temps de transit est basé sur le mécanisme d'advection d'une onde ultrasonore par l'écoulement. Comme illustré sur la *figure 1-1*, une onde issue d'un transducteur (a) se dirigeant vers un transducteur (b) à travers et dans le sens de l'écoulement est accélérée par ce dernier, alors que l'onde émise par le transducteur (b) dans le sens inverse est ralentie. La ligne droite (ab) est appelée chemin ou corde ultrasonore.

Notons que la paire de capteurs émetteur-récepteur en vis-à-vis est inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe de la conduite.

Ainsi, le temps de vol (appelé aussi temps de transit, ou encore temps de parcours) t_{ab} mesuré dans la direction aval est donné par :

$$t_{ab} = \int_a^b \frac{ds}{c + \vec{V} \cdot \vec{e}} \quad 1-1$$

tandis que celui mesuré dans la direction amont t_{ba} s'écrit sous la forme :

$$t_{ba} = \int_a^b \frac{ds}{c - \vec{V} \cdot \vec{e}} \quad 1-2$$

où c est la vitesse ou célérité du son dans le fluide en écoulement, \vec{V} le vecteur vitesse local du fluide et \vec{e} le vecteur unitaire tangent au faisceau ultrasonore (les quantités $c + \vec{V} \cdot \vec{e}$ et $c - \vec{V} \cdot \vec{e}$ correspondent aux vitesses de propagation des ondes ultrasonores allant de (a) vers (b) et de (b) vers (a)).

Or, en supposant que la vitesse de l'écoulement est uniforme tout le long du chemin acoustique et égale à une vitesse moyenne V_m , ces deux expressions peuvent se ramener à :

$$t_{ab} = \frac{d}{c + V_m \cdot \cos \theta} \quad 1-3$$

$$t_{ba} = \frac{d}{c - V_m \cdot \cos \theta} \quad 1-4$$

Ainsi, en soustrayant l'inverse des relations 1-3 et 1-4 et en notant d la distance séparant les deux capteurs, on aboutit à la vitesse moyenne (notée V_m) du fluide sur la corde ultrasonore (ab) :

$$V_m = \frac{d}{2 \cos \theta} \frac{(t_{ba} - t_{ab})}{t_{ab} \cdot t_{ba}} \quad 1-5$$

Ce débitmètre à ultrasons mesure donc la vitesse moyenne d'un fluide en conduite à partir de la

mesure des temps de transit t_{ab} et t_{ba} d'une onde ultrasonore entre deux capteurs (a) et (b). Les différentes méthodes de mesure de ces temps et l'appareillage électronique associé sont présentés au paragraphe 2.2.2.4.

Il est important de noter que la relation 1-5 n'est valable que lorsque les capteurs sont strictement affleurants à l'écoulement. Dans le cas de la *figure 1-1*, en utilisant la formule 1-5, on peut atteindre jusqu'à 20% d'erreurs sur la détermination de la vitesse moyenne V_m . Dans sa thèse, P. Brassier démontre l'influence des cavités [7].

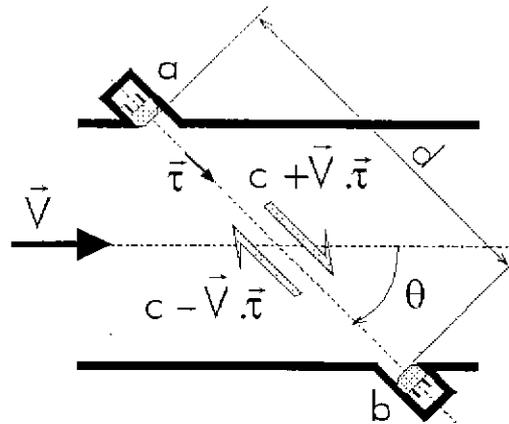


Figure 1- 1 : Schéma d'un débitmètre à ultrasons à temps de transit

Dans le cas où le fluide est un gaz, les transducteurs sont directement en contact avec le fluide. Par contre, l'application avec les liquides permet de les positionner à l'extérieur de la conduite (méthode dite « clamp-on »). La principale explication à la difficulté d'effectuer des mesures de temps de transit dans un gaz en « clamp-on » est liée à la différence d'impédance acoustique entre le gaz et le matériau solide composant les parois de la conduite.

Les capteurs sont inclinés par rapport à l'axe de la conduite pour tenir compte au mieux de l'influence de la vitesse de l'écoulement sur les temps de transit. Plus les cordes ultrasonores sont longues, meilleure est la précision de la mesure des temps de transit. Par conséquent, l'angle θ d'inclinaison du chemin ultrasonore par rapport à l'axe de la conduite doit être le plus petit possible. Cependant, des problèmes mécaniques limitent la fabrication de débitmètre avec un angle trop petit, et dans le cas des gaz, la forte atténuation des ultrasons rend la mesure délicate lorsqu'on éloigne trop les capteurs. L'angle est en général proche de 45° et sa réduction n'est nécessaire que dans le cas de conduites de section droite de petite dimension [8]. L'atténuation des ultrasons étant beaucoup plus importante dans les gaz que dans les liquides pour une même fréquence, les compteurs à gaz fonctionnent typiquement à des fréquences dans la gamme de 40 à 200 kHz comparées à des fréquences de l'ordre du mégahertz pour les liquides.

Pour déterminer le débit volumique de fluide dans la conduite, la vitesse moyenne V_m du fluide le long de la corde calculée à partir de mesures de temps de vol (relation 1-5) doit être multipliée par l'aire de la section droite de conduite au niveau du débitmètre et par un facteur de calibration ou facteur correcteur k_{US} . Ce facteur est relié à la vitesse moyenne V_m et à la vitesse débitante $V_{déb.}$ de l'écoulement (définie par le rapport entre le débit volumique Q_v et la surface de la section droite de conduite S) :

$$Q_v = k_{US} \cdot S \cdot V_m$$

$$\text{avec } V_{déb.} = k_{US} \cdot V_m \quad 1-6$$

Le facteur correcteur dépend du nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la conduite. Lorsque nous considérons un profil de vitesse non perturbé (par exemple, dans la situation où le fluide s'écoule

dans une longue conduite droite), k_{US} prend la valeur de 0,75 si le nombre de Reynolds est inférieur à 2000 (écoulement laminaire), de 0,93 si le Reynolds est de l'ordre de 10^4 et de 0,96 si le Reynolds est de l'ordre de 10^7 . Pour un écoulement fortement turbulent, il peut même atteindre 0,995 [9]. Ces valeurs sont déterminées pour un chemin ultrasonore passant par l'axe de la conduite. On s'aperçoit donc que le facteur k_{US} est fortement dépendant du nombre de Reynolds ; par contre, dans le cas où un chemin différent est choisi, alors il est beaucoup moins dépendant (aussi bien en laminaire qu'en turbulent).

Un des avantages des débitmètres à temps de transit est que la mesure de débit est indépendante de la nature et des propriétés du fluide. De plus, la détermination des temps de transit aller et retour sur une même corde permettent de calculer la vitesse du son dans le fluide connaissant la distance exacte séparant les transducteurs (relation 1-7 déduite des relations 1-3 et 1-4).

$$c = \frac{d}{2} \frac{(t_{ba} + t_{ab})}{t_{ab} \cdot t_{ba}} \quad 1-7$$

Sur site industriel, une vérification de la vitesse du son déterminée de cette manière par rapport à la vitesse du son calculée à partir d'une mesure de densité (pour une composition connue) du milieu constitue souvent un test de validité de la mesure de débit.

1.2.1.2.2 Débitmètre à effet Doppler

Cette classe de débitmètre utilise le principe du décalage en fréquence qui se produit quand une source ultrasonore se déplace par rapport au récepteur (effet Doppler). Un phénomène identique existe en optique. La méthode s'applique aux fluides (gaz ou liquides) chargés de particules en suspension ou aux liquides contenant des bulles de gaz car, dans ces cas, les inclusions véhiculées par l'écoulement porteur jouent le rôle de la source en mouvement à condition qu'elles soient « sonorisées » (c'est-à-dire qu'elles passent à travers le faisceau ultrasonore). Ce principe est illustré sur la *figure 1-2*. Une sonde ultrasonore émet un signal de fréquence f à l'intérieur de la conduite. Les particules véhiculées par l'écoulement porteur réfléchissent une partie de ce signal vers une sonde réceptrice. La fréquence du signal reçu diffère par effet Doppler de celle du signal émis d'une valeur Δf , fonction de la vitesse des réflecteurs et de l'angle d'orientation θ des sondes, selon la relation :

$$\Delta f = \frac{2 f V \cos \theta}{c} \quad 1-8$$

La vitesse du fluide V est calculée d'après la mesure de la différence de fréquence Δf à condition de connaître la vitesse du son dans le fluide. La relation 1-8 n'est précise que lorsque Δf est très petit devant f .

Le transducteur émetteur qui fonctionne généralement à une fréquence de l'ordre du mégahertz et le transducteur récepteur sont inclinés typiquement à 45° par rapport à la direction de l'écoulement. Les faisceaux acoustiques d'émission et de réception doivent s'intercepter, et le volume d'intersection est appelé la fenêtre d'information sur l'écoulement. Par conséquent, seules les particules passant dans cette fenêtre sont « interrogées » par le débitmètre Doppler.

Le décalage en fréquence dû à l'effet Doppler est d'environ quelques centaines de Hertz. Sur la *figure 1-2*, les deux transducteurs sont orientés vers l'aval ; si ils étaient orientés vers l'amont, l'effet Doppler seraient le même mais il y aurait une augmentation en fréquence à la place d'une baisse.

Généralement, un débitmètre à effet Doppler détermine des vitesses d'écoulement avec une moins bonne précision qu'un débitmètre à temps de transit. La qualité de la pénétration du faisceau de réception dans la conduite (lequel détecte les particules) permet de définir la fenêtre d'information et de tenir compte du profil de vitesse. Mais le faisceau ne pénètre jamais sur tout le diamètre de la conduite [8].

La plupart des compteurs à effet Doppler que l'on peut trouver dans le commerce sont limités à

l'utilisation avec des liquides. Malgré cette restriction, ils ont des applications avec une large variété de liquides : des liquides quasiment purs à des liquides à bulles ou à des suspensions. La matière constituant les inclusions réfléchissantes doit avoir une impédance acoustique la plus différente possible de celle du liquide. Ces inclusions doivent être de taille entre 30 et 100 μm (la longueur d'onde des ultrasons étant très grande en comparaison) et avec une concentration de 100 ppm (parts per million, c'est à dire que 1 ppm est égal à 10^{-6} m^3 de particules par m^3 de mélange). Si le liquide ne contient que très peu de particules, il est possible de prévoir une meilleure réflexion des signaux en augmentant la fréquence ultrasonore.

Les applications dans les gaz sont moins nombreuses. La majeure difficulté rencontrée lors de l'utilisation de débitmètres à effet Doppler avec les gaz est que la fréquence ultrasonore doit être faible afin de minimiser l'atténuation (de l'ordre de 40 kHz) ; ceci a tendance à générer un faisceau divergent qui rend encore plus délicate la disposition de la fenêtre d'information sur l'écoulement. Des débitmètres Doppler sont commercialisés, mais dans des applications pour lesquelles leur fonction est de mesurer la vitesse des particules transportées dans les conduites et non la vitesse du gaz porteur qui est différente (convoyage de poudres).

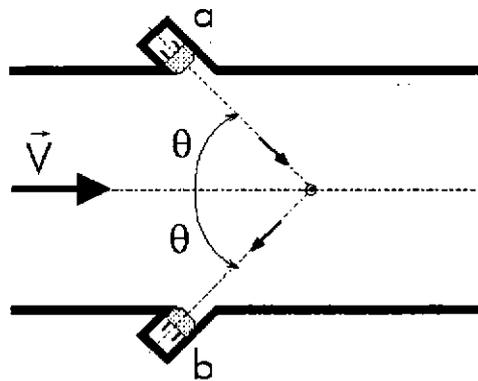


Figure 1- 2 : Schéma d'un débitmètre à effet Doppler.

1.2.1.2.3 Débitmètre à effet vortex

Le principe de la mesure du débitmètre à vortex (ou à tourbillons) consiste à détecter la fréquence de détachement des tourbillons qui, pour un obstacle de géométrie donnée, est proportionnelle à la vitesse de l'écoulement (figure 1-3). Si il en est question ici, c'est parce que la détection des tourbillons peut être effectuée à l'aide d'une technique ultrasonore.

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 60 (Reynolds relatif à la dimension caractéristique l de l'obstacle), des études fondamentales ont montré que des tourbillons libres entraînés par l'écoulement se formaient continuellement à partir d'un filet fluide voisin de la surface de l'obstacle. Ces tourbillons sont arrangés de manière stable et alternée constituant une formation appelée sillage tourbillonnaire de von Kármán [10].

La forme du corps placé dans l'écoulement ne doit pas être profilée de manière à ce qu'elle ne défavorise pas la génération des structures tourbillonnaires. Cette forme influence beaucoup l'intensité des tourbillons.

La fréquence de détachement des tourbillons (notée f_v) dépend de la vitesse de l'écoulement (V), d'une dimension caractéristique de l'obstacle (l) et du nombre de Strouhal (S_T) :

$$f_v = \frac{S_T V}{l}$$

1- 9

Le nombre de Strouhal dépend du nombre de Reynolds. Pour un cylindre dont l'axe est placé

perpendiculairement à l'axe de la conduite, le nombre de Strouhal est constant pour des nombres de Reynolds compris entre 10^4 et 10^6 . Sa valeur chute très vite pour $Re < 10^4$ et augmente rapidement pour $Re > 10^6$. Ce type de débitmètre n'est donc linéaire que dans la gamme de nombres de Reynolds où le nombre de Strouhal est constant. Pour un cylindre, la valeur de S_T dans cette gamme est de 0,207 [8]. Ainsi, d'après la relation 1-9, une tige cylindrique de 6 mm de diamètre génère des tourbillons à une fréquence f_v de 200 Hz lorsque la vitesse de l'écoulement est de 6 m.s^{-1} .

Une caractéristique importante de la mesure de débit par vortex est que la fréquence de détachement est indépendante des propriétés du fluide (pourvu que la valeur du nombre Strouhal reste constante). Ainsi, en première approximation, un compteur à vortex ne demande aucun étalonnage en changeant de fluides.

Il y a différentes méthodes pour déterminer la fréquence de détachement tourbillonnaire f_v dont celle faisant appel aux ultrasons. Dans la plupart des compteurs ultrasonores à vortex, cette fréquence est déterminée de telle sorte que les tourbillons passent à travers un faisceau à ondes ultrasonores continues. Chaque paire de tourbillons entraîne un cycle de modulation en amplitude détecté au niveau du signal de réception (figure 1-3).

Pour les gaz, une configuration où les transducteurs sont en contact avec le fluide est nécessaire et leur fréquence de travail est classiquement de 150 kHz.

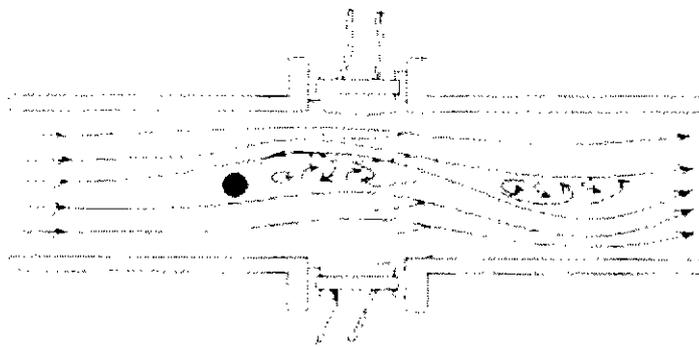


Figure 1-3 : Schéma d'un débitmètre à vortex par ultrasons (d'après [4]).

1.2.1.3 Les débitmètres « multicordes »

Alors que la configuration la plus simple des débitmètres à temps de transit, avec un seul trajet passant par le centre de la conduite, démontrait déjà de bonnes performances, la multiplication du nombre de cordes a permis d'installer les compteurs à ultrasons dans des configurations géométriques de conduite (en aval d'un coude, d'une jonction de deux conduites, etc.) perturbant fortement l'écoulement sans altérer la précision de ces compteurs.

Le passage à plusieurs cordes, donnant l'appellation « multicorde » à ces compteurs, a tout d'abord été développé dans le domaine des débitmètres liquides. En 1971, un débitmètre à 5 cordes a été mis au point [11]. Ce n'est que plus tard, au début des années 90, que ce procédé a été adopté pour la mesure de débits gazeux. A partir de 1994, un important projet international associant six compagnies gazières et un constructeur de débitmètres (« Ultraflow ») a permis d'étudier les effets des installations sur la précision d'un débitmètre multicorde à ultrasons [12]. Plus récemment, un rapport publié par l'AGA (American Gas Association) répertorie les conditions d'installation et de fonctionnement requises pour effectuer une mesure précise de débit avec un compteur à ultrasons multicorde [13].

1.2.1.3.1 Principe du débitmètre « multicorde »

L'intérêt de placer plusieurs paires de transducteurs autour de la conduite est de tenir compte plus précisément du profil de vitesse. Certaines configurations de compteurs utilisent la réflexion des faisceaux sur les parois de la conduite pour augmenter la longueur des cordes ultrasonores. Un exemple de

débitmètre « multicorde » à réflexion est représenté sur la *figure 1-4*. Chacune des trois paires de capteurs permet d'être le plus sensible possible au profil de vitesse dans un plan de la conduite passant par son axe. En ce qui concerne la position et l'orientation des capteurs, celle-ci n'est pas le fruit du hasard. En effet, connaissant a priori la forme générale du profil de vitesse dans des conditions non perturbées, il est possible, en utilisant des techniques d'intégration, d'optimiser la position et les poids appliqués à la mesure de chaque corde [14]. Ces poids étant connus, on calcule, de la même manière que pour le débitmètre à une corde, la vitesse moyenne estimée sur chaque corde (relation 1-6). La vitesse moyenne est obtenue à partir de la somme des vitesses V_{m_i} de chacune des Z cordes pondérées par les poids respectifs ω_i :

$$V_m = \sum_{i=1}^Z \omega_i \cdot V_{m_i} \quad 1-10$$

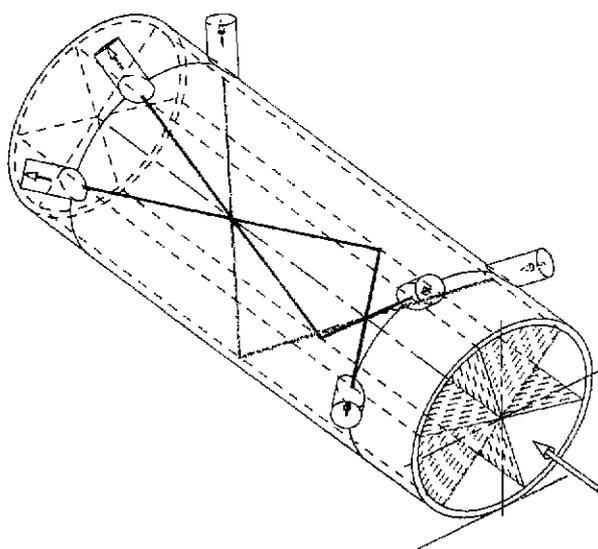


Figure 1-4 : Schéma d'un débitmètre « multicorde » ultrasonore.

1.2.1.3.2 Influence du profil de vitesse

Dans des conditions d'écoulement de gaz non perturbé, des essais à hautes pressions montrent de meilleures performances pour les débitmètres multicordes que pour ceux à une corde lorsqu'il y a variation du nombre de Reynolds [11]. La multiplication du nombre de trajets sonores dans la conduite réduit surtout l'influence des perturbations du profil de vitesse, mais sans l'éliminer complètement. Par le passé, plusieurs travaux ont été réalisés pour analyser l'influence des conditions d'écoulement sur la précision de comptage d'un débitmètre à ultrasons.

Dans le cadre du projet « Ultraflow », deux études ont été menées dans le cas d'écoulements de gaz à différentes pressions en conduite portant sur la réponse de débitmètres multicordes, placés à proximité d'un élément de conduite générant une perturbation d'écoulement [12] [15]. Les configurations étudiées sont un coude à 90° (qui génère une dissymétrie du profil axial de vitesse), deux coudes à 90° non coplanaires en série, avec et sans demi-plaque intermédiaire (générant une rotation en bloc de l'écoulement, la demi-plaque permettant de l'intensifier) et une vanne de détente (engendrant de fortes fluctuations de pression). L'influence de l'orientation du débitmètre vis à vis de la perturbation a également été étudiée.

Ces essais montrent que pour une configuration donnée, l'erreur dépend du type de débitmètre.

On note que les écarts les plus importants sont obtenus en présence d'une rotation de l'écoulement. L'orientation du compteur a une répercussion non négligeable sur l'erreur de mesure. Les essais réalisés à proximité d'une vanne ont mis en évidence une possible interaction entre le bruit généré par la détente et le signal émis par le capteur qui empêche toute mesure de débit au delà d'un certain rapport de pression [16]. Une étude récente montre qu'une augmentation de rugosité de la conduite en amont du débitmètre peut diminuer sensiblement ses performances [17].

Une approche différente du problème est présentée par Hilgenstock et al [18]. Ils couplent les résultats de simulations numériques d'écoulement (avec le code Fluent) au passage d'une perturbation comme un coude à un calcul de propagation d'une onde sonore. Le programme résultant, appelé Kalibra, prédit l'erreur induite sur un compteur à ultrasons. Cette approche permet de faire varier, dans l'analyse, l'implantation des émetteurs et des récepteurs, leur nombre et la nature de l'écoulement afin de déterminer la configuration optimale.

Zanker [19] adopte une approche analytique pour examiner les effets de la rotation, de l'asymétrie, de la rugosité des parois et du nombre de Reynolds sur des débitmètres ultrasonores monocorde et multicorde. A partir de profils théoriques d'écoulements perturbés (se rapprochant le plus possible de la réalité), il calcule les intégrales des relations 1-1 et 1-2 afin de déterminer le facteur correctif k_{US} dans des conditions non perturbées (loi en puissance) et perturbées. Il montre que le fait d'utiliser un compteur à 4 cordes avec une méthode d'intégration de Gauss-Jacobi pour calculer les coefficients pondérateurs ω donne les meilleurs résultats.

1.2.2 Détermination des caractéristiques d'un écoulement multiphasique

1.2.2.1 Mesure d'un débit par ultrasons en écoulement multiphasique

Dans cette partie, nous nous intéressons aux performances des compteurs à ultrasons en écoulement de gaz humide (i.e., avec une assez faible quantité de liquide présente dans le gaz), ces débitmètres fonctionnant correctement en gaz sec. Le débitmètre à effet Doppler ne peut être utilisé de façon satisfaisante pour de tel écoulement diphasique. Par conséquent, parmi les trois types de débitmètres à ultrasons présentés au paragraphe 1.2.1.2, seul le comportement du débitmètre à temps de transit et du débitmètre à vortex en gaz humide sont abordés. Les autres compteurs que ceux basés sur la technologie des ultrasons et capables de mesurer un débit en gaz humide sont décrits au paragraphe 3.1.2.1 (p.81).

1.2.2.1.1 Débitmètres à temps de transit

La plupart des publications sur les débitmètres à ultrasons testés en gaz humide concerne la méthode à différence de temps de transit. En effet, l'utilisation de ces débitmètres est en forte progression depuis une dizaine d'années dans l'industrie du gaz. Et, comme la production de gaz de type hydrocarbure à partir des réservoirs souterrains naturels ou de stockage s'accompagne de phénomènes de condensation qui donnent naissance à une phase liquide (condensats d'hydrocarbures), de nombreuses études ont consisté à vérifier les performances des débitmètres à ultrasons dans ces conditions.

En 1994, des tests ont été effectués dans des conditions d'écoulement air/eau à 70 bar en conduite horizontale au laboratoire du NEL pour des fractions de débit volumique liquide (définition au § 3.1.1.3, p.79) inférieures à 1%. Une campagne de mesures de débit a été menée en complément sur site d'exploitation au terminal de Bacton en Ecosse dans des conditions réelles d'écoulement diphasique, avec le même type de compteur à ultrasons avec quatre cordes disposées dans des plans horizontaux et dont la fréquence de travail est de 100 kHz [20]. Les fractions de liquide varient dans ce cas de 0 à 3%. Les compteurs sont calibrés en écoulement de gaz sec, les vitesses allant de 1 à 20 m.s⁻¹. L'erreur qui caractérise l'influence de la phase liquide correspond à la différence entre l'étalonnage en gaz sec et

l'indication du débitmètre en gaz humide divisé par le débit de référence.

Cette étude montre tout d'abord que les mesures de débit sont sous-estimées par les compteurs lorsqu'il y a présence de liquide dans l'écoulement gazeux. Ces erreurs de comptage ont tendance à augmenter avec la quantité de liquide, et elles sont plus importantes pour le cas air/eau que pour le cas gaz/condensats. Cet écart dans les erreurs est expliqué par les différences de viscosité et de tension superficielle des liquides utilisés. La disposition d'une des quatre cordes dans le plan horizontal le plus proche du bas de la conduite (à une distance de la paroi de 0,191 fois le rayon de la conduite sur le diamètre vertical) a montré que les mesures de temps de transit étaient impossibles à réaliser pour des fractions de liquide supérieures à 1,5%. Pour ces quantités de liquide, les capteurs sont complètement plongés dans le liquide en écoulement stratifié dans le bas de la conduite, et ces transducteurs fonctionnant correctement dans le gaz (même humide avec la phase liquide seulement sous forme de brouillard) sont inutilisables dans le liquide. Par contre, les trois autres cordes horizontales donnent des résultats satisfaisants.

En fait, cette étude s'est poursuivie dans le cadre d'une partie du projet « Ultraflow » déjà cité auparavant visant à produire un débitmètre multicorde utilisable en gaz humide avec une précision de 1% pour des fractions de débit volumique liquide inférieures à 0,1%. Ce taux d'humidité correspond typiquement aux conditions rencontrées en aval des séparateurs primaires. Ce projet a donné lieu à de nouvelles publications avec des résultats plus précis [21].

Il est montré que le régime d'écoulement influence directement l'erreur de comptage. Pour des écoulements de type « annulaire dispersé » (cf. § 3.1.1.1, p.75), l'erreur est directement proportionnelle à la fraction de débit volumique de liquide jusqu'à 1% de liquide. La constante de proportionnalité augmente lentement jusqu'à 2% de liquide. Pour des écoulements stratifiés, l'erreur augmente plus rapidement que le taux d'injection de liquide. Dans ce régime d'écoulement, l'erreur augmente rapidement avec une constante de proportionnalité de 4,5. Le débitmètre à ultrasons fonctionne avec des fractions de débit volumique liquide de 4%, mais avec une précision dégradée.

Plus récemment, des recherches menées par Lunde et al. [22] ont consisté à étudier théoriquement et expérimentalement les sources d'incertitudes d'un débitmètre à ultrasons en gaz humide, ainsi que l'influence du gaz humide (gouttelettes liquides, film liquide en paroi, etc.) sur le champ ultrasonore émis et sur la résistance chimique des transducteurs.

Les sources d'incertitude supplémentaires par rapport à la mesure en gaz sec sont diverses. L'incertitude sur l'aire de section droite de conduite occupée par la phase gazeuse est déterminée par l'incertitude sur la mesure de la fraction de débit volumique liquide. La possibilité de formation d'un film liquide sur le transducteur causant un « pont acoustique » entre le transducteur et le corps en acier du débitmètre peut provoquer une erreur supplémentaire. Le rapport signal sur bruit est réduit par l'excès d'atténuation des ultrasons engendré par les gouttelettes et le liquide présent sur la face des transducteurs. Ce liquide déposé sur la partie active des transducteurs entraîne un décalage dans les temps de transit mesurés et peut influencer la directivité des capteurs. Enfin, comme nous l'avons déjà noté, il est possible dans certains cas qu'il se produise une défaillance d'une corde due à l'inondation d'un capteur.

Au chapitre 3, l'influence des caractéristiques d'un milieu diphasique dispersé sur la propagation des ultrasons est abordée en développant des modèles théoriques. Des mesures de temps de transit à travers un écoulement de gaz humide sont mises en œuvre pour valider ces modèles.

1.2.2.1.2 Débitmètres à effet vortex

Le comportement des débitmètres à effet vortex en écoulement diphasique a été étudié par plusieurs auteurs mais pour d'importantes quantités de liquide [23].

A notre connaissance, seul Washington [23] a réalisé des expériences en gaz humide sur un puits de production et en laboratoire, avec des débitmètres à tourbillons placés sur des conduites verticales ou horizontales. Sur site, les fractions de débit volumique liquide sont estimées à des valeurs inférieures à 2,3% et inférieures à 0,05% en laboratoire. En présence d'une phase liquide, le débitmètre à tourbillons surcompte (c'est à dire que le débit est surévalué) et le facteur multiplicatif correcteur dépend du débit de

gaz. Ceci peut s'expliquer en considérant la section de passage du liquide et du gaz dans la conduite. Le débitmètre à vortex est un appareil permettant de mesurer une vitesse. On peut supposer que le surcomptage provient d'une augmentation de la vitesse du gaz, qui correspond à une réduction de la section de passage pour le gaz en raison de la présence de la phase liquide. Le blocage est minimum lorsque les deux phases ont la même vitesse. Ceci correspond à un maximum de section de passage pour le gaz. En réalité, un glissement existe entre les deux phases : la vitesse du liquide est plus faible que celle du gaz. Ceci peut conduire à une accumulation de liquide dans la conduite, qui se traduit par une diminution de la section de passage pour le gaz. Par conséquent, la vitesse du gaz augmente plus vite que le rapport des débits liquide/gaz. Les résultats de Washington montrent que le débitmètre à effet vortex est sensible, de façon non prévisible, à la vitesse de glissement entre les phases. Les essais réalisés en conduite verticale ou en présence d'un by-pass d'évacuation du liquide dans le voisinage du débitmètre en conduite horizontale, n'ont permis d'établir des corrélations entre le débit de gaz et les caractéristiques du mélange diphasique [23].

1.2.2.2 Mesure de caractéristiques annexes

Notons tout d'abord que les débitmètres à ultrasons étudiés précédemment ne donnent que la vitesse de l'écoulement (et donc seulement le débit volumique du fluide). Or, ce qui est recherché est plutôt le débit massique. Il est donc nécessaire pour le déterminer de connaître d'autres paramètres. Il existe d'autres applications permettant de mesurer certains de ces paramètres relatifs aux écoulements multiphasiques en conduite comme la concentration et la taille des particules dans un milieu dispersé, l'épaisseur d'un film liquide ou des propriétés thermodynamiques du milieu comme sa température, sa masse volumique et sa composition.

1.2.2.2.1 Concentration et taille des particules

Les mesures de temps de transit des ondes ultrasonores à travers un milieu diphasique dispersé permettent de déterminer la vitesse du son du milieu. Connaissant au préalable l'évolution de la vitesse du son dans le mélange avec la concentration du fluide sous forme dispersé (cf. § 3.2.1.2.4, p.96), il est alors possible de déterminer la concentration du milieu. Un grand nombre de travaux a été effectué sur ce sujet dans le cas de suspensions de particules solides dans un liquide, d'émulsions liquide-liquide [6].

De plus, ces mesures de vitesse du son (laquelle dépend aussi de la taille des particules) ainsi que des mesures de l'atténuation des signaux ultrasonores par transmission à travers le milieu diphasique donnent la possibilité de connaître aussi la taille moyenne des inclusions. Bensler a développé un système basé sur de telles mesures à plusieurs fréquences afin de déterminer à la fois l'aire volumique interfaciale, le taux de vide volumique (volume de gaz dans le mélange eau/air) et le diamètre moyen de Sauter des bulles d'un écoulement eau/air à bulles [24].

En ce qui concerne les dispersions de particules solides ou de gouttelettes liquides dans un gaz (aérosols), les observations expérimentales et la théorie sont en accord pour préciser que, plus la concentration en particules est importante, plus la vitesse du son dans la dispersion diminue [8]. Cependant, les applications ultrasonores pour ce type d'écoulement diphasique sont plutôt rares.

Le chapitre 3 de ce rapport de thèse est entièrement consacré à l'étude théorique et au développement d'une technique ultrasonore permettant de déterminer la proportion de liquide présent sous forme dispersée et la taille moyenne des gouttes dans un écoulement de gaz humide en conduite.

1.2.2.2.2 Film liquide

Comme cela a déjà été remarqué, dans les écoulements diphasiques gaz/liquide en conduite, pour une faible proportion de liquide et pour certaines valeurs des débits gazeux et liquide, le régime d'écoulement est dit annulaire (cf. § 3.1.1.1). Il y a alors formation d'un film liquide s'écoulant le long des parois de la conduite. Afin de connaître le débit de la phase liquide, il est nécessaire de mesurer la vitesse et l'épaisseur du film liquide. Si la mesure de vitesse du film reste difficile à effectuer par une technique ultrasonore, son épaisseur peut être déterminée à partir de la mesure de temps de transit de

l'écho d'une impulsion ultrasonore par l'interface liquide/gaz. Ces techniques sont couramment utilisées pour détecter une interface liquide/gaz mais au repos (par exemple, le niveau de liquide dans un réservoir). Plusieurs publications montrent qu'il est possible de mesurer aussi une épaisseur de film liquide en écoulement dans une conduite.

Kamei et al. [25] utilisent une technique par transmission/réflexion d'ondes ultrasonores. Les ultrasons sont générés par un transducteur piézo-électrique (ayant la double fonction d'émetteur et de récepteur) stimulé par burst de fréquence de 10 MHz tous les 10 kHz pour mesurer une épaisseur de film dans un écoulement air/eau dans une conduite verticale. Le transducteur est placé à l'extérieur de la conduite fabriquée en acrylique. Ils font varier les vitesses de l'air (de 10 à 30 m.s⁻¹) et du film liquide (de 0,01 à 0,07 m.s⁻¹). Les résultats obtenus par la technique ultrasonore vérifient bien qu'à un débit d'air constant, l'augmentation du débit d'eau entraîne un épaissement du film. Les mesures montrent aussi que pour un débit d'eau fixé, on a une diminution de l'épaisseur du film en augmentant le débit d'air. Pour les plages considérées de vitesses de l'air et du film liquide, l'épaisseur du film varie entre 150 et 250 µm. Ces mesures sont en bon accord avec celles effectuées dans les mêmes conditions avec une sonde de contact à aiguille. La précision de la mesure par ultrasons est estimée à 75 µm. Ces résultats proviennent de mesures moyennées dans le temps, mais la méthode laisse également la possibilité de connaître l'évolution dans le temps de cette épaisseur. Les auteurs caractérisent même le régime d'écoulement du film en déterminant la longueur d'onde des ondes à la surface du film.

Benjamin et al. [26] suivent une procédure expérimentale assez proche mais avec l'utilisation d'une impulsion ultrasonore de 500 kHz émise par un transducteur fixé à l'extérieur de la conduite en Plexiglass. Des tests effectués au préalable ont permis de valider la technique sur des films liquides statiques. Dans ce cas, une précision de 1% sur la mesure est atteinte. Cependant, dans le cas où la vitesse du film est non nulle, cette précision qui est certainement détériorée, n'est pas mentionnée dans l'article. Dans les configurations d'écoulement étudiées, les films sont de 1,5 à 3 mm d'épaisseur.

Des travaux intéressants ont été menés sur ce sujet par Gopal et Jepson [27]. Ils développent un système capable de mesurer des films en écoulement de l'ordre de 100 µm. Malheureusement, en dehors de la définition des objectifs, ils ne précisent ni les conditions exactes des expérimentations, ni l'instrumentation ultrasonore utilisée. Ils mettent quand même en avant quelques difficultés rencontrées lors des mesures. Les réflexions multiples des ultrasons dans la conduite et les bulles de gaz entraînées par le film liquide (pour des débits de gaz importants) perturbent beaucoup le signal ultrasonore de réception et rendent difficile son analyse.

1.2.2.2.3 Propriétés thermodynamiques

- *Mesure de température*

Généralement, la vitesse du son d'un milieu fluide quelconque varie de manière nette avec la température. Par exemple, cette évolution est en racine carrée pour un gaz. En effet, il n'est pas rare que le coefficient de variation dc/dT soit égal à plusieurs m.s⁻¹.°C⁻¹. Par conséquent, si la vitesse du son peut être déterminée avec une précision de 1 m.s⁻¹, alors, en principe, il serait possible de déterminer la température avec une précision inférieure à une fraction de degré Celsius. Malgré ces tendances, la mesure de la température par ultrasons n'est pas commune. Tout d'abord, ces performances ne peuvent être réalisées que sous des conditions idéales. Ensuite, les capteurs à ultrasons ne peuvent pas être compétitifs économiquement et en terme de commodité avec les thermocouples ou les thermomètres à résistance. Néanmoins, les capteurs ultrasonores peuvent résoudre les problèmes de mesure de température, grâce à leurs qualités de résistance et de non-intrusivité dans certaines applications comme dans les chambres de combustion ou dans les réacteurs nucléaires [8].

- *Mesure de masse volumique*

Comme pour le paramètre température, la vitesse du son est modifiée par les changements de masse volumique d'un milieu.

Si le fluide considéré est un mélange de deux composants (et pas seulement dans le cas où le

mélange est composé d'une phase continue et d'une phase dispersée) où la nature de chacun des composants est connue, alors leur proportion peut être souvent déduite de la vitesse du son dans le fluide.

Une autre approche est de déterminer l'impédance acoustique Z_o (à partir de méthodes par réflexion des ultrasons [4]) pour calculer la masse volumique ρ en utilisant la relation $\rho = Z_o / c$, la vitesse du son c étant mesurée par exemple par le principe du débitmètre à temps de transit (relation 1-7). Cette approche est plutôt utilisée pour les liquides.

Pour les gaz, la méthode ultrasonore souvent adoptée pour déterminer la masse volumique est de calculer la masse molaire à partir de la mesure de la vitesse du son en se servant de la relation 3-42 dans des conditions de gaz parfait ou de la relation 3-43 pour des gaz à hautes pressions (cf. § 3.2.1.2.3, p.93). Il est cependant nécessaire de connaître la pression et la température du milieu à l'aide de capteurs indépendants (dont le principe de mesure est habituellement basé sur une autre technologie que celle des ultrasons). Lorsque la mesure de masse volumique est effectuée grâce aux temps de transit d'un débitmètre à ultrasons, ce débitmètre qui mesure initialement un débit volumique devient en supplément un densitomètre, et donc aussi un appareil complet de mesure du débit massique.

- *Composition d'un mélange gazeux*

Une application intéressante des ultrasons est liée au phénomène de relaxation moléculaire se produisant dans les gaz polyatomiques (§ 3.2.1.3.1, p.103). Un travail de recherche récent montre qu'il est possible d'identifier les différents gaz purs présents dans un mélange gazeux en employant des techniques de transmission des ultrasons avec des transducteurs capacitifs à large bande fréquentielle (50 kHz à 1 MHz). Chaque gaz pur possède une fréquence de relaxation particulière se situant dans la gamme ultrasonore. Pour cette fréquence, le coefficient d'absorption des ultrasons est maximum. Sur le spectre fréquentiel des mesures d'amplitude des signaux ultrasonores à travers un mélange gazeux, apparaissent des pics permettant de détecter les différents gaz purs ; l'intensité des pics est directement liée à la proportion de chaque gaz. Les résultats de ce travail ont démontré que dans un mélange de trois hydrocarbures sous forme de gaz (méthane, éthane et propane), il est possible de déterminer la proportion relative de chaque gaz pour d'assez faibles proportions d'éthane et de propane avec une précision de 0,5%. Cette méthode permet de connaître la valeur calorifique d'un mélange de gaz et laisse envisager de réelles possibilités pour le développement de la chromatographie ultrasonore [28]. Remarquons que l'identification des composants d'un mélange gazeux par ultrasons n'est faisable, pour l'instant, qu'au niveau de cellules conçues à cet effet, et non directement à travers d'un écoulement en conduite. Ce dernier point, s'il était réalisé, permettrait d'obtenir « en ligne », sans prélèvement et de manière non intrusive les propriétés énergétiques d'un débit de gaz quelconque.

1.3 Conclusion

Les nombreuses publications traitant des applications basées sur l'utilisation des ultrasons dans des domaines scientifiques ou industriels très divers montrent un certain intérêt pour cette technologie.

Grâce aux progrès récents dans l'électronique et dans la fabrication de transducteurs performants, les techniques ultrasonores sont de plus en plus précises.

Pour des puissances acoustiques relativement faibles, ces techniques donnent la possibilité de contrôler un milieu sans le perturber. Comme nous nous intéressons plus particulièrement à un milieu fluide en écoulement, la recherche bibliographique a été affinée. C'est ainsi que l'on s'est aperçu de la place importante des débitmètres à ultrasons pour mesurer un débit de liquide ou de gaz.

Depuis une dizaine d'années, ces compteurs sont beaucoup utilisés dans l'industrie du gaz car ils représentent une bonne alternative aux débitmètres à diaphragme ou à turbine.

Suite à ces performances, de nouvelles applications basées sur leur principe ont vu le jour. Le travail présenté dans le chapitre 2 et consacré à la reconstruction du profil de vitesse d'un écoulement de gaz en conduite par tomographie ultrasonore en est l'illustration.

Lorsque le milieu en écoulement n'est plus monophasique, mais constitué de plusieurs phases

(comme, par exemple, un écoulement d'un brouillard de gouttelettes liquides dans un gaz), alors les performances des débitmètres à ultrasons sont diminuées. Cependant, les ultrasons ne permettent pas seulement de mesurer le débit d'un fluide. En effet, dans la littérature, des auteurs ont mis au point des dispositifs expérimentaux permettant de déterminer d'autres caractéristiques d'un écoulement monophasique ou multiphasique. Par exemple, la température, la densité ou même la composition du milieu étudié peuvent être mesurées par des techniques ultrasonores. Dans le cas où il existe des écoulements stratifiés par couches de fluides différents, il est également possible de déterminer l'épaisseur de ces couches par la détection de la position des interfaces. L'étude de la propagation des ondes ultrasonores dans le milieu qu'elles traversent donne des informations sur ce milieu ce qui laisse envisager de nouvelles applications.

Dans le chapitre 3 de cette thèse, une nouvelle application d'une de ces techniques ultrasonores consiste à la caractérisation d'un écoulement diphasique dispersé en terme de taille et de concentration de la phase dispersée.

2. RECONSTRUCTION DU PROFIL DE VITESSE TRIDIMENSIONNEL D'UN ECOULEMENT GAZEUX PAR TOMOGRAPHIE ULTRASONORE

2.1 Introduction

L'objectif de cette thèse est de développer et d'appliquer des techniques ultrasonores afin de caractériser les écoulements en conduite. La première application que nous allons aborder est l'étude de la tomographie ultrasonore pour reconstruire le profil de vitesse tridimensionnel d'un écoulement gazeux en conduite.

Rappelons brièvement le contexte de cette étude qui s'inscrit dans le cadre plus large de l'amélioration de la précision de comptage du gaz en conduite industrielle. En fait, quel que soit le débitmètre utilisé, cet appareil compte avec exactitude dans les conditions où il a été étalonné. Ces conditions portent sur le type d'écoulement imposé, et en général, correspondent à un écoulement pleinement développé que l'on obtient idéalement en aval d'une longueur droite équivalente à 30 fois le diamètre de la conduite. Cependant, sur site d'exploitation ou au niveau de postes de détente-comptage, il est très rarement possible de respecter cette longueur. Et pourtant, pour prédire les perturbations de l'écoulement qui engendrent des erreurs sur la mesure du débit qui ne sont pas maîtrisées, il est intéressant de connaître le profil de vitesse dans la section de conduite où est installé le débitmètre. Une meilleure caractérisation des perturbations du profil en terme d'intensité de rotation ou de dissymétrie pourrait réduire l'incertitude sur la mesure.

En 1998, une étude bibliographique a permis de recenser les systèmes de diagnostic de perturbations d'écoulement (Demolis et al., 1998 [29]). De ces différentes techniques, il a été choisi de développer la tomographie ultrasonore. Ses atouts résident essentiellement dans la possibilité d'obtenir des informations quantitatives ponctuelles dans toute une section de conduite, dans l'aspect non-intrusif de la mesure, dans l'absence d'ensemencement ou de parois transparentes (cas des mesures optiques), ou dans la compacité du système.

C'est ainsi qu'une première étude a permis de mettre au point un système de tomographie ultrasonore. Ce travail a été effectué durant la thèse de Demolis [1], lequel développa une méthode fiable de mesure d'un temps de vol des ultrasons entre deux capteurs et un algorithme itératif de reconstruction testé avec succès. La conception d'une manchette de mesure a permis de valider le dispositif expérimental de tomographie sur des écoulements d'air « giratoires calibrés » en reconstruisant les composantes transversales de la vitesse d'un écoulement dans une section droite de conduite.

Après avoir présenté la tomographie sous un aspect général avec ses différentes applications, les travaux antérieurs menés par J. Demolis au sein du laboratoire sont résumés.

La présente étude vient alors dans la continuité de ces travaux et a pour objectif d'étendre le système de tomographie ultrasonore à la troisième composante de la vitesse, c'est-à-dire la composante axiale. Le système deviendrait ainsi un dispositif expérimental complet de détermination du champ tridimensionnel dynamique d'un écoulement.

Une première partie a alors consisté à adapter les algorithmes de reconstruction prévus pour la reconstruction des composantes transversales et à montrer l'influence du type de maillage de la section de conduite sur la qualité de reconstruction de profils de vitesse axiaux théoriques.

La partie suivante décrit la conception d'une manchette de mesure complémentaire ainsi que des premiers tests de faisabilité sans écoulement.

Ensuite, les moyens expérimentaux qui ont permis de valider le tomographe ultrasonore sont présentés.

Enfin, nous exposons et analysons les résultats des campagnes de mesures de cette validation concernant la reconstruction d'écoulements d'air en conduite présentant des perturbations aussi bien sur les composantes transversales que sur la composante axiale de la vitesse.

2.2 Travaux antérieurs

2.2.1 La tomographie

On peut définir la tomographie comme étant la reconstitution d'une grandeur physique présente dans une section de mesure. Cette reconstitution se fait à l'aide de données (caractéristiques de la grandeur étudiée) qui sont déterminées par différentes méthodes de mesure.

2.2.1.1 Principe de la tomographie

Dans l'ensemble des publications concernant la tomographie, apparaît une notion primordiale : la ligne intégrale, formalisée par Radon en 1917 à l'aide de la transformée qui porte son nom [144].

Si f est une grandeur scalaire physique définie en tout point d'une surface plane de contrôle et si $L(l, \theta)$ est une droite caractérisée par sa distance l à l'origine et l'angle θ de sa normale à l'axe Ox (cf. figure 2-1), alors la transformée de Radon de cette grandeur f suivant la droite $L(l, \theta)$ est définie par l'intégrale suivante :

$$F(l, \theta) = \int_{L(l, \theta)} f(x, y) ds \quad 2-1$$

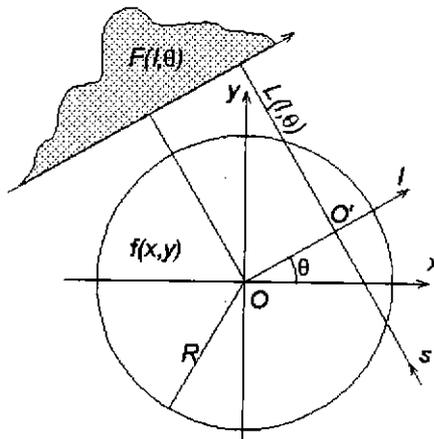


Figure 2-1 : Projection d'une grandeur scalaire.

En ramenant la surface de contrôle, par exemple à la section droite d'une conduite cylindrique, f peut être considérée comme nulle à l'extérieur de la circonférence. Ainsi, la relation 2-1 devient :

$$F(l, \theta) = \int_{-\sqrt{R^2 - l^2}}^{\sqrt{R^2 - l^2}} f(l \cos \theta - s \sin \theta, l \sin \theta + s \cos \theta) ds \quad 2-2$$

$F(l, \theta)$ est donc la projection de la grandeur f le long de la droite d'équation $L(l, \theta)$ où s est l'abscisse le long de cette droite. Physiquement, il est généralement plus aisé de mesurer la projection que la grandeur elle-même.

Par exemple, dans le cas du scanner médical, la grandeur physique à mesurer est la densité des tissus humains. Celle-ci n'est, bien sûr, pas directement accessible. Pour cela, c'est une grandeur intégrale (une projection de la densité) qui est analysée. Il s'agit, par exemple, de l'atténuation d'un faisceau de rayon X ([30], [31]) qui, suivant la composition du corps traversé, sera plus ou moins importante.

La transformée de Radon constitue un formalisme intéressant car son inverse est exprimable de

façon analytique :

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi \int_{-R}^R \frac{1}{x \cos \theta + y \sin \theta - l} \frac{\partial F(l, \theta)}{\partial l} dl d\theta \quad 2-3$$

La relation 2-3 suppose une grandeur f confinée dans une circonférence de rayon R .

La puissance de la tomographie réside en cette équation : de la connaissance d'un nombre suffisamment important de projections $F(l, \theta)$, il est possible de remonter à la grandeur physique initiale f .

Généralement, il existe deux types principaux de dispositifs de mesure afin de récolter les données physiques nécessaires à la reconstruction d'une grandeur. Le premier concerne les dispositifs à faisceaux parallèles, et le second, ceux à faisceaux divergents [1].

Le premier n'utilise qu'une seule source et qu'un seul récepteur qui se déplacent ensemble en translation (sur la *figure 2-1*, il s'agit de faire varier l) et en rotation (angle θ variable). La méthode est très longue étant donné le nombre de déplacements à effectuer, mais peut être ramenée seulement à des rotations en utilisant des barrettes d'émetteurs-récepteurs (*figure 2-2*).

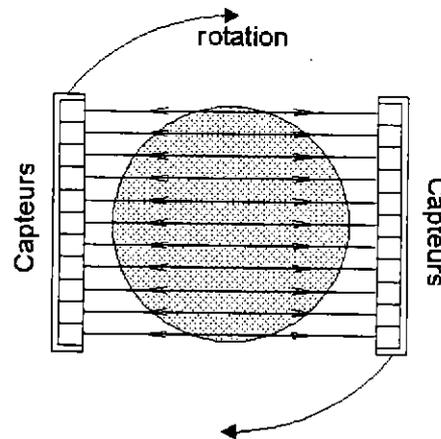


Figure 2-2 : Balayage parallèle d'une section.

La tomographie à faisceaux divergents, quant à elle, englobe trois variantes : la première est définie par une seule source attachée à un arc de cercle équipé de plusieurs détecteurs, l'ensemble étant pivotant ; la seconde est constituée d'une seule source pivotant à l'intérieur d'une circonférence de récepteurs fixes ; et la troisième est un demi-cercle d'émetteurs faisant face à un demi-cercle de récepteurs, le système restant fixe.

La première variante est donnée par la *figure 2-3* (qui peut être extrapolée aux deux autres en changeant les paramètres de nature, de positionnement et de nombre de capteurs) sur laquelle l'émetteur prend des positions successives (représentées par les « | ») régulièrement espacés sur une circonférence, tout en émettant vers une rangée de récepteurs (représentés par les « ■ »), eux aussi, régulièrement espacés. Le montage étant prévu pour la détermination de l'atténuation d'un rayon X, l'émetteur est toujours émetteur et les récepteurs ne changent pas de nature.

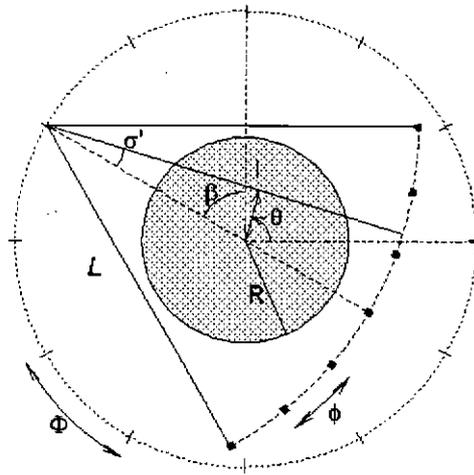


Figure 2- 3 : Balayage circulaire divergent, d'après Herman [31].

2.2.1.2 Les différents procédés par tomographie ultrasonore

2.2.1.2.1 Modes de perception des ultrasons

Les différents procédés par tomographie ultrasonore dépendent directement du mode choisi pour percevoir les ultrasons. Il existe trois modes qui, en pratique, sont souvent combinés.

Dans le cas où les données acquises par le système considéré sont obtenues par la mesure d'amplitude et/ou de temps de transit des ultrasons entre deux capteurs, alors la tomographie est effectuée par mode de *transmission*.

Si les mêmes grandeurs sont mesurées, mais en diffusion arrière en exploitant l'écho des ondes par une interface entre deux milieux de natures différentes, ce mode est alors appelé le mode par *réflexion*.

Le troisième mode est en relation avec les deux précédents. Dans le cas où le milieu étudié contiendrait des inhomogénéités qui peuvent être de différents types (particules, turbulence, forts gradients de vitesse ou de température) et dont la taille est comparable à la longueur d'onde des ultrasons, le phénomène de *diffraction* des ondes se produit. La diffraction est donc le dernier mode de perception des ultrasons. Dans ces conditions, on peut donc trouver des procédés tomographiques basés sur la diffraction en mode de transmission ou sur la diffraction en mode de réflexion (Hoyle, 1996 [32]).

Chaque mode opératoire exige d'utiliser des transducteurs avec des propriétés bien précises, mais surtout des algorithmes de reconstruction différents. En effet, lorsque la taille des inhomogénéités est très différente de la longueur d'onde des ultrasons, la diffraction pouvant être alors négligée, le trajet des ondes ultrasonores est effectué en ligne droite et l'algorithme de reconstruction de la grandeur physique recherchée est linéaire. Cet algorithme consiste, en fait, à inverser la relation 2-1 pour l'ensemble des projections mesurées. Lorsque la diffraction devient prépondérante, les trajets ne peuvent plus être supposés rectilignes. Il est nécessaire de déterminer la forme courbée des trajets et les variations de la vitesse de propagation et l'atténuation des ondes le long de ces trajets par la théorie des rayons de la géométrie acoustique [33]. Le problème devient non linéaire et sa résolution consiste à inverser l'équation d'onde.

2.2.1.2.2 Applications

Les différents modes de tomographie qui viennent d'être présentés sont utilisés pour reconstruire la distribution de diverses grandeurs physiques dans une section d'étude.

Une recherche bibliographique sur les procédés par tomographie ultrasonore ne révèle qu'un nombre réduit de travaux mais à travers un large spectre de techniques et d'applications.

L'interaction entre les ultrasons et la plupart des grandeurs calculées par tomographie ont été décrites dans le chapitre 1. Nous effectuons par la suite un recensement des publications les plus récentes concernant la tomographie ultrasonore.

- *Tomographie de la distribution de température*

Basé sur la relation entre la vitesse du son et la température, il est possible de déterminer le champ thermique d'un milieu balayé par un dispositif de faisceaux ultrasonores. Même si le milieu étudié est souvent constitué d'un objet solide avec prise en compte de la diffraction des ondes dans les algorithmes de reconstruction [34], quelques articles montrent la faisabilité de la tomographie pour reconstituer une cartographie de température dans un milieu fluide. Wright et al. [35] utilisent des transducteurs capacitifs fonctionnant à 500 kHz pour mesurer les temps de transit à travers de l'air chauffé par un fer à souder qui est orienté perpendiculairement au trajet acoustique. Le plan de tomographie est placé à 10 mm en dessous de la ligne définie par la corde. Comparées à des mesures par thermocouple, les températures reconstruites par tomographie sont obtenues avec une précision inférieure à 5% pour des températures entre 10 et 120°C. Les auteurs ne précisent pas la résolution spatiale de l'image du champ thermique calculé.

Une application récente de la tomographie consiste à étudier la perméabilité d'une mousse de polyuréthane en combustion lente. La mousse se trouve dans un tube vertical cylindrique. Il est supposé que la perméabilité du milieu poreux soit une fonction de l'absorption des ultrasons. Le plan de projection tomographique est défini par une section droite horizontale du tube où sont placées 8 paires de transducteurs, chaque paire formée de deux capteurs en vis-à-vis. Un système de déplacement permet de se positionner dans différents plans horizontaux. Les résultats de mesure par transmission mettent en évidence l'évolution temporelle du front de combustion et permettent l'étude des mécanismes de transition entre la combustion lente et avec flamme [36].

- *Tomographie de la phase discontinue dans les écoulements diphasiques*

Les ultrasons sont sensibles à la différence de densité dans un milieu hétérogène. L'étude de la composition d'un milieu par ultrasons a donc suscité beaucoup d'intérêt, surtout dans le domaine de l'imagerie médicale. Les avancées dans ce domaine ont engendré de nouvelles applications dont la reconstruction tomographique des distributions de densité dans les écoulements diphasiques. Wolf [37] a mis en œuvre un système expérimental permettant de déterminer la distribution spatiale de bulles de gaz dans une section droite d'un écoulement gaz/liquide. Le système utilise le mode de transmission. L'algorithme de reconstruction est basé sur les hypothèses suivantes : les ultrasons sont atténués sur des trajets en ligne droite, les bulles sont considérées comme opaques, et le diamètre des bulles est plus grand que la longueur d'onde des ultrasons. Les nombreuses projections associées au dispositif formé de 100 transducteurs piézo-électriques donnent une bonne résolution spatiale. Cependant, les résultats expérimentaux indiquent que le système n'est fiable que lorsque le débit de gaz est faible et lorsqu'il y a peu de bulles dans le liquide.

Un dispositif quasiment identique avec 36 transducteurs piézo-électriques fonctionnant à 2 MHz a été conçu pour identifier les régimes d'écoulement diphasique à partir d'une colonne à bulles en Plexiglass et en augmentant le débit gazeux [38]. Si des tests de reconstruction d'objets cylindriques plongés dans le liquide et simulant des bulles ont été concluants, les résultats obtenus après injection de gaz n'ont pas été satisfaisants. Les auteurs font remarquer en conclusion que de telles applications pour la tomographie ultrasonore ne peuvent donner de bons résultats que lors de tests de laboratoire, et des progrès techniques doivent être accomplis pour pouvoir les utiliser comme système performant dans l'industrie.

Une limitation importante de la tomographie ultrasonore pour reconstruire la distribution spatiale d'une phase dispersée dans une phase continue de densité différente est le compromis entre la taille des inhomogénéités et la longueur d'onde des ultrasons. En effet, pour que le procédé puisse permettre de détecter ces inhomogénéités, il faut que leur taille soit très grande par rapport à la longueur d'onde, ce qui réduit nettement le spectre des applications. L'étude des caractéristiques acoustiques d'un milieu diphasique est présentée dans les paragraphes 3.2.1.2.4 et 3.2.1.3.2.

- *Tomographie d'un champ de vecteurs*

Les applications des deux parties précédentes étaient limitées à des procédés visant à déterminer la distribution d'une grandeur scalaire dans une section d'étude. Des travaux ont été menés dans le but d'utiliser la tomographie pour obtenir une grandeur vectorielle dont les composantes sont bidimensionnelles ou par extension tridimensionnelles. Cette grandeur peut être le vecteur vitesse d'un écoulement. C'est dans ce cadre que nous étudions par la suite la tomographie, cette étude faisant l'objet du chapitre 2.

En 1977, les travaux de recherche de Johnson et al. [39] ont démontré théoriquement la possibilité de reconstruire le champ tridimensionnel de vitesse d'un écoulement en conduite cylindrique par le mode de transmission linéaire des ultrasons. Cette théorie est décrite dans le paragraphe suivant. Le principe de reconstruction a été validé expérimentalement seulement pour les composantes transversales de la vitesse d'un écoulement en rotation d'eau. En 1991, Braun et al. [40] ont publié des résultats similaires. Cependant, ils n'utilisent pas une distribution circulaire de capteurs autour de la conduite comme Johnson et al, mais une distribution à balayage parallèle d'une section (*figure 2-2*).

A notre connaissance, peu de travaux ont été conduits dans le but d'appliquer une méthode identique pour reconstruire le champ de vitesse d'un écoulement d'air en conduite. Néanmoins, adoptant le mode de transmission, Komiya et al. [41] ont mesuré par tomographie ultrasonore le profil de vitesse axial d'un écoulement d'air pour des vitesses de l'ordre de 1 m.s^{-1} en utilisant des transducteurs à 40 kHz.

Nous expliquerons dans les parties suivantes les contraintes limitant l'application des procédés par tomographie ultrasonore en terme de durée des mesures comparée au temps caractéristique de variation de la grandeur physique étudiée, en terme de conception des installations et des transducteurs et en terme de précision.

2.2.1.3 Application à la reconstruction du profil de vitesse tridimensionnel d'un écoulement

Parmi les différentes applications de la tomographie ultrasonore, et suite aux travaux préalablement effectués par Demolis [1], nous allons développer la reconstruction du profil de vitesse tridimensionnel d'un écoulement dans une section de conduite. Dans ce cas, la tomographie est étroitement liée au principe du débitmètre ultrasonore à temps de transit qui est schématisé sur la *figure 7-7*. En effet, le mode de perception des ultrasons est le même, à savoir par transmission le long de trajets acoustiques supposés rectilignes. De plus, à partir de l'expression des temps de transit le long d'un même trajet, nous montrerons qu'il est relativement simple d'aboutir à la forme de la transformée de Radon du vecteur vitesse projeté sur ce trajet ultrasonore, cette transformée correspondant à la différence de temps de transit.

Après avoir mis en équation le problème de base, le dispositif de mesure adopté pour mettre en œuvre la tomographie ultrasonore en conduite est décrit. Ensuite, il est montré que le problème de reconstruction des trois composantes de la vitesse peut être découplé en deux problèmes, l'un concernant les composantes transversales et l'autre la composante axiale.

2.2.1.3.1 Mise en équation du problème

Considérons un écoulement d'un fluide dans une conduite où le vecteur vitesse local est noté \vec{V} . D'après le paragraphe 1.2.1.2.1, les temps de transit aller et retour (appelés parfois temps de vol ou

temps de parcours) des ondes ultrasonores traversant l'écoulement entre deux capteurs (*a*) et (*b*) pouvant fonctionner aussi bien en émission qu'en réception s'expriment de la manière suivante :

$$t_{ab} = \int_a^b \frac{ds}{c + \vec{V} \cdot \vec{\tau}} \quad 2-4$$

$$t_{ba} = \int_a^b \frac{ds}{c - \vec{V} \cdot \vec{\tau}} \quad 2-5$$

En supposant que la norme de la vitesse de l'écoulement $\|\vec{V}\|$ est beaucoup plus petite que celle du son *c*, les deux expressions précédentes peuvent s'écrire respectivement à l'aide d'un développement limité [1] :

$$t_{ab} = \int_a^b \frac{1}{c} \left[1 - \frac{\vec{V} \cdot \vec{\tau}}{c} \right] ds \quad 2-6$$

$$t_{ba} = \int_a^b \frac{1}{c} \left[1 + \frac{\vec{V} \cdot \vec{\tau}}{c} \right] ds \quad 2-7$$

Il est à noter que, rigoureusement, la vitesse du son d'un milieu peut varier en tout point et que, par conséquent, il faudrait écrire *c(s)*. Cependant, la vitesse du son sera, par la suite, considérée comme constante dans toute la conduite (l'écoulement étant supposé isotherme).

Si ces deux temps de parcours sont soustraits, et compte tenu de la remarque précédente, on obtient une relation de la forme de la transformée de Radon de la relation 2-1 :

$$t_{ab} - t_{ba} = \frac{-2}{c^2} \int_a^b \vec{V} \cdot \vec{\tau} ds \quad 2-8$$

La différence des temps de transit $t_{ab} - t_{ba}$ correspond à la projection du vecteur vitesse le long de la droite définie par la corde ultrasonore (*ab*). Cette grandeur physique mesurée sera notée par la suite DTP (comme différence de temps de parcours).

La tomographie ultrasonore consiste alors à remonter au vecteur vitesse en connaissant un nombre suffisamment important de DTP.

2.2.1.3.2 Dispositif de mesure

Les dispositifs présentés au paragraphe 2.2.1.1 (*figures 2-1 et 2-2*) sont valables dans le milieu médical. Mais pour la débitmétrie en conduite cylindrique, la solution adoptée est une disposition régulière de capteurs fixes, aussi bien émetteurs que récepteurs, sur la circonférence de la conduite (la *figure 2-3*, mais avec les « | » et les « ■ » confondus sur la circonférence de rayon *R*). Cette disposition se retrouve pour Komiya et al. [41] pour une reconstruction du profil axial, et pour Johnson et al. [39] pour une reconstruction des trois composantes de la vitesse.

Comme notre objectif est d'appliquer le dispositif de tomographie à un écoulement de gaz, si les capteurs étaient placés à l'extérieur de la conduite, les signaux ultrasonores seraient absorbés presque entièrement au passage de la paroi de la conduite. Pour cette raison, les capteurs sont tous mis au contact du fluide et sont donc obligatoirement positionnés sur la circonférence. Etant donné que les transducteurs ultrasonores ont la faculté d'être aussi bien émetteurs que récepteurs, il est possible, et même nécessaire, de les confondre. Le dispositif se présente donc comme une répartition uniforme de

capteurs sur le pourtour de la conduite comme le montre la *figure 2-4* pour le plan (a).

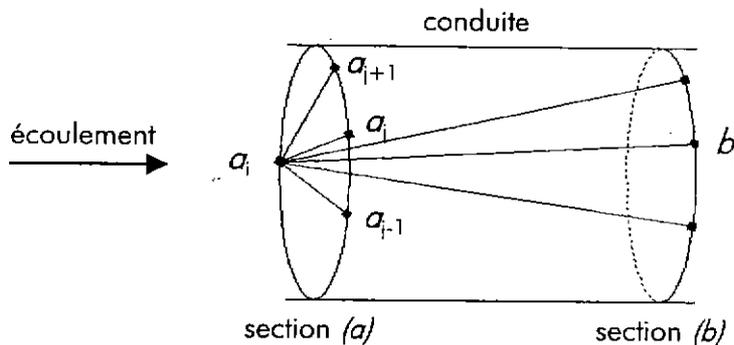


Figure 2- 4 : Positions des transducteurs sur deux sections droites de conduite.

Enfin, d'après la relation 2-4, un temps de parcours ultrasonore ne traduit que la contribution du champ de vitesse selon la direction $\vec{\tau}$ du chemin défini par l'émetteur et le récepteur. Aussi, en se limitant au seul plan (a), il ne serait possible que de mesurer l'influence de l'écoulement perpendiculaire à l'axe de la conduite. Pour cela, une solution complète de reconstruction consiste à ajouter un second plan (b) identique au plan (a). Ce sont les temps mesurés entre ces deux plans qui feront intervenir l'écoulement axial, comme cela est le cas pour les débitmètres.

Il est d'ores et déjà primordial de remarquer que plus le nombre de capteurs disposés autour de la conduite est important, meilleure est la qualité de la reconstruction tomographique. Le dispositif prévu implique donc qu'un même capteur a_i émet vers plusieurs capteurs $a_{i-1}, a_i, a_{i+1} \dots$ de la même section (a) et vers plusieurs capteurs $b_{i-1}, b_i, b_{i+1} \dots$ de la seconde section (b) pour multiplier le nombre de trajets acoustiques.

2.2.1.3.3 Découplage des composantes transversales et axiale de la vitesse

Pour faire intervenir les trois composantes de l'écoulement, deux sections parallèles de capteurs sont nécessaires. Johnson et al. [39] ont montré comment ces deux sections permettent de découpler le profil de vitesse en deux parties : les vitesses transversales perpendiculaires à l'axe de la conduite, et la vitesse axiale.

D'après la relation 2-8, la différence de temps de parcours (DTP) mesurée entre un capteur a_i et un autre capteur b_j est notée $T_0(a_i, b_j)$ et est définie par l'expression :

$$T_0(a_i, b_j) = t_{a_i b_j} - t_{b_j a_i} = \frac{-2}{c^2} \int_{a_i}^{b_j} \vec{V} \cdot \vec{\tau} ds \tag{2-9}$$

La *figure 2-5* définit le repère de coordonnées choisi afin de caractériser les lignes intégrales à l'intérieur d'une conduite.

L'axe (Oz) est confondu avec l'axe de la conduite, et le plan (xOy) est parallèle aux plans (a) et (b). Le vecteur $\vec{\tau}$ est toujours le vecteur tangent au faisceau ultrasonore en un point P de la conduite. Le vecteur $\vec{\tau}_{xy}$ est, quant à lui, la projection de ce même vecteur $\vec{\tau}$ sur le plan (xOy), ds étant une fraction élémentaire du chemin ultrasonore selon $\vec{\tau}$, dr en est la projection sur le plan (xOy).

Les angles intéressants sont ici $\gamma = (\vec{k}, \vec{\tau})$ et $\Theta = (\vec{i}, \vec{\tau}_{xy})$.

Au vu de ces définitions, le vecteur tangent s'écrit :

$$\vec{\tau} = (\vec{i} \cos \Theta + \vec{j} \sin \Theta) \sin \gamma + \vec{k} \cos \gamma \tag{2-10}$$

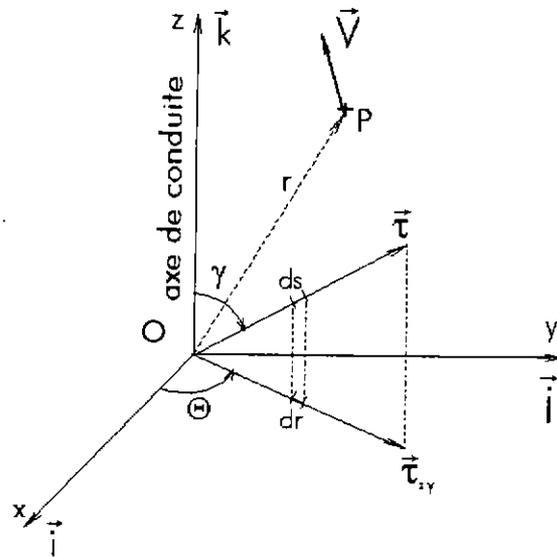


Figure 2- 5 : Système de coordonnées dans une conduite.

Par conséquent, la DTP $T_0(a_i, b_j)$ peut s'exprimer sous la forme :

$$T_0(a_i, b_j) = \frac{-2}{c^2} \int_a^b [(V_x \cos \Theta + V_y \sin \Theta) \sin \gamma + V_z \cos \gamma] ds \quad 2-11$$

et en notant :

$$T_1(a_i, b_j) = \frac{-2}{c^2} \int_a^b (V_x \cos \Theta + V_y \sin \Theta) \sin \gamma ds \quad 2-12$$

il est possible de définir un temps qui ne fait intervenir que la composante axiale de l'écoulement :

$$T_2(a_i, b_j) = T_0(a_i, b_j) - T_1(a_i, b_j) = \frac{-2 \cos \gamma}{c^2} \int_a^b V_z ds \quad 2-13$$

Il est alors nécessaire de poser une hypothèse qui est généralement loin d'être vérifiée. En effet, l'écoulement sera considéré comme établi, c'est-à-dire que les trois composantes de la vitesse, V_x , V_y et V_z , ont leur dérivée nulle par rapport à la variable z . De la sorte, la vitesse \vec{V} en un point $P(x, y, z)$ situé entre les deux plans sera indifféremment égale à celle de son projeté $P_a(x, y, z_a)$ sur le plan (a) ou $P_b(x, y, z_b)$ sur le plan (b).

Les capteurs b_j du plan (b) sont positionnés de telle manière que leur projection sur le plan (a) soient les capteurs a_i . Avec cette considération technique, les équations 2-12 et 2-13 peuvent être projetées sur le plan (a) en notant que $\vec{r}_{xy} = \sin \gamma \cdot \vec{r}$ et donc $dr = \sin \gamma \cdot ds$. Comme la vitesse en l'abscisse s est égale à celle de son projeté sur (a) qui est r , les relations 2-12 et 2-13 peuvent s'écrire :

$$T_1(a_i, a_j) = \frac{-2}{c^2} \int_a^b (V_x \cos \Theta + V_y \sin \Theta) dr \quad 2-14$$

$$T_2(a_i, b_j) = \frac{-2 \cot \alpha \gamma}{c^2} \int_{a_i}^{a_j} V_z dr$$

2-15

Ces différentes définitions permettent de constater que la reconstruction des composantes V_x et V_y (avec la relation 2-14) ne nécessite pas la connaissance de V_z , et inversement (avec la relation 2-15). La composante axiale sera donc reconstruite comme une grandeur scalaire. De son côté, le champ transversal de vitesse nécessitera une adaptation des algorithmes utilisés en milieu médical pour tenir compte de son aspect vectoriel.

Avec le dispositif de la *figure 2-4*, les DTP effectivement mesurées seront $T_0(a, b)$ entre les deux plans (*a*) et (*b*) de transducteurs, ainsi que $T_1(a, a)$ avec les transducteurs du plan (*a*) (ou $T_1(b, b)$ dans le plan (*b*)). Le temps fictif $T_2(a, a)$ est déduit de ces deux valeurs.

2.2.2 Mesure d'un temps de vol ultrasonore

Le temps de vol d'une onde ultrasonore est la grandeur que l'on doit mesurer dans le processus de la tomographie ; et comme pour le débitmètre à ultrasons, plus sa mesure est précise, plus l'appareil associé à cette mesure est performant. Nous montrons par quel moyen les ultrasons sont générés et détectés. Ensuite, une méthode de mesure d'un temps de vol est choisie, puis validée en écoulement turbulent.

2.2.2.1 Difficultés supplémentaires relativement à un débitmètre à ultrasons

Il faut tout d'abord se rendre compte des difficultés rencontrées lors de la mesure d'un temps de transit dans le cas de la tomographie. En effet, dans un débitmètre à ultrasons, les capteurs se trouvent l'un en face de l'autre. Le cône d'émission peut donc être très fermé pour cibler son point d'impact. Il conserve donc toute son énergie et le signal de réception sera d'autant meilleur. Dans notre cas, comme le montre le dispositif adopté et schématisé sur la *figure 2-4*, les capteurs devront émettre avec des angles importants afin que le faisceau ultrasonore émis puisse atteindre le maximum de capteurs différents et ainsi balayer le mieux possible la section d'étude.

Le deuxième point concerne la distance qui sépare les deux capteurs. Pour un débitmètre à ultrasons, les constructeurs essaient de l'augmenter au maximum par des réflexions multiples sur la paroi interne afin de limiter les erreurs faites sur la mesure du temps de vol ; car, à une précision donnée, plus le temps est important, moins l'erreur relative sera conséquente. Pour la tomographie, la distance peut être faible. En effet, en considérant dans une même section droite de conduite de diamètre D un angle d'émission des capteurs de 90° , la distance minimale entre les capteurs est de $D/\sqrt{2}$, c'est-à-dire 2 fois plus court que pour un débitmètre monocordé sans réflexion.

2.2.2.2 Choix des capteurs

Il a donc fallu mettre au point une méthode qui se joue de ces difficultés. A la base de la tomographie, il y a la source de l'information, c'est-à-dire des ultrasons. Nous avons opté pour une génération par capteurs piézo-électriques qui est la solution présentant le meilleur rendement acousto-mécanique (en opposition au film polymère par exemple).

La directivité est un critère essentiel pour le choix de ces capteurs puisque, comme nous l'avons vu, la plupart des applications utilise des capteurs très directifs alors qu'il nous faut des capteurs à grand-angle.

La fréquence de résonance ne doit pas être trop élevée parce que plus elle le sera, plus l'atténuation de l'onde ultrasonore dans l'air sera importante. Chez les auteurs consultés, elle est généralement de 40 kHz à 100 kHz ce qui est relativement faible.

Le temps d'amortissement devait être le plus court possible afin de limiter les réflexions parasites sur les parois. De plus, plus la montée en puissance d'un capteur est rapide, plus il est facile de détecter

un temps.

Une sélection par comparaison de l'atténuation angulaire et de l'amortissement parmi différents capteurs a débouché sur le choix de capteurs du commerce : les modèles MA40E7 de la marque Murata [1]. Ils sont réversibles car ils peuvent servir aussi bien à l'émission qu'à la réception. Leur fréquence nominale est de $40 \text{ kHz} \pm 2 \text{ kHz}$. Leur directivité est de 100° . Le diamètre maximal est de 18 mm pour un diamètre utile (surface vibrante) de 11 mm.

Leur technologie, décrite sommairement par la *figure 2-6*, est celle définie par le phénomène de piézo-électricité au paragraphe 1.1.2.

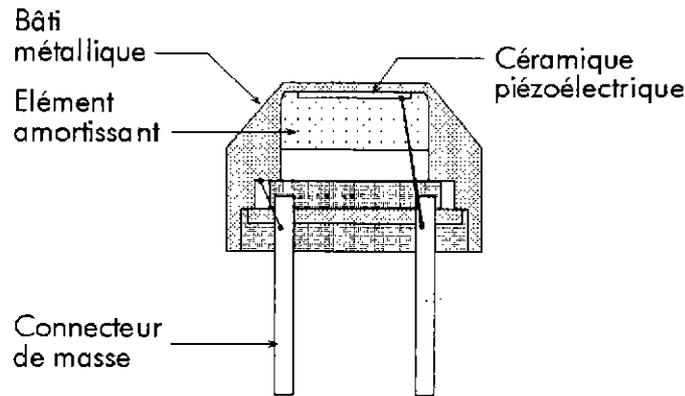


Figure 2- 6 : Schéma d'un capteur piézo-électrique Murata MA40E7.

2.2.2.3 Méthodes de détermination d'un temps de vol

D'après une recherche bibliographique, les publications traitant des applications de tomographie ou même de débitmètrie ultrasonore ne donnent que très peu d'indications sur les méthodes de temps de vol adoptées. Il ressort cependant de cette requête plusieurs techniques dont trois ont été testées : la mesure par intercorrélation, la mesure par phase de l'interspectre, et la chronométrie [1].

2.2.2.3.1 Mesure par intercorrélation

L'intercorrélation correspond à la recherche du décalage temporel à imposer au signal étudié par rapport au signal de référence, pour qu'ils se ressemblent le plus possible. Cela revient à chercher le maximum de la fonction $C_{xy}(\Delta t)$ avec Δt le décalage recherché :

$$C_{xy}(\Delta t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) y(t - \Delta t) dt \quad 2-16$$

Des tests sur des signaux aller et retour entre deux capteurs dans la configuration du débitmètre à ultrasons (*figure 1-1*) avec un écoulement pleinement développé d'une vitesse de 7 m.s^{-1} ont été effectués. L'intercorrélation appliquée à ces deux signaux de réception obtenus avec le même type d'excitation devrait fournir directement la différence de temps de parcours. Malheureusement une variation minimale de l'enveloppe des signaux conduit à des aberrations sur le temps mesuré.

2.2.2.3.2 Mesure par phase de l'interspectre

Une seconde méthode consiste à utiliser la phase de l'interspectre en mesurant le décalage temporel de deux signaux. Mais cette fois-ci, c'est la transformée de Fourier de l'intercorrélation

$C_{xy}(\Delta t)$ de ces signaux qui est calculée. Il est alors possible de déduire une relation directe entre le retard Δt et la valeur de la phase de l'interspectre à une fréquence f quelconque :

$$\varphi_{xy}(f) = 2\pi f \Delta t \quad 2-17$$

Pour les capteurs choisis, cette technique est testée lorsque le signal d'excitation est un sinus modulé en fréquence de 38 à 42 kHz. L'interspectre est alors calculé entre ce signal d'émission et le signal de réception.

Sur la *figure 2-7*, l'axe supérieur correspond à l'évolution de la phase brute entre $-\pi$ et $+\pi$ en fonction de la fréquence modulatrice. L'axe inférieur représente la même phase mais redressée. Comme le montre alors l'équation 2-17, la pente de cette droite est directement liée, modulo la constante de 2π , à l'écart entre les deux signaux.

Inexplicablement, une telle méthode donne des temps toujours trop importants. De plus, en l'absence d'écoulement, une même paire de capteur ne donne pas la même droite suivant qu'il s'agisse de l'aller ou du retour. Ainsi, au repos, la différence de temps de parcours n'est pas nulle comme s'il y avait un écoulement [1].

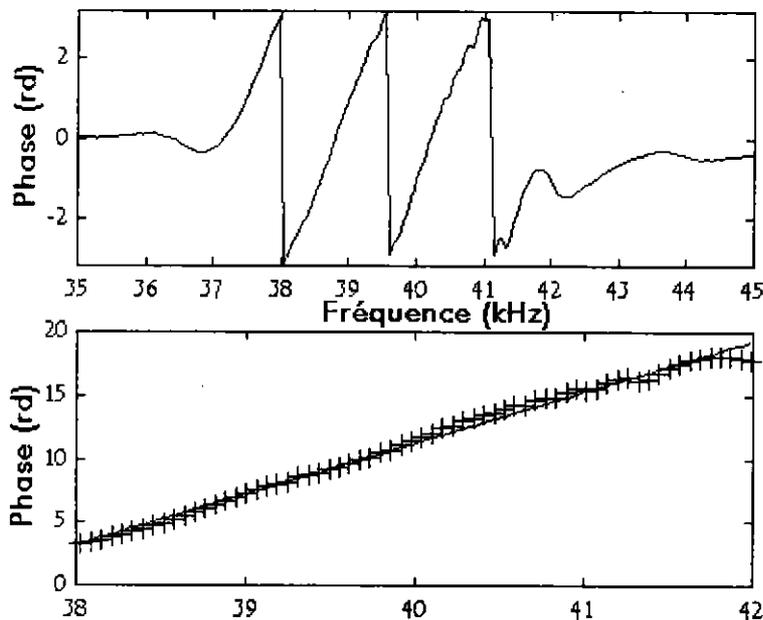


Figure 2-7 : Phase de l'interspectre de deux signaux modulés en fréquence.

2.2.2.3.3 Mesure par chronométrie

C'est finalement la méthode par chronométrie qui a été adoptée. Cette méthode a été largement utilisée et elle consiste en la mesure directe d'un temps de propagation. L'algorithme de mesure de ce temps de parcours se décompose en 5 phases :

- détection d'un seuil arbitraire du signal de réception,
- détection d'un premier passage à zéro dans le signal utile à partir du seuil précédent,
- calcul du nombre de périodes à retirer à ce premier passage à zéro,
- calcul de la période moyenne du signal utile,
- retrait du temps équivalent au nombre de périodes à celui du passage à zéro pour obtenir le temps de parcours exact.

La séquence de mesure est résumée sur la *figure 2-8*. Le signal représenté résulte de la moyenne

de 10 signaux bruts. Le premier passage à zéro, matérialisé par l'étoile (*), est déterminé à partir du moment où le signal passe le seuil, en trait mixte (— —), qui est fixé à 15% de la valeur maximale. La détection des maxima, les cercles (O), qui précèdent ce passage à 0 fournit le nombre de périodes qui le sépare du début du signal. La période moyenne du signal est calculée à partir des différents passages à zéro successifs. Il suffit alors de soustraire au temps de l'étoile (*), le nombre de maxima fois la période moyenne pour aboutir au temps de parcours exact.

Pour affiner la méthode, il faut corriger le temps mesuré du retard dû à l'électronique (causé par les câbles et l'électronique). Pour cela, on mesure le temps de parcours total pour différents éloignements entre les capteurs. La droite obtenue ainsi nous fournit la vitesse du son par la pente. L'erreur est de l'ordre du 1‰ par rapport à un calcul linéaire en fonction de la température. Le retard dû à l'électronique, dans notre configuration, est de $-2,109 \mu\text{s}$ ce qui est loin d'être négligeable.

J. Demolis a réalisé et testé un débitmètre monocorde dans des conditions d'écoulement non perturbé sur une plage de nombre de Reynolds allant de 10^4 à 10^5 . Les séries de mesures de différence de temps de transit effectuées à l'aide des capteurs Murata et par chronométrie présentent un écart type de l'ordre de 20 à 50 ns et permettent d'obtenir une erreur relative sur le débit massique inférieure à 1% par rapport à une turbine de référence.

Ces mesures montrent que la chronométrie est une méthode fiable de détermination d'un temps de vol.

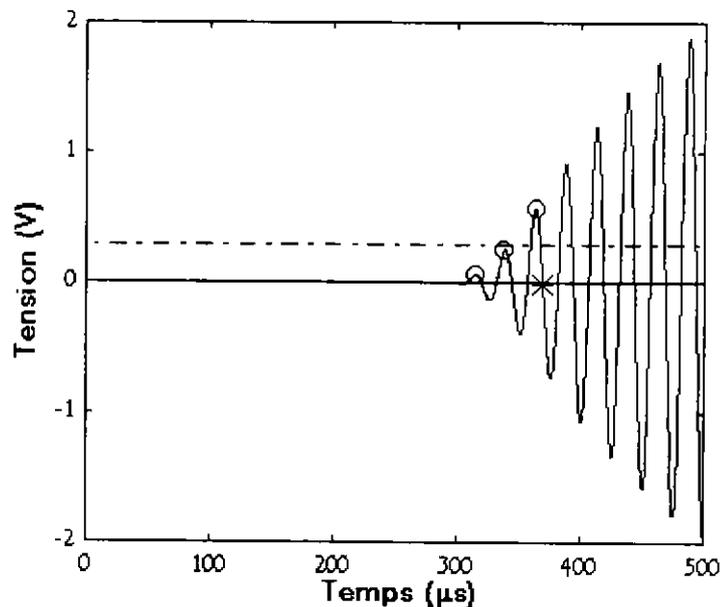


Figure 2- 8 : Mesure d'un temps de vol par chronométrie.

2.2.2.4 Chaîne d'acquisition et traitement du signal

Bien que la chaîne d'acquisition et le traitement du signal permettant de mettre en œuvre la tomographie ultrasonore aient été développés par J. Demolis, cette partie est abordée en détail car la chaîne de mesure utilisée pour l'extension de la méthode aux trois composantes de la vitesse est la même que celle qui a permis de valider la méthode pour les composantes de la vitesse.

2.2.2.4.1 Mise en œuvre de la tomographie

La tomographie consiste en la collecte d'un nombre suffisamment important de données afin de remonter à la grandeur initiale recherchée (cf. § 2.2.1.1). Dans le cas d'un écoulement fluide, la

grandeur initiale est le champ de vitesse tandis que les données sont les DTP.

La relation 2-8 donne l'expression d'une DTP qui correspond à la différence entre deux temps de parcours. Un temps de parcours est défini par le temps nécessaire à un signal ultrasonore pour aller d'un émetteur à un récepteur.

Le raisonnement suivant est une série de déductions qui, en tenant compte de limitations d'ordre mécanique ou acoustique, aboutissent à une disposition particulière des capteurs dans une section (a) d'étude (figure 2-4).

Tout d'abord, étant donné la taille des capteurs sélectionnés (de diamètre 18 mm) et le diamètre de la conduite du banc sur lequel le tomographe sera expérimenté ($D=100$ mm), il est difficilement possible d'en fixer plus de 12 autour de la circonférence. Dans ce cas, ils sont disposés tous les 30° . Ainsi, théoriquement, une telle disposition fournit 11 temps de parcours.

Si plusieurs capteurs émettaient des ultrasons simultanément, il y aurait des interférences au niveau des signaux de réception, ces derniers devenant inexploitable. Il ne peut donc y avoir qu'un seul émetteur à la fois dans la section de conduite.

Les transducteurs Murata ayant une directivité de 100° , cela implique la disponibilité de seulement 7 récepteurs, dont un en face du capteur émetteur, les trois plus proches de ce dernier dans le sens trigonométrique et les trois plus proches dans le sens inverse.

Dans un premier temps, la configuration suivante est donc adoptée : un transducteur émettant vers 7 récepteurs situés sur le demi-cercle opposé.

Une fois les 7 temps de parcours acquis pour cet émetteur, il est nécessaire de faire prendre ce rôle à son voisin. Par là, les 7 récepteurs sont aussi décalés d'un transducteur. Et ainsi de suite jusqu'au balayage complet de la section.

Sachant qu'il y a 12 transducteurs jouant chacun le rôle d'émetteur à leur tour, cela correspond à $12 \times 7 = 84$ temps de parcours à mesurer. Ces 84 temps de parcours fournissant $84/2 = 42$ DTP.

Par soucis d'automatisation du dispositif, nous nous sommes munis d'un système permettant de commuter automatiquement les capteurs sur l'un ou l'autre système émetteur ou récepteur. Cependant, un problème de diaphonie (définie dans le § suivant) ne permet pas d'utiliser la fonction de permutation automatique émission-réception de la matrice de commutation. Il y a deux conséquences à ce problème :

- puisqu'un émetteur ne travaille qu'avec 7 récepteurs, il n'est plus nécessaire d'avoir 12 capteurs sur la conduite puisque, de toute façon, le pivotement électronique des capteurs ne se fera pas,
- si les émetteurs peuvent changer par l'intermédiaire de la matrice, le récepteur reste physiquement le même et doit se déplacer par rotation de la manchette.

La configuration d'une section de mesure qui résulte de ces remarques est donc constituée de 7 émetteurs et d'un récepteur et se résume par le schéma de la figure 2-9.

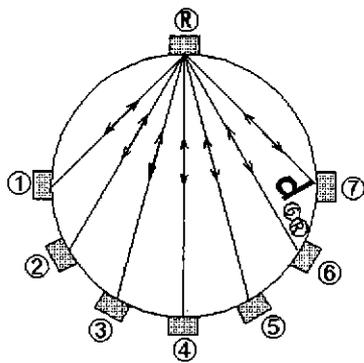


Figure 2- 9 : Dispositions des capteurs autour d'une section de conduite.

2.2.2.4.2 Chaîne de mesure

Puisqu'il n'y a qu'un seul capteur émetteur à la fois, il est logique de n'avoir qu'un seul générateur de tension. Pour le choix, l'appareil devait permettre la génération de multiples formes de signaux pré-programmés ; la fréquence maximale devait au moins atteindre la fréquence d'excitation des capteurs, soit 40 kHz, et il devait être capable de fournir la tension nominale d'utilisation des capteurs, soit ± 10 V. Le choix s'est alors porté sur un générateur Hewlett-Packard® HP 33120A respectant toutes les spécifications requises.

Il fallait ensuite un système d'acquisition des signaux de réception.

En se plaçant dans le cas où la disposition des capteurs émetteur et récepteur est la moins favorable (par exemple sur la corde ①-⑧ de la *figure 2-9*), les mesures de temps de vol étaient très difficiles à effectuer à travers un écoulement transversal en rotation. La *figure 2-10* représente en pointillés (---) le signal brut équivalent à la réponse d'un capteur Murata à une impulsion de 20 V (le seuillage fixé arbitrairement à 50 mV ne suffit plus pour détecter un temps de parcours). Par contre, si les mêmes mesures sont réalisées sur un signal résultant de la moyenne de 20 signaux bruts (en trait continu —) sur la même figure), alors la précision dans la détermination du temps de vol est largement améliorée. Ce signal moyenné n'a pu être obtenu qu'à l'aide d'une numérisation avec sauvegarde des signaux.

Ce traitement du signal étant nécessaire, un convertisseur analogique-numérique a été utilisé. La carte qui a été retenue est un produit Convergence CS512 pouvant acquérir 512 Ko de données sur 2 voies à 5 MHz avec une résolution de 12 bits. Les tensions extrémales admissibles sont de ± 5 V ce qui n'est pas un problème au vu des faibles tensions relevées en sortie d'un récepteur.

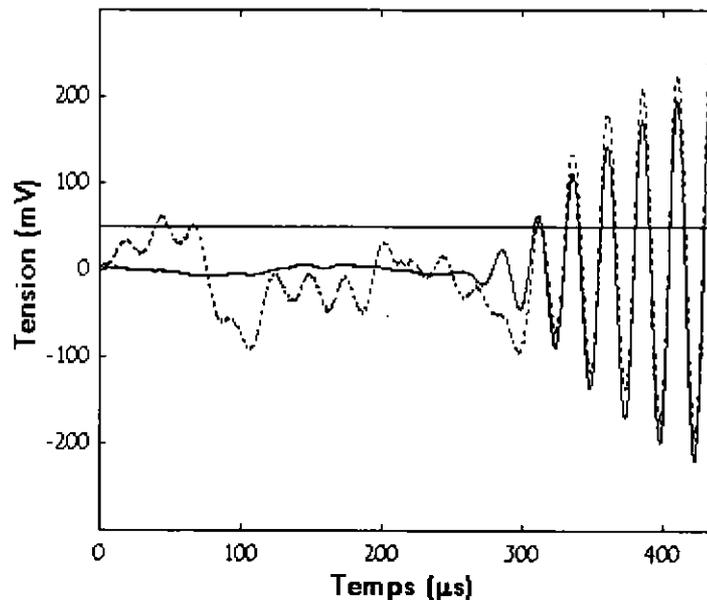


Figure 2- 10 : Signal brut (---) et signal moyenné (—) en présence d'un écoulement.

Le système de commutation est le module 1255 équipé de la matrice 1260-45B de la société Racal-Dana®. La matrice est en fait composée de deux cartes électroniques sur lesquelles se présente, sur une surface très petite, un réseau très resserré de relais soudés. Cette concentration génère de la diaphonie. Ce phénomène se traduit par la duplication d'un signal d'un fil à un autre par raison de proximité en l'absence de lien physique. Comme on l'a déjà noté, le problème de diaphonie entraîne une sous-utilisation de la matrice de commutation ne pouvant pas commuter automatiquement les capteurs émetteurs et récepteurs. Elle est utilisée pour commuter d'un capteur émetteur à un autre.

Les trois appareils cités ci-dessus seraient les seuls nécessaires (en plus du PC) si les signaux de

réception n'avaient pas besoin d'un traitement préalable.

Cependant, étant donné la présence inévitable du 50 Hz du réseau électrique, il faut filtrer ce parasite par un filtre passe-haut. Et puis, sachant que les signaux étudiés ont une fréquence de 40 kHz, il est recommandé d'appliquer un filtre passe-bande affranchissant du parasitage des hautes fréquences. En outre, d'après les résultats de tests préliminaires, on a observé une faiblesse des signaux de réception. A titre indicatif, une excitation de ± 10 V sous forme de bursts de 3 périodes de 40 kHz du capteur émetteur vers un récepteur éloigné de 10 cm dans l'air au repos conduit à un signal de réception de ± 10 mV. Or, la plus petite échelle d'acquisition de la carte CS512 est de ± 100 mV ce qui signifie que seuls 10% de la résolution de 12 bits servent. Il est donc préférable d'amplifier le signal avant de l'acquérir.

Pour cela, nous avons utilisé un préamplificateur-filtre Stanford® SR560 ayant une bande passante de 10-100 kHz et un gain maximal de $5 \cdot 10^4$ limitant la génération de bruit (« low-noise amplifier »).

La figure 2-11 schématise le système complet d'acquisition des temps de parcours.

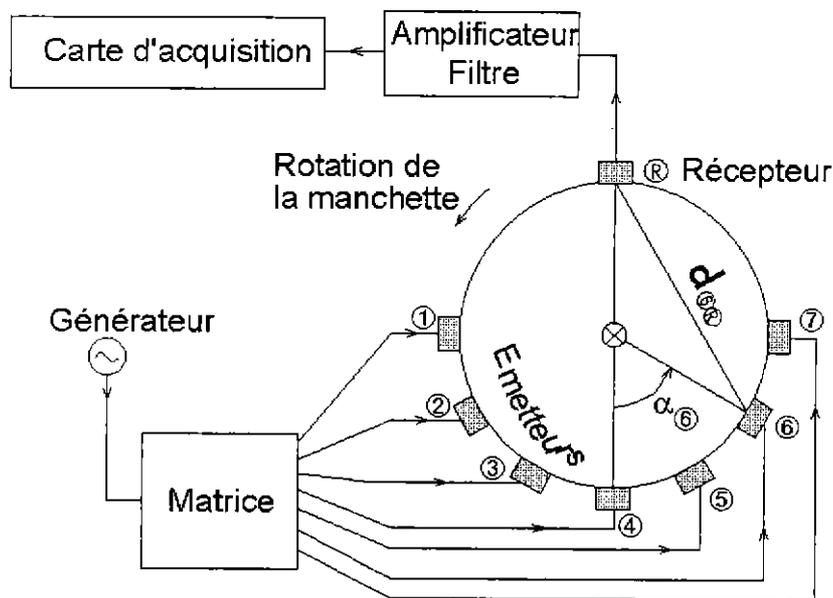


Figure 2- 11 : Schéma du système d'acquisition.

Afin de finaliser le système de mesure d'un temps de vol, il est important de définir le signal d'émission. Il doit être choisi au mieux en fonction des caractéristiques des appareils électroniques cités auparavant. Les critères de choix sont liés à un maximum de tension et à un temps d'amortissement le plus court possible concernant le signal de réception. Des essais ont été alors effectués entre un capteur émetteur et un capteur récepteur en faisant varier la forme et la tension du signal d'émission. Le meilleur compromis est un signal d'émission défini par un burst (ou trains d'onde) de 3 périodes de 40 kHz sous forme de créneaux carrés de ± 10 V toutes les 100 ms (fréquence de 10 Hz).

Par l'intermédiaire du préamplificateur-filtre, les signaux de réception en réponse à ce signal sont amplifiés 500 fois et filtrés dans la bande passante de 10-100 kHz. Ensuite, un ordinateur pilote l'acquisition des signaux numérisés sur 3000 points avec une fréquence d'échantillonnage de 5 MHz.

2.2.3 Méthodes numériques de reconstruction du profil de vitesse

Comme cela a été dit au paragraphe 2.2.1.1, la tomographie permet la reconstitution d'une grandeur physique f régnant dans le milieu d'investigation. Cette reconstitution s'effectue à l'aide de données mesurées par le principe de la transformée de Radon, autrement dit, de la projection de cette

grandeur suivant une droite.

Cela revient à résoudre l'équation 2-8, c'est-à-dire, connaissant la DTP $t_{a,b_i} - t_{b_i,a}$, d'une position a_i à une position b_i (figure 2-4), déterminer les composantes de la vitesse \vec{V} . Il faut donc remonter à la valeur de \vec{V} en tout point (x,y) de la droite de projection.

Pour résoudre numériquement ce problème inverse, il existe deux types de méthodes : les méthodes directes et les méthodes indirectes. Après les avoir décrites et comparées, c'est finalement un algorithme de reconstruction itératif basé sur un calcul indirect qui est choisi et détaillé dans la dernière partie de ce paragraphe. Pour en savoir plus sur la définition et la comparaison des algorithmes, il faut se référer à la thèse de J. Demolis [1].

2.2.3.1 Méthodes directes

Les méthodes directes sont attrayantes puisque la grandeur physique f peut être calculée en tout point de la section d'étude et ce, quel que soit le nombre de DTP (ou d'équations du type de 2-8) disponibles. Il n'en reste pas moins que la précision de l'algorithme est fortement dépendante de ce nombre, tout comme les temps d'acquisition et de reconstruction.

Le calcul de la transformée inverse de Radon fait partie de ces méthodes (relation 2-3). Il est possible de calculer une grandeur scalaire vectorielle à l'aide de fonctions régularisatrices.

Une autre méthode directe est basée sur la généralisation du « Projection Slice Theorem » qui peut être énoncée de la manière suivante : la grandeur f est égale à la transformée bidimensionnelle inverse de Fourier de la transformée monodimensionnelle de Fourier des lignes intégrales calculées sur cette même grandeur. La méthode des scanners médicaux qui utilise le « Projection Slice Theorem » demande plusieurs milliers de données pour être performante, mais le résultat est très précis.

2.2.3.2 Méthodes itératives

Les autres méthodes sont indirectes parce qu'elle nécessite un calcul itératif. La reconstruction n'est faisable que pour un nombre limité de points de la section, par contre le résultat peut être satisfaisant avec un nombre réduit de chemins ultrasonores (une centaine).

De plus, vu le nombre de lignes intégrales, les méthodes indirectes se sont avérées plus simples à mettre en œuvre et plus rapide en calcul. C'est pour cela que le choix s'est porté sur ce type de méthode.

2.2.3.3 Principe de l'algorithme de reconstruction choisi

L'algorithme de reconstruction utilisé est donc un algorithme itératif basé sur une méthode algébrique. Cette méthode, appelée ART (comme Algebraic Reconstruction Technique), s'inspire de celles développées par Johnson et al [39] et Herman [31].

La méthode algébrique consiste donc en la résolution d'un système d'équations du type 2-8. Les inconnues sont les trois composantes de la vitesse, les données expérimentales sont les DTP et la matrice du système reste à déterminer.

2.2.3.3.1 Discrétisation des équations de base

Dans un premier temps, pour la reconstruction des composantes transversales de la vitesse, il s'agit en fait de discrétiser l'intégrale de la relation 2-14 en un nombre d'éléments variable suivant la longueur du segment $[a_i, a_j]$, et de longueur ΔL . Les composantes transversales V_x et V_y de la vitesse sur ces éléments sont considérées constantes et égales à celles du centre.

Considérons un maillage cartésien de la section (a) de la figure 2-4. La reconstruction ne se faisant que sur un nombre limité de points qui correspondent aux nœuds de ce maillage cartésien, une vitesse $V(V_x$ ou $V_y)$ en un point (x,y) , situé dans un pixel k dont les quatre vitesses aux sommets sont $[V$

$(k_1, V(k_2), V(k_3), V(k_4))$, sera définie par le schéma d'interpolation bilinéaire de la *figure 2-12* qui se résume par :

$$\begin{cases} V(x, y) = \varepsilon_1 V(k_1) + \varepsilon_2 V(k_2) + \varepsilon_3 V(k_3) + \varepsilon_4 V(k_4) \\ \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \varepsilon_4 = 1 \end{cases} \quad 2-18$$

Par exemple, le coefficient ε_1 associé au sommet k_1 représente le rapport de l'aire du carré dont la diagonale est définie par le point (x, y) et le sommet opposé k_3 de la maille sur l'aire totale de la maille.

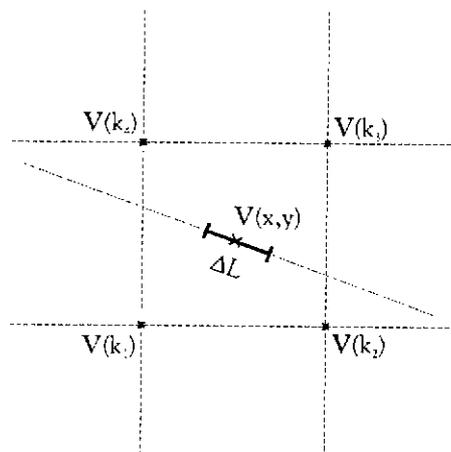


Figure 2-12 : Schéma d'interpolation bilinéaire sur un maillage cartésien.

Si la ligne intégrale $[a_i, a_j]$ est divisée en n intervalles de longueur ΔL sur lesquels la vitesse est supposée constante et égale à celle de leur centre de coordonnées (x_m, y_m) , la relation 2-14 devient ainsi :

$$T_1(a_i, a_j) = \frac{-2}{c^2} \sum_{m=1}^n [V_x(x_m, y_m) \cdot \cos \theta_{ij} + V_y(x_m, y_m) \cdot \sin \theta_{ij}] \Delta L \quad 2-19$$

Or, les techniques algébriques ne peuvent effectuer la reconstruction que d'un nombre limité de points qui sont les nœuds (x_k, y_k) du maillage. Les vitesses $V_x(x_m, y_m)$ ou $V_y(x_m, y_m)$ doivent donc être exprimées en fonction des $V_x(k)$ ou $V_y(k)$ par l'intermédiaire de la relation 2-18.

Ainsi, le problème posé par les équations du type de 2-14 se résume sous forme vectorielle par un premier système linéaire de la forme suivante :

$$A_{xy} V_{xy} = T_{xy} \quad 2-20$$

avec A_{xy} est une matrice construite à partir de la discrétisation des lignes intégrales 2-14 définies par les couples de capteurs (a_i, a_j) ; T_{xy} un vecteur colonne contenant l'ensemble des différences de temps de vol qui sont physiquement mesurées, et, V_{xy} un vecteur colonne solution dans lequel se retrouvent les différentes vitesses V_x et V_y en chacun des nœuds du maillage.

2.2.3.3.2 Résolution des systèmes linéaires

Il s'avère que les systèmes linéaires sont mal conditionnés, c'est-à-dire un système qui voit sa solution notablement modifiée par une altération infinitésimale (en comparaison) du membre résultant

d'une mesure physique. Par conséquent, le passage de la matrice A_{xy} qui est rectangulaire à une matrice carrée inversible n'est pas concluant. Dans ce cas, il reste l'inversion par itérations. Les méthodes itératives convergent vers la solution exacte si le membre de l'équation correspondant aux mesures est égal aux valeurs théoriques. Dans le cas contraire, plutôt que de diverger vers des solutions aberrantes, elles tendent vers la solution la plus « proche possible » de la solution exacte. Ces méthodes sont donc très bien adaptées à la résolution d'un système physique qui est toujours entaché d'erreurs.

Il existe de nombreuses variantes pour ce type d'algorithme, allant de la résolution terme à terme (pivot de Gauss, par exemple), à des résolutions globales utilisant une ligne de la matrice du système à la fois, ou la totalité de la matrice. Après avoir comparé différents algorithmes sur la reconstruction de profils de vitesses théoriques, la méthode par « gradient conjugué » est retenue pour sa rapidité et sa robustesse au bruit [1].

2.2.3.3 Précision du maillage de la section

Pour estimer la taille des pixels du maillage cartésien de la section, on se place dans la configuration pratique définie au paragraphe 2.2.2.4.1 où le dispositif en rotation tous les 30° permet de mesurer 42 DTP, soit 42 équations du type 2-8. En ne considérant qu'une seule section sur le schéma de la *figure 2-4*, ces DTP correspondent aux temps $T_i(a_i, a_j)$ de la relation 2-14.

Ainsi, si N_{xy} est le nombre de pixels par côté d'un maillage de discrétisation pour la reconstruction transversale, les 42 équations servent pour la résolution des $2N_{xy}^2$ inconnues $[V_x V_y]$. Le nombre de pixels par côté du maillage est alors :

$$N_{xy} = \text{Entier}(\sqrt{42/2}) = 4$$

Il reste à remarquer que certains pixels ont leur centre à l'extérieur de la conduite. La vitesse étant considérée nulle pour ceux-ci, le nombre d'inconnues diminue. Dans le cas étudié, on aboutit alors à $N_{xy}=5$ ce qui correspond à un pas de 2 cm si le diamètre de la conduite est égal à 10 cm. Le maillage correspondant à la reconstruction transversale et le tracé des cordes ultrasonores dans une position angulaire fixe du capteur récepteur sont représentés sur la *figure 2-13*. Les pixels sont matérialisés par les droites en pointillés (---), la conduite par le cercle en trait gras (—), les cordes ultrasonores d'une première source par les tirets (- -) et les capteurs par les cercles (O).

Cette discrétisation restant quelque peu limitative, il est possible d'augmenter le nombre d'équations en faisant pivoter la manchette d'essais. Le tableau 2-1 résume le nombre d'équations disponibles, le nombre de pixels par côté, le nombre de nœuds des maillages et le nombre d'inconnues pour la résolution transversale.

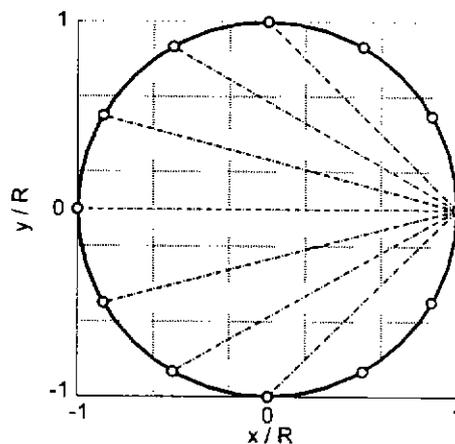


Figure 2- 13 : Maillage cartésien d'une section de mesure.

$N_{\text{positions}}$	$N_{\text{équations}}$	N_{xy}	$N_{\text{nœuds}}$	$N_{\text{inconnues}}$
1	42	5	36	2x16
2	84	7	64	2x32
3	126	9	100	2x60
4	168	10	121	2x69
5	210	11	144	2x88

Tableau 2- 1: Nombre d'inconnues en fonction du nombre d'équations (résolution transversale).

2.2.4 Dispositif expérimental pour la détermination des composantes transversales de la vitesse

Après avoir expliqué le principe de la tomographie, décrit le dispositif et la méthode de mesure d'un temps de vol, et explicité l'algorithme de reconstruction, nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus durant la thèse de J. Demolis qui valident le premier objectif de la technique ultrasonore : la détermination par tomographie ultrasonore des composantes transversales de la vitesse d'un écoulement de gaz en conduite.

2.2.4.1 Manchette de mesure

En tenant compte du processus de mise en œuvre de la tomographie décrit précédemment (cf. § 2.2.2.4.1), la validation expérimentale de cette technique n'a été seulement possible qu'après la fabrication d'une manchette de mesure adaptable sur les bancs d'essais aérodynamiques de l'ONERA constitués de conduite de diamètre D égal à 100 mm.

Le problème le plus délicat à résoudre pour la réalisation de cette manchette concernait la transmission des ondes ultrasonores de l'émetteur au récepteur par la paroi de la conduite. Un système de fixation des capteurs sur la conduite a permis de découpler mécaniquement le capteur de la conduite de manière à rendre la mesure de temps de vol possible. La fixation des capteurs est détaillée lors de la description de la manchette de mesure pour la reconstruction de la composante axiale de la vitesse (cf. § 2.3.2.2).

Le schéma de la section droite de conduite où sont disposés les capteurs est représenté sur la figure 2-9. La photographie de la figure 2-14 montre l'aspect extérieur de la manchette fabriquée.

Le système de mesure se compose alors de trois parties : deux parties mécaniquement fixes (❶ sur la figure 2-14) reliées au banc de mesure et, entre les deux, une partie tournante (❷ sur la figure 2-14) sur laquelle sont positionnés les capteurs tous les 30°. Afin d'assurer l'étanchéité du système en rotation, le bloc central pivote sur des paliers en bronze. Les capteurs, qui sont au contact du fluide, ont nécessité un perçage de la conduite pour laisser passer les câbles d'alimentation. La longueur totale de cette manchette est de $3D$. Sur la figure 2-14, le capteur ❸ correspond au récepteur ❸ de la figure 2-9 et le capteur ❹ à l'émetteur ❶.

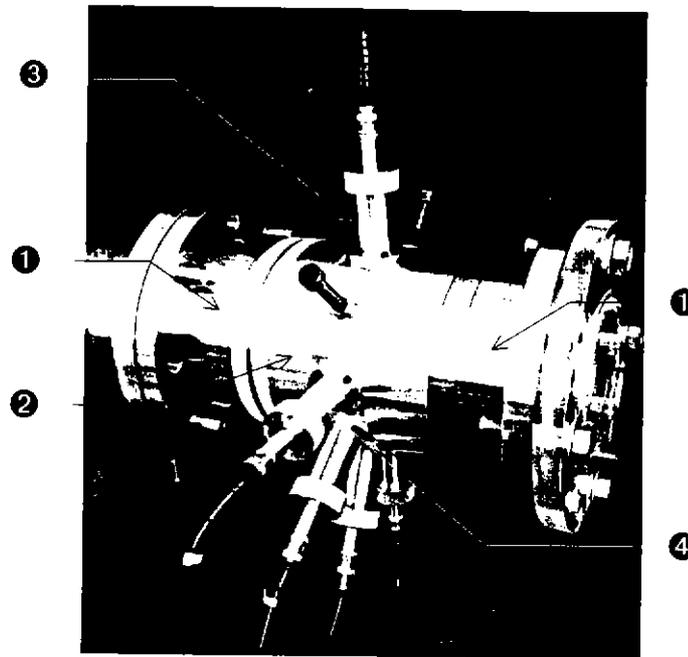


Figure 2- 14 : Manchette de mesure pour la reconstruction des composantes transversales de la vitesse.

2.2.4.2 Validation expérimentale de la méthode pour l'écoulement transversal

La manchette de tomographie ultrasonore a été testée pour des écoulements d'air calibrés giratoires (rotation en bloc de l'écoulement) de différentes intensités. Les résultats provenant de la tomographie ont été comparés à des mesures d'anémométrie à fil chaud. Les moyens de génération de ce type d'écoulement en conduite ainsi que le système à fil chaud sont présentés dans le paragraphe 2.3.4.

Les résultats présentés ici ont été obtenus pour un écoulement giratoire d'intensité $\Omega=0,5$ (cf. § 2.3.4.2) avec un débit volumique $Q_{v, total}$ de $200 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$. La manchette qui vient d'être décrite adopte 36 positions angulaires, une tous les 10° , ce qui se traduit par la mesure de 126 DTP par chronométrie. Ce nombre de données expérimentales disponibles implique donc 126 équations du type de la relation 2-14. La reconstruction tomographique est alors réalisée par l'algorithme itératif ART sur un maillage cartésien de taille 10×10 nœuds.

La figure 2-15 représentant le profil de vitesse tangential sur un diamètre de la section d'étude de la conduite montre un bon accord entre les mesures par anémométrie à fil chaud (—) et les résultats de la reconstruction (- - -) [42]. Des mesures ont été effectuées pour différentes intensités de rotation de l'écoulement secondaire et confirment les résultats précédents. Cependant, dans chacun des cas traités par J. Demolis, on retrouve une constance au niveau des résultats de la tomographie : la difficulté à reconstruire fidèlement le profil de vitesse proche de la paroi. Du fait du nombre limité de points reconstruits dans la section, donc de la mauvaise discrétisation dans la zone de la paroi, la reconstruction n'arrive pas à y suivre l'évolution de la vitesse.

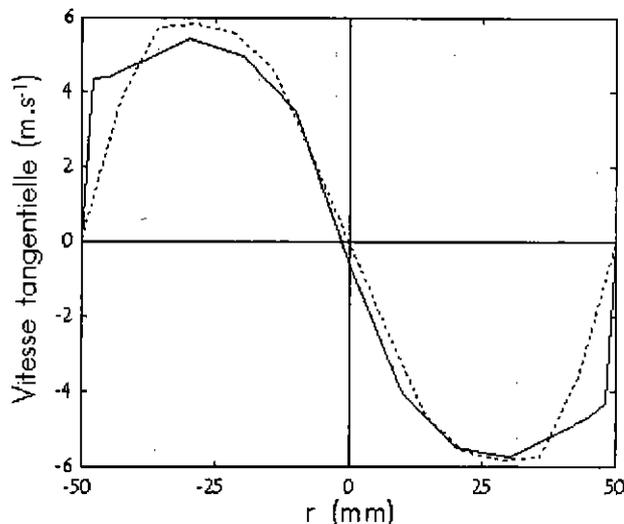


Figure 2- 15 : Comparaison des profils de vitesse mesuré (—) et reconstruit (- - -) pour un écoulement giratoire ($\Omega=0,5$)

2.2.5 Conclusion et perspective des travaux antérieurs

Les travaux antérieurs sur la tomographie ultrasonore au sein de l'ONERA ont permis tout d'abord d'étudier théoriquement le principe de base et de recenser dans la littérature les méthodes expérimentales nécessaires à la mesure d'un temps de vol d'une onde ultrasonore et les méthodes numériques pour remonter à la grandeur recherchée, la vitesse d'un fluide en écoulement.

Ensuite, s'appuyant sur cette étude bibliographique, Demolis a mis au point une technique fiable de mesure des temps de vol par chronométrie et un algorithme itératif de reconstruction sur un maillage cartésien validé pour des profils de vitesse théoriques.

Un système de mesure a été développé pour la reconstruction des composantes transversales de la vitesse et testé pour des écoulements d'air présentant une rotation en bloc axisymétrique par rapport à l'axe de la conduite. Ces essais ont validé la technique.

La perspective immédiate de ce travail reste l'ajout de la composante axiale de la vitesse aux possibilités du système de tomographie ultrasonore. C'est l'objectif de la partie suivante qui constitue la première partie effective des travaux de thèse.

2.3 Extension de la méthode à la détermination des trois composantes de la vitesse

2.3.1 Introduction

D'après Demolis [1], la reconstruction d'un écoulement transversal est, d'une certaine manière, plus aisée que la reconstruction axiale mais aussi, d'un autre côté, plus ardue. En effet, les distances entre capteurs étant plus faibles, les erreurs relatives commises sur les temps de parcours sont plus grandes et donc l'imprécision sur les vitesses déduites plus importante. D'un autre côté, la reconstruction du profil axial nécessite l'hypothèse d'un écoulement pleinement développé (i.e. stable dans le temps et dans l'espace), alors que la reconstruction transversale ne demande qu'une stabilité temporelle. Un avantage et un inconvénient qui ne s'annulent pas mais qui montrent la difficulté à reconstruire un écoulement instationnaire.

Le développement d'un outil de diagnostic d'écoulements en conduite tel que le système de

tomographie ultrasonore ne présenterait qu'un intérêt restreint si sa fonction se cantonnait à une caractérisation partielle de l'écoulement comme la connaissance des composantes de la vitesse de l'écoulement secondaire (ou composantes transversales). Le fait d'avoir des informations supplémentaires concernant l'écoulement principal par l'intermédiaire de la composante axiale permet, d'une part de détecter des perturbations du profil de vitesse comme des dissymétries, et d'autre part de calculer éventuellement un débit volumique.

Par conséquent, la présente étude de la tomographie a pour but d'étendre la technique à la détermination des trois composantes de la vitesse.

La première étape de l'étude consiste à adapter les algorithmes de reconstruction existants pour les composantes transversales afin de pouvoir remonter à la composante axiale. Nous montrons aussi l'influence du type de maillage de la section d'étude sur la qualité de la reconstruction de la composante axiale de la vitesse. La comparaison est effectuée sur la reconstruction de profils de vitesse axiaux théoriques.

L'étape suivante est consacrée à la conception d'une nouvelle manchette de mesure complémentaire à celle qui a été réalisée dans le cadre de la thèse de J. Demolis.

Enfin, après avoir décrit les moyens expérimentaux utilisés pour montrer la faisabilité de la manchette fabriquée, nous appliquons le dispositif complet pour reconstruire le profil de vitesse tridimensionnel d'un écoulement d'air.

2.3.2 Etude sur les algorithmes de reconstruction

2.3.2.1 Adaptation de l'algorithme existant

Le formalisme permettant de discrétiser les relations intégrales liant les différences de temps de parcours (DTP) et la vitesse du fluide est à priori moins compliqué dans le cas de la reconstruction de la composante axiale de la vitesse que dans le cas de la reconstruction des composantes transversales (cf. § 2.2.3.3.1). En effet, la relation 2-15 qui traduit en partie le découplage du problème « axial » et du problème « transversal » montre, d'une certaine manière, que le problème associé à la détermination de la composante axiale correspond à la projection d'une grandeur scalaire. Pour un même nombre de DTP, il y a donc deux fois moins d'inconnues que pour la reconstruction transversale. Par conséquent, la résolution spatiale de la tomographie est améliorée.

De plus, même si les mesures de DTP sont réalisées entre deux sections droites de conduite distinctes (a) et (b) distantes de $1D$, seules les lignes intégrales définies par un couple de capteurs (a_i, b_j) projetées dans la section (a) sont prises en compte. Ces lignes projetées correspondent aux lignes (a_i, a_j), la disposition des capteurs b_j dans la section (b) étant choisie de telle manière que leur projection dans la section (a) coïncide avec les positions des capteurs a_j . Cette explication s'exprime tout simplement par le passage de la relation 2-13 à la relation 2-15.

- *Discrétisation des lignes intégrales*

La discrétisation des lignes intégrales du type de la relation 2-15 est basée sur la même méthode que pour les composantes transversales :

$$T_2(a_i, a_j) = \frac{-2 \cot \alpha \gamma_{ij}}{c^2} \sum_{m=1}^n V_z(x_m, y_m) \Delta L \quad 2-21$$

où n est le nombre d'intervalles de longueur ΔL discrétisant le segment $[a_i, a_j]$ sur lesquels la vitesse V_z est supposée constante et égale à celle de leur centre de coordonnées (x_m, y_m) .

La longueur ΔL des intervalles est choisie fixe. Ainsi, un chemin court ne sera pas discrétisé plus finement qu'un chemin long. Si on définit par Δx la longueur caractéristique des éléments du maillage de la section d'étude, la longueur ΔL de ces pas est ainsi donnée par les relations :

$$\begin{cases} dL = \Delta x / n' \\ n = \text{Entier}(\|a_i, a_j\| / dL) \\ \Delta L = \|a_i, a_j\| / n \end{cases} \quad 2-22$$

où n' : entier subdiviseur,
 dL : longueur élémentaire de référence que ΔL approche au mieux.

En tenant compte de ces considérations, on peut écrire la relation 2-21 seulement en fonction des coordonnées des positions des capteurs :

$$T_2(a_i, a_j) = \frac{-2 \cot \alpha n \gamma_{ij} \Delta L}{c^2} \sum_{m=1}^n V_z \left(x_{a_i} + \frac{x_{a_i} - x_{a_j}}{n} \left(m - \frac{1}{2} \right), y_{a_i} + \frac{y_{a_i} - y_{a_j}}{n} \left(m - \frac{1}{2} \right) \right) \quad 2-23$$

• *Interpolation des points de discrétisation des lignes ultrasonores sur le maillage de la section d'étude*
 Pour le moment, on considère un maillage de la section sous un aspect général où les mailles sont définies par quatre points quelconques.

Les vitesses $V_z(x_{m'}, y_m)$ sont alors exprimées en fonction des $V_z(x_k, y_k)$ où (x_k, y_k) sont les coordonnées de chacun des quatre sommets de la maille d'indice k :

$$T_2(a_i, a_j) = \frac{-2 \cot \alpha n \gamma_{ij} \Delta L}{c^2} \sum_{m=1}^n [\varepsilon_1^m V_z(k_1^m) + \varepsilon_2^m V_z(k_2^m) + \varepsilon_3^m V_z(k_3^m) + \varepsilon_4^m V_z(k_4^m)] \quad 2-24$$

avec ε_p^m : coefficients pondérateurs provenant de l'interpolation choisie,
 k_p^m : indices des sommets de la maille dans laquelle est inscrit le point $(x_{m'}, y_m)$, avec la même convention que la figure 2-12.

• *Détermination du système linéaire résultant*

A partir de la relation 2-24, il est possible de vectoriser le problème :

$$T_2(a_i, a_j) = \frac{-2 \cot \alpha n \gamma_{ij} \Delta L}{c^2} \sum_{m=1}^n [\varepsilon_1^m \ \varepsilon_2^m \ \varepsilon_3^m \ \varepsilon_4^m] \begin{bmatrix} V_z(k_1^m) \\ V_z(k_2^m) \\ V_z(k_3^m) \\ V_z(k_4^m) \end{bmatrix} \quad 2-25$$

Ensuite, si N_z est le nombre de nœuds du maillage, on peut noter \vec{V}_z le vecteur colonne de taille N_z contenant tous les $V_z(k)$, et sous forme indicielle, la relation 2-24 devient :

$$T_2(a_i, a_j) = \frac{-2 \cot \alpha n \gamma_{ij} \Delta L}{c^2} E_{ij} V_{zi} \quad 2-26$$

E_{ij} est un vecteur ligne de taille N_z dont les éléments non nuls sont des sommes de ε_p^m suivant la contribution de la k_p^m -ième maille sur le m -ième pas de la discrétisation. Ce vecteur possède une majorité d'éléments nuls.

Ainsi, comme pour le cas des composantes transversales, on aboutit à un système linéaire de la forme suivante :

$$A_z V_z = T_z \quad 2-27$$

avec A_z est une matrice rectangulaire construite à partir de la discrétisation des lignes intégrales 2-15 définies par les couples de capteurs (a_i, a_j) (une ligne de la matrice correspond à un chemin ultrasonore et une colonne à un nœud du maillage) ; T_z un vecteur colonne contenant l'ensemble des différences de temps de vol qui sont physiquement mesurées, et, V_z le vecteur colonne solution dans lequel se retrouvent les différentes vitesses en chacun des nœuds du maillage.

2.3.2.2 Influence du nombre de temps de vol mesurés sur la reconstruction

Nous considérons dans un premier temps un maillage cartésien de la section d'étude et nous cherchons à montrer l'influence du nombre de temps de vol mesurés sur la reconstruction d'un profil de vitesse axial théorique.

Ce nombre de temps de vol qui est le double du nombre de DTP est directement lié au nombre de positions angulaires de la manchette dont chacune des deux sections (a) et (b) a une répartition de capteurs représentée sur la figure 2-9. Comme pour la reconstruction du profil de vitesse transversal, il est possible de calculer le nombre d'équations disponibles correspondant au nombre de DTP ($N_{\text{équations}}$), le nombre de pixels par côté (N_z), le nombre de nœuds des maillages ($N_{\text{nœuds}}$) et le nombre d'inconnues ($N_{\text{inconnues}}$) en fonction du nombre de positions angulaires adoptées par la manchette ($N_{\text{positions}}$) pour la résolution axiale (tableau 2-2).

$N_{\text{positions}}$	$N_{\text{équations}}$	N_z	$N_{\text{nœuds}}$	$N_{\text{inconnues}}$
1	42	7	64	32
2	84	10	121	69
3	126	13	196	124
4	168	14	225	145
5	210	15	256	172

Tableau 2- 2: Nombre d'inconnues en fonction du nombre d'équations (résolution axiale).

Afin de savoir si la reconstruction par tomographie d'un profil de vitesse axial est validée et améliorée en augmentant le nombre de données expérimentales récoltées, la démarche suivante est adoptée.

Nous choisissons tout d'abord un profil de vitesse axial théorique de départ : un profil parabolique qui modélise le profil de vitesse d'un écoulement laminaire.

Pour chacune des configurations où le nombre de positions angulaires de la manchette ($N_{\text{positions}}$) varie, une matrice A_z rectangulaire de dimension ($N_{\text{équations}}, N_{\text{nœuds}}$) est construite à partir de la discrétisation des lignes intégrales et un maillage cartésien est fixé.

Ensuite, connaissant analytiquement le profil de vitesse, la valeur de la vitesse en chacun des nœuds du maillage est calculée et rangée dans le vecteur V_z dont le nombre d'éléments est égal à $N_{\text{nœuds}}$. Le système linéaire de la relation 2-27 permet de calculer le vecteur T_z des DTP fictives de taille $N_{\text{équations}}$.

Enfin, un nouveau vecteur V_z correspondant au profil de vitesse reconstruit est obtenu en inversant le système par la méthode du gradient conjugué.

Cette méthode de validation théorique de la reconstruction axiale a été testée sur trois types de maillage cartésien correspondant à 1, 3 et 5 positions de manchette. Ces trois maillages, représentés sur la figure 2-16, sont de tailles respectives 8x8 nœuds, 14x14 nœuds, et 16x16 nœuds. En pratique, ces reconstructions tomographiques sont possibles en mesurant respectivement 42, 126 et 210 DTP.

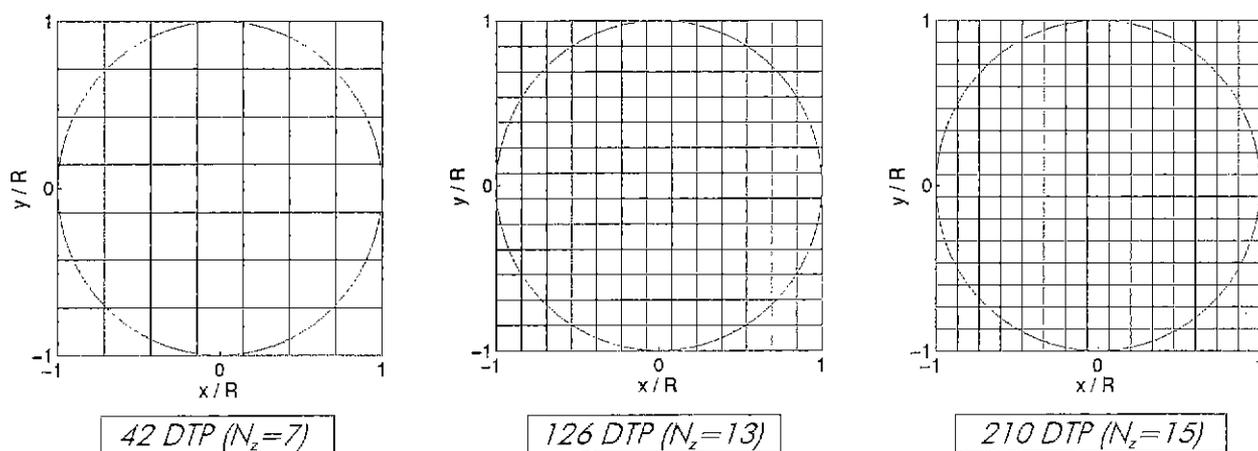


Figure 2- 16 : Maillages cartésiens de la section d'étude.

Les résultats de la reconstruction montrent qu'en multipliant par 3 le nombre de positions de manchette, les vitesses axiales qui étaient sous-estimées pour une position (signes + sur la *figure 2-17*) se rapprochent de celles du profil parabolique initial (x). Le passage à 5 positions de manchette (*) n'améliore pas le profil reconstruit. Le *figure 2-18* représente une vue tridimensionnelle du profil de vitesse ainsi reconstruit dans le cas où 126 DTP sont mesurées. Dans l'ensemble du chapitre 2, les vitesses et les coordonnées du maillage apparaissent sous forme adimensionnelle : ces deux paramètres sont normés respectivement par la vitesse débitante (ou vitesse moyenne dans une section de conduite) et par le rayon de la conduite.

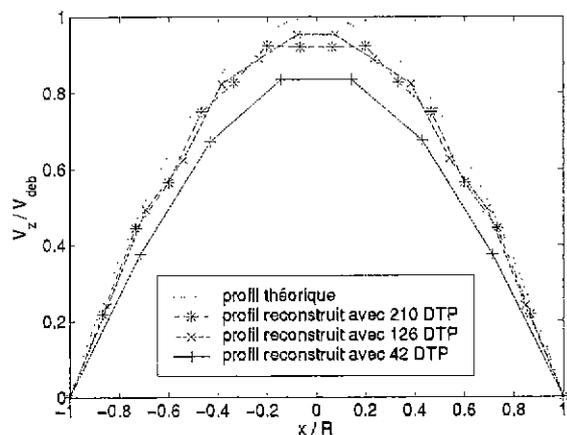


Figure 2- 17 : Profil de vitesse parabolique reconstruit sur différents maillages cartésiens

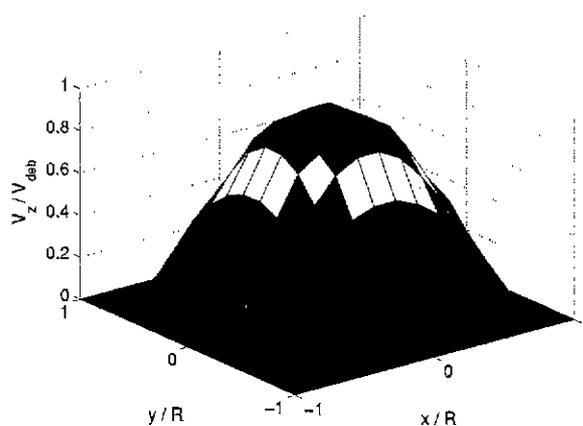


Figure 2- 18 : Profil de vitesse parabolique 3D reconstruit sur la section d'étude ($N_z=13$)

2.3.2.3 Influence du maillage de la section sur la reconstruction

J. Demolis a utilisé une grille cartésienne pour mailler la section d'étude qui a permis de reconstruire assez fidèlement les composantes transversales de la vitesse d'un écoulement. Cependant, ce type de maillage ne semble pas très adapté à la géométrie circulaire de la section d'étude.

De plus, l'objectif de la tomographie ultrasonore est de permettre de déterminer le profil de vitesse d'un écoulement turbulent en conduite. Ce régime d'écoulement implique des contraintes pariétales beaucoup plus grandes que pour le régime laminaire (profil parabolique dans le paragraphe précédent).

Etant donné l'importance du gradient de vitesse à la paroi (qui est proportionnel à la contrainte pariétale) pour reconstruire avec précision le profil de vitesse axial, il est alors intéressant de tester d'autres types de maillage qui laissent la possibilité d'affiner la taille des mailles près de la paroi.

2.3.2.3.1 Définition des paramètres

Afin d'étudier l'influence du maillage de la section sur la reconstruction du profil de vitesse axial, certains paramètres sont fixés.

L'entier subdiviseur n' de la discrétisation des trajets ultrasonores est pris égal à 2, car la résolution du système linéaire 2-25 pour différentes valeurs de n' (et pour les différents types de maillage exposés par la suite) a montré une meilleure reconstruction lors du passage de $n' = 1$ à $n' = 2$, mais la qualité ne varie plus en augmentant sa valeur. Par contre, le temps de calcul de la matrice A_z augmente.

On se place ensuite dans des conditions les plus proches possibles de celles que l'on retrouvera lors de la reconstruction d'écoulements réels. Ces conditions correspondent au nombre de positions angulaires adoptées par la manchette de mesure en rotation. Il est évident qu'en multipliant les rotations de la manchette, le nombre de DTP mesurées, et par conséquent le nombre de mailles, augmentent. La résolution spatiale s'améliore. Cependant, en pratique, ces rotations demandent un temps supplémentaire lors des essais ce qui dégrade la résolution temporelle de la reconstruction. Un bon compromis est de choisir un pas angulaire tous les 10° , soit 36 positions de manchette.

Comme la position des capteurs sur la circonférence de la section est connue, les angles γ_i associés aux couples de capteurs (a_i, b_i) et apparaissant dans les coefficients de la matrice A_z peuvent être calculés à condition de définir la distance entre les deux sections (a) et (b) . Cette distance est fixée à un diamètre de conduite.

En respectant ces considérations, on aboutit à 252 temps de vol mesurés (7×36), donc à 126 DTP sur 126 trajets ultrasonores différents balayant la section d'étude. Seule la longueur caractéristique Δx des éléments du maillage reste à définir. La *figure 2-16* schématise la configuration que l'on s'est fixée : les positions des capteurs sont indiquées par des cercles (O), les points de discrétisation par des points (.) dont ceux sur 6 des 126 trajets sous forme de croix (x). En chacun des points de coordonnées (x_m, y_m) , il y a une information « partielle » de la DTP mesurée le long du chemin (a_i, a_j) qui passe par ce point.

2.3.2.3.2 Maillage cartésien

Dans le cas où la section circulaire est maillée par des pixels identiques de forme carrée (maillage cartésien), la longueur caractéristique Δx est prise égale à la longueur du côté des pixels. Nous prendrons la même valeur pour les deux autres types de maillage. Le nombre de points de discrétisation de ces trajets est alors de 3940 (*figure 2-19*).

Ainsi, les paramètres concernant les trajets ultrasonores étant fixés, il est possible de déterminer la taille Δx des pixels qui constituent le maillage cartésien. Pour la reconstruction de la composante axiale de la vitesse, cette grille est de taille 14×14 , c'est-à-dire 196 nœuds dont seuls 124 sont à l'intérieur de la section de conduite où la vitesse du fluide sera non nulle (2^{ème} maillage de la *figure 2-16*).

La vitesse en chacun des points de discrétisation de la *figure 2-19* est interpolée par les vitesses des quatre sommets du pixel dans lequel il se trouve. Le schéma d'interpolation d'it bilinéaire est décrit par la relation 2-18 et la *figure 2-12*.

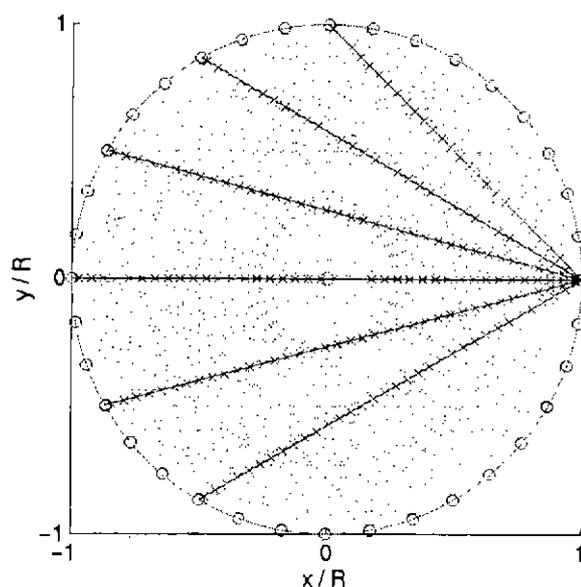


Figure 2- 19 : Points de discrétisation des trajets ultrasonores

2.3.2.3.3 Maillage polaire

Le type de maillage le mieux adapté à une section droite d'un cylindre semble être le maillage polaire.

Les dimensions du maillage sont définies par le nombre de secteurs angulaires et le nombre d'intervalles sur un rayon. Tout d'abord, pour obtenir des profils de vitesse reconstruits par tomographie sur des diamètres de conduite (et pas seulement sur des rayons), il est choisi un nombre pair de secteurs angulaires. Ensuite, le choix des dimensions est déterminé par un compromis entre le nombre total de nœuds à l'intérieur de la section ne devant pas excéder le nombre de DTP (qui est de 126) et la forme des mailles (« pas trop étirées » suivant les cercles ou suivant le rayon). Il a été choisi 14 secteurs angulaires et 9 intervalles sur un rayon, soit 113 nœuds intérieurs.

La distribution des intervalles dans la direction radiale est étudiée dans deux cas : l'un où le pas est constant (*figure 2-20*) et l'autre est variable de manière à ce que le nombre de mailles soit plus important proche de la paroi (*figure 2-21*).

Dans le premier cas, le pas radial est $\Delta r = R/9$ (où $R=0,05$ m) tandis que dans le second cas, le pas varie linéairement de $1,5 \Delta r$ à $0,5 \Delta r$ sur un rayon du centre de la section à la paroi.

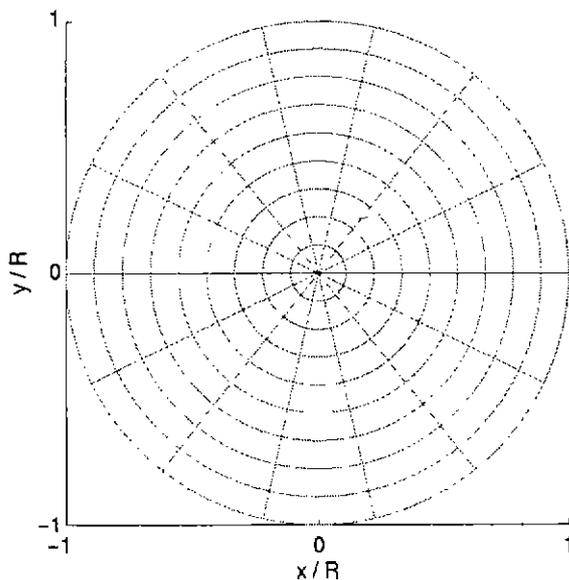


Figure 2- 20 : Maillage polaire à pas radial constant

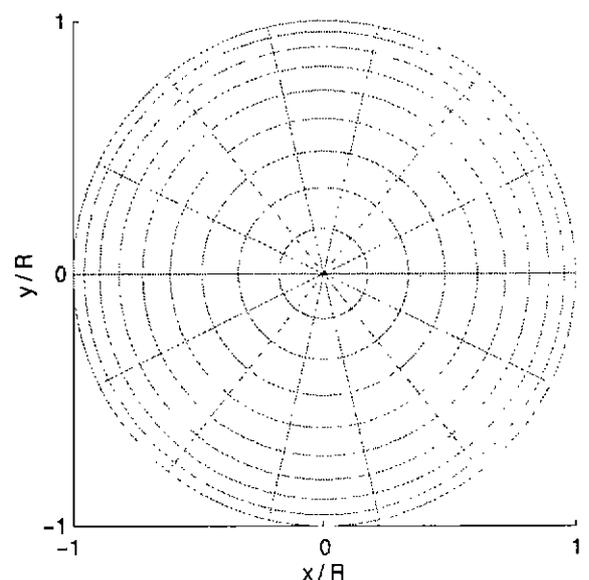


Figure 2- 21 : Maillage polaire à pas radial variable

Le schéma d'interpolation adopté est bilinéaire comme pour le maillage cartésien mais il est adapté aux coordonnées polaires. Mis à part la couronne la plus proche de l'axe de la conduite (ou de l'origine du repère), les éléments du maillage possèdent quatre sommets. La vitesse V (ou V_2) en un point de coordonnées polaires (r, θ) , situé dans un pixel k dont les quatre vitesses aux sommets sont $[V(k_1), V(k_2), V(k_3), V(k_4)]$, sera définie par le schéma d'interpolation de la figure 2-22 qui se résume par la relation 2-18.

Par exemple, le coefficient ε_1 associé au sommet k_1 représente le rapport de l'aire de l'élément dont la diagonale est définie par le point (r, θ) et le sommet opposé k_3 de la maille sur l'aire totale de la maille, et s'exprime par :

$$\varepsilon_1 = \frac{[r(k_3) - r] \times [\theta(k_3) - \theta]}{[r(k_2) - r(k_1)] \times [\theta(k_4) - \theta(k_1)]} \quad 2-28$$

où l'angle θ est exprimé en radian.

Pour les mailles de la première couronne, les mailles sont de forme triangulaire, mais le même principe d'interpolation est utilisé avec plus que trois coefficients ε_i .

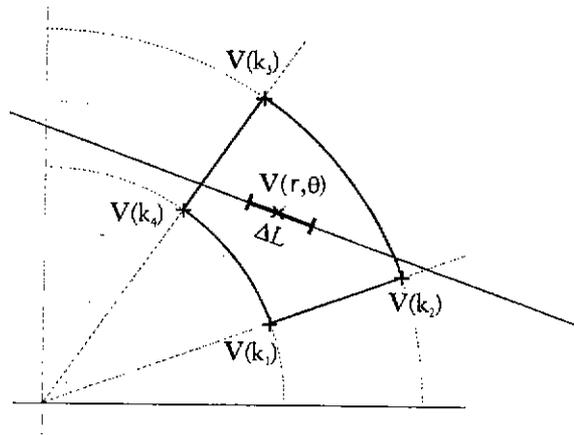


Figure 2- 22 : Schéma d'interpolation bilinéaire sur un maillage polaire.

2.3.2.3.4 Maillage multibloc structuré (« O-grid »)

Avant même d'avoir testé les maillages, il est intéressant de noter que, pour un maillage polaire, le nœud se trouvant au centre de la section est une singularité. En effet, tous les autres nœuds (à l'exception des nœuds à la paroi) sont entourés de 4 pixels, alors que dans le cas traité, le nœud central en a 14 (figures 2-20 ou 2-21).

En considérant également les remarques sur le maillage cartésien, il nous a donc paru judicieux de projeter les lignes intégrales sur un maillage de type multibloc structuré, appelé parfois « O-grid ». Ce maillage est composé d'un bloc central où la grille est cartésienne et de quatre blocs périphériques délimités par les extensions des diagonales du carré central (figure 2-21). Dans les blocs périphériques, du centre vers la paroi, le maillage qui est cartésien se transforme petit à petit en maillage polaire. A priori, ce type de maillage comporte deux avantages par rapport aux deux précédents : il est possible de resserrer les mailles près de la paroi et la singularité d'un nœud central est supprimée.

Même si on impose un nombre de nœuds total inférieur ou égal à 126, il existe une multitude de possibilités de génération de maillages basés sur ce principe en faisant varier la taille du bloc central ou le nombre d'éléments par bloc. Le critère de dimensionnement est identique à celui du maillage polaire. Il est choisi un maillage constitué de 25 éléments carrés dans le cœur et dans chacun des quatre autres blocs, à savoir au total 116 nœuds intérieurs.

Le premier maillage étudié est à pas radial Δr constant sur les diagonales génératrices des blocs périphériques ($\Delta r = 5,8$ mm). Les 20 points sur la circonférence sont espacés régulièrement. Pour un rayon de 50 mm, le carré central a un côté de longueur 30 mm (figure 2-23).

Une seconde configuration permet de réduire le pas radial en se rapprochant de la paroi. Elle est obtenue en deux étapes à partir du premier maillage. Dans un premier temps, le pas radial varie linéairement avec Δr de manière à ce que le pas au niveau de la maille collée à la paroi soit égal à 2 mm. Ensuite, pour que les éléments à la limite entre le bloc central et les blocs l'entourant n'aient pas des dimensions trop différentes (ce qui dégraderait la reconstruction), le carré central est agrandi. La longueur des côtés devient 35 mm. On aboutit ainsi au maillage de la figure 2-24.

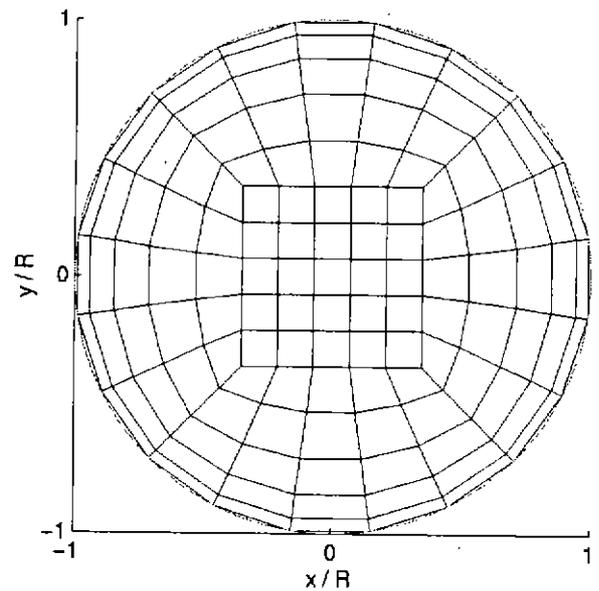
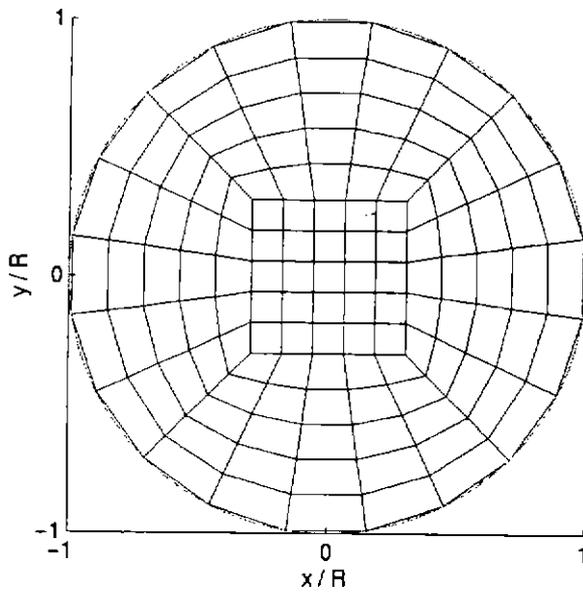


Figure 2- 23 : Maillage multibloc structuré (O-grid) à pas radial constant Figure 2- 24 : Maillage multibloc structuré (O-grid) à pas radial variable

Dans les zones à l'extérieur du cœur central, les pixels sont des quadrilatères de forme quelconque. Par conséquent, on ne peut plus utiliser la méthode d'interpolation bilinéaire par calcul d'aires. Des calculs sur la reconstruction d'un profil de vitesse axial parabolique (comme dans le § 2.3.2.2) ont permis d'étudier l'influence de la méthode d'interpolation sur la qualité de la reconstruction pour le maillage à pas radial constant de la *figure 2-21*. Pour les quadrilatères, l'interpolation basée sur les distances entre un point quelconque et les sommets de la maille et celle basée sur l'inverse de ces distances ont été comparées. De plus, pour le maillage cartésien, l'interpolation bilinéaire a été maintenue, puis remplacée par les deux autres. Les résultats numériques montrent que le profil de vitesse théorique reconstruit ne dépend que très peu du type d'interpolation. Néanmoins, parmi les combinaisons testées, le fait de choisir deux types d'interpolation différents pour le carré central et le reste du maillage détériore la qualité des résultats au niveau des mailles carrées.

Une méthode d'interpolation par l'inverse des distances a été retenue. Elle se traduit par la relation 2-18 où les coefficients pondérateurs ε_i sont calculés à l'aide de la relation suivante d'après les notations de la *figure 2-25* :

$$\varepsilon_i = \frac{1/l_i}{\sum_{i=1}^4 1/l_i}$$

2- 29

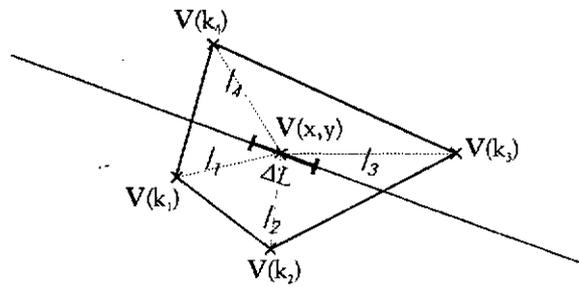


Figure 2- 25 : Schéma d'interpolation sur un quadrilatère quelconque.

2.3.2.3.5 Comparaison de la reconstruction d'un profil théorique pour les différents maillages

Les paramètres des maillages qui sont utilisés ont été définis et fixés. Désormais, nous montrons l'influence du type de maillage choisi sur un profil de vitesse axiale théorique qui est reconstruit par l'intermédiaire de l'algorithme algébrique ART. Le profil de vitesse axiale théorique est un profil proche de celui que l'on obtient en aval d'un coude à 90° lorsque l'écoulement est turbulent. Il présente une dissymétrie dans le plan de symétrie du coude dans la partie la plus à l'extérieur [43]. Une forme analytique approchée d'un tel profil a été définie en coordonnées polaires par Zanker [19] de la manière suivante :

$$\frac{V_z(r, \theta)}{V_{deb}} = \frac{2}{\pi^5} \times r(1-r)^{1/4} \times \theta^2(2\pi - \theta)^2 + (1-r)^{1/9} \quad 2-30$$

où V_{deb} est la vitesse débitante qui permet de normer la vitesse axiale et qui représente la vitesse moyenne de l'écoulement dans toute la section d'étude.

Ce profil est représenté par des lignes à vitesse axiale adimensionnelle constante sur la *figure 2-26*. Pour comprendre la structure de l'écoulement, il faut imaginer que le fluide s'écoule vers vous en sortie de coude (perpendiculairement à la feuille) et la branche amont du coude vient de la droite de la figure, le plan de symétrie du coude étant le plan horizontal perpendiculaire à la feuille passant par le centre du cercle.

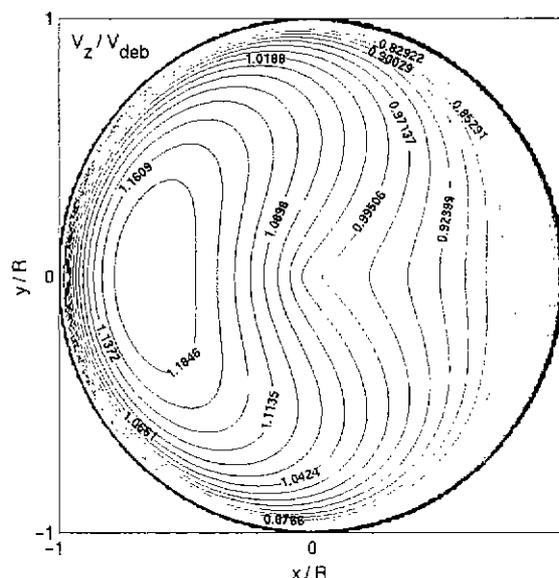


Figure 2-26 : Lignes iso-vitesses axiales
(profil théorique simulant un écoulement en aval d'un coude à 90°).

Les résultats sur les différents types de maillage sont obtenus en suivant la même procédure de calcul qu'au paragraphe précédent. Ces résultats apparaissent sur les figures 2-27 à 2-36. Les profils de vitesse reconstruits (—x—) et théoriques (...) sont représentés sur le diamètre horizontal (figures de gauche) et le diamètre vertical (figures de droite) de la section d'étude discrétisée.

Le profil de vitesse calculé sur le maillage *cartésien* est en bon accord avec le profil théorique, mais seulement sur 70% du diamètre horizontal ou vertical (figures 2-27 et 2-28). En effet, pour $|x/R|$ ou $|y/R|$ supérieur à 0,7 (dans la section, cela correspond à un anneau proche de la paroi), le déficit en vitesse est très marqué.

La reconstruction sur un maillage *polaire* (figures 2-29 à 2-32) a confirmé un problème qui avait déjà été soulevé, à savoir que le nœud central est un point singulier. La vitesse reconstruite en ce point est surévaluée ($V_z / V_{deb} = 2,05$ pour le maillage à pas constant et 1,45 pour celui à pas variable). Ces valeurs étant absurdes, le point central est omis lors du tracé et de l'analyse des profils. Les résultats de ce type de maillage qui paraissait bien adapté à la géométrie sont décevants. Aussi bien pour le maillage à pas radial constant que pour le maillage à pas radial variable, la vitesse aux nœuds se situant au centre de la conduite ($|r/R| < 0,25$) est trop faible. En resserrant le maillage près de la paroi (figures 2-31 et 2-32), le gradient de vitesse augmente et se rapproche du gradient théorique, mais la qualité de la reconstruction dans le restant de la conduite est détériorée par rapport au maillage à pas constant.

Les maillages *multiblocs structurés* de type *O-grid* suppriment évidemment le point singulier du centre de la section car le bloc central est discrétisé de manière cartésienne. Les profils sont alors améliorés dans cette zone (figures 2-33 à 2-36). Le passage d'une distribution radiale de nœuds constante à une distribution variable au niveau des blocs périphériques donne de meilleures valeurs de la vitesse au voisinage de la paroi, mais engendre des survitesses pour x/R et y/R égal à $\pm 0,5$ comme pour la reconstruction sur un maillage polaire (figures 2-35 et 2-36).

D'autres maillages de type polaire ou de type *O-grid* ont été testés dans le cas où la dimension des premières mailles avoisinant la paroi est encore diminuée. Mais cette approche n'est pas concluante car le nombre de points de discrétisation des trajets ultrasonores (figure 2-19) devient de plus en plus faible dans ces mailles.

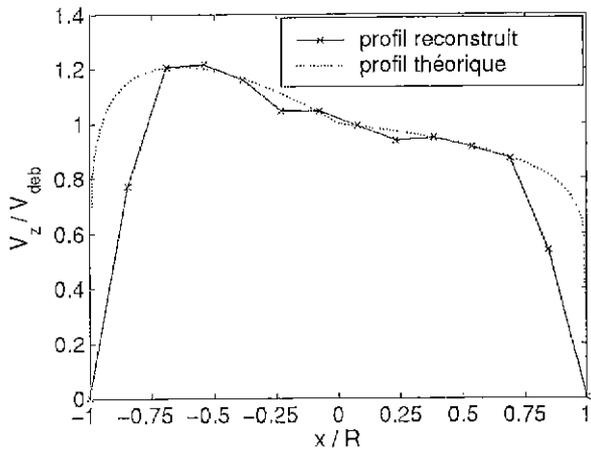


Figure 2- 27 : Profil reconstruit sur un maillage cartésien (diamètre horizontal)

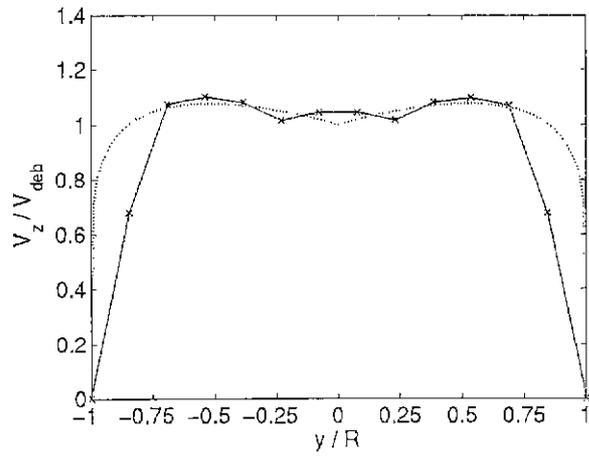


Figure 2- 28 : Profil reconstruit sur un maillage cartésien (diamètre vertical)

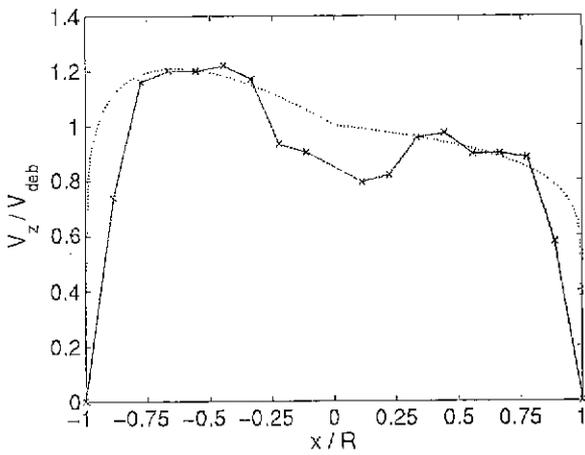


Figure 2- 29 : Profil reconstruit sur un maillage polaire à pas radial constant (diamètre horizontal)

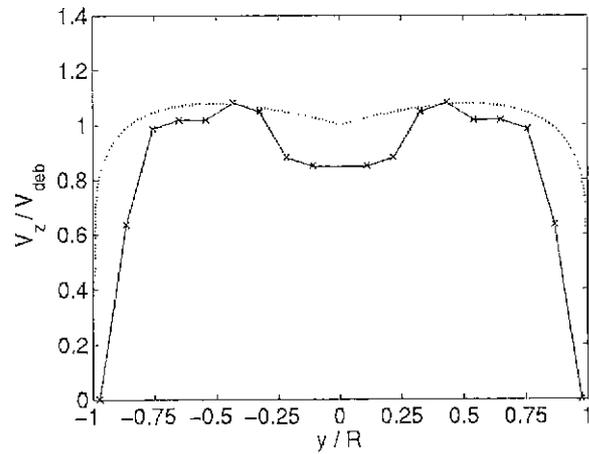


Figure 2- 30 : Profil reconstruit sur un maillage polaire à pas radial constant (diamètre vertical)

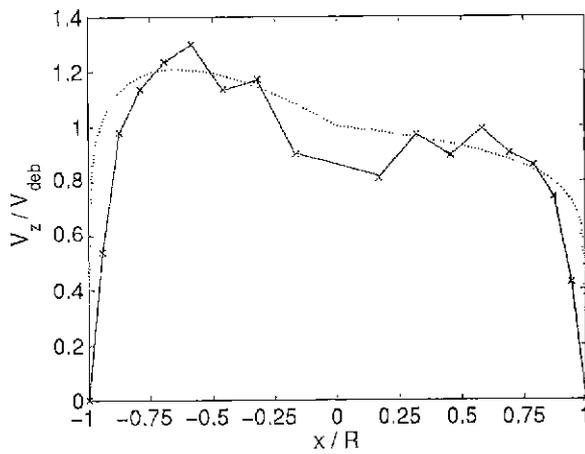


Figure 2- 31 : Maillage polaire à pas radial affiné près de la paroi (diamètre horizontal)

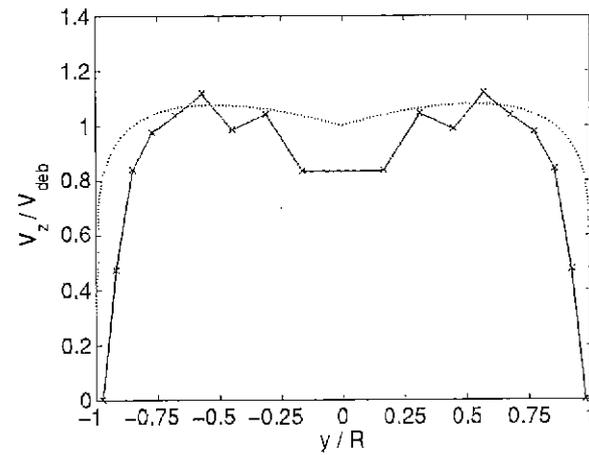


Figure 2- 32 : Maillage polaire à pas radial affiné près de la paroi (diamètre vertical)

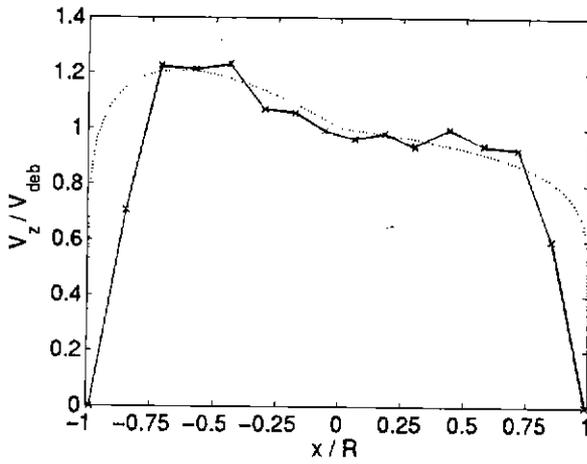


Figure 2-33 : Maillage de type O-grid à pas radial constant (diamètre horizontal)

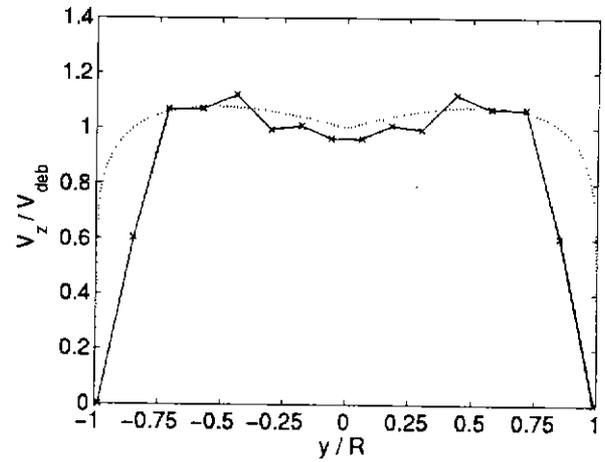


Figure 2-34 : Maillage de type O-grid à pas radial constant (diamètre vertical)

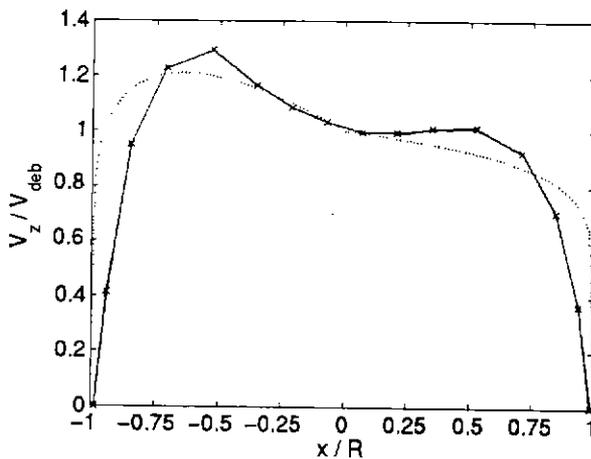


Figure 2-35 : Maillage de type O-grid à pas radial affiné près de la paroi (diamètre horizontal)

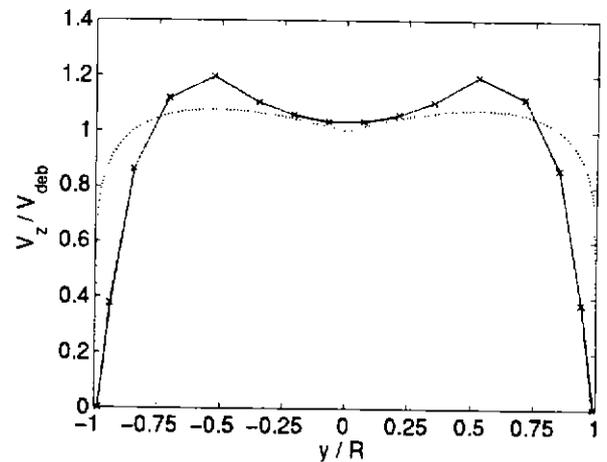


Figure 2-36 : Maillage de type O-grid à pas radial affiné près de la paroi (diamètre vertical)

Afin d'effectuer une comparaison quantitative et globale (sur toute la section) entre les résultats de reconstruction des différents maillages, nous introduisons un nombre sans dimension, le taux de dissymétrie Td . Ce paramètre permet de quantifier l'intensité moyenne de la dissymétrie du profil de vitesse axial dans la section d'étude. Si le maximum de vitesse est atteint sur le diamètre confondu avec l'axe des abscisses (Ox), alors le nombre sans dimension Td peut être défini par l'expression suivante [44] :

$$Td (\%) = 100 \cdot \frac{\int_{y < 0} \int_{x > 0} V_z dx dy - \int_{y < 0} \int_{x < 0} V_z dx dy}{\int_{y < 0} \int_{x > 0} V_z dx dy + \int_{y < 0} \int_{x < 0} V_z dx dy} \quad 2-31$$

La valeur de référence du taux de dissymétrie est calculée par l'intégration directe de la vitesse analytique V_z du profil théorique définie en 2-30 en utilisant la formule 2-31 en coordonnées polaires. Les valeurs de Td pour le profil reconstruit sur les différents maillages sont obtenues par le calcul du volume défini par le profil de vitesse sur le disque représentant la section (comme sur la figure 2-18). La

méthode choisie pour intégrer le profil de vitesse discret est une méthode bidimensionnelle par trapèze. Les valeurs de T_d , notées dans le tableau 2-3, montrent que la reconstruction sur un maillage cartésien prend le mieux en compte les effets de dissymétrie du profil de vitesse axial. En effet, dans ce cas, le taux de dissymétrie (égal à -8,9%) est proche de la valeur considérée comme exacte (-8,8%).

Type de maillage	Cartésien	Polaire		O-grid		Valeur exacte
		à pas constant	à pas variable	à pas constant	à pas variable	
Taux de dissymétrie T_d	-8,9%	-7,2%	-7,5%	-11,5%	-7,3%	-8,8%

Tableau 2-3: Comparaison du taux de dissymétrie calculé à partir des profils axiaux reconstruits.

2.3.2.4 Conclusions

L'algorithme de reconstruction développé pour la détermination du profil de vitesse axial d'un écoulement dans une section de conduite est une adaptation directe de celui utilisé par J. Demolis pour remonter aux composantes transversales de la vitesse. C'est un algorithme itératif qui consiste à inverser un système linéaire où interviennent les DTP (différence de temps de parcours ultrasonores) mesurées (relation 2-27). La matrice A_2 qui permet de passer des DTP à la vitesse du fluide en chacun des nœuds d'un maillage de la section d'étude est calculée à partir de la discrétisation des trajets ultrasonores et de l'interpolation des points résultants sur les nœuds du maillage.

La reconstruction d'un profil théorique parabolique sur un maillage cartésien où l'on a fait varier le nombre de DTP (i.e., le nombre de positions de manchette ce qui implique aussi la taille des pixels du maillage) a été étudiée. Les résultats numériques montrent qu'à partir de 126 DTP (i.e., 3 positions de manchette), si on augmente encore le nombre de DTP, le profil calculé n'est pas plus précis.

Ensuite, plusieurs types de maillage ont été utilisés pour discrétiser la section dont un maillage cartésien, deux maillages polaires (à pas radial constant et à pas radial affiné en se rapprochant de la paroi) et deux maillages multiblocs structurés. Leur influence sur la qualité de la tomographie a été comparée sur un exemple de reconstruction d'un profil de vitesse axial théorique présentant une dissymétrie et des contraintes pariétales comparables à celles d'un écoulement réel que l'on trouve à l'aval d'un coude à 90°.

Il s'avère que, malgré des mailles de taille grossière par rapport aux variations spatiales de la vitesse dans la couche limite proche de la paroi de la conduite (et par conséquent, la sous-évaluation des vitesses reconstruites dans cette zone), le maillage cartésien est celui qui donne un profil de vitesse le plus fidèle au profil théorique initial. Les vitesses résultantes sont mêmes très proches à l'intérieur d'un disque centré sur l'axe de la conduite et de rayon correspondant à 70% du rayon R de la section.

Les maillages polaires et multiblocs structurés offrent la possibilité d'augmenter le nombre de mailles dans la région à forts gradients de vitesse. En les utilisant, les vitesses reconstruites sont sensiblement modifiées dans le bon sens, mais une dégradation de la reconstruction se produit sur le reste du maillage et minimise l'amélioration près de la paroi.

Il faut remarquer que Demolis avait aussi testé un maillage triangulaire, mais ce dernier ne donnant que des vitesses moins précises qu'avec un maillage cartésien [1].

Cette étude a permis de confirmer qu'un maillage cartésien de la section d'étude était le plus approprié à la reconstruction tomographique du profil de vitesse axial. L'avantage d'un tel maillage par rapport aux autres est que les pixels découpant la section d'investigation sont tous de même forme et de même taille.

Le paragraphe 2.3.5 (p.66) est consacré à son application dans le cas où les DTP sont effectivement des données expérimentales mesurées (avec l'incertitude de détermination qui leur est associée) à travers un écoulement turbulent d'air en conduite.

2.3.3 Conception de la manchette de mesure complémentaire

2.3.3.1 Introduction

L'application de la tomographie ultrasonore en écoulement réel ne sera possible qu'après avoir mis au point un dispositif de mesure. Si une manchette a été fabriquée pour reconstruire les composantes transversales de la vitesse dans le cadre de la thèse de J. Demolis (cf. § 2.2.4.1), il reste à concevoir et à réaliser une manchette complémentaire pour étendre la technique à la troisième composante.

Tout d'abord, revenons brièvement sur la raison pour laquelle il faut une nouvelle manchette. Une seule section droite de conduite munie de capteurs (section (a) de la figure 2-4) suffit à mesurer l'influence de l'écoulement secondaire. Cependant, comme dans un débitmètre à ultrasons, pour mesurer l'écoulement principal, il est nécessaire de rajouter une seconde section (b) avec une disposition de capteurs identiques à la première.

Est-il possible d'imaginer en pratique un dispositif où seule une section (b) de capteurs vient s'adapter à la manchette existante ?

Afin de répondre à cette question, nous étudions différentes configurations d'orientation des capteurs à l'air libre.

Après avoir choisi la meilleure d'entre elles, une manchette est fabriquée. Puis, des mesures de temps de vol sans écoulement entre capteurs fixés sur la manchette permettent de montrer la faisabilité du système.

2.3.3.2 Etude sur l'orientation des capteurs

Les transducteurs ultrasonores utilisés pour cette étude sont les capteurs Murata décrits au paragraphe 2.2.2.2. Leur directivité se traduit par un large cône d'ouverture du faisceau émis (100°) ce qui laisse envisager plusieurs configurations possibles d'orientation.

Des mesures de temps de vol et d'amplitude en tension du signal de réception sont effectuées entre deux capteurs fixés sur des mats de support qui permettent de les éloigner des réflexions du sol. Il est prévu un dispositif de déplacement des mats et de rotation de chaque capteur par rapport à l'horizontale et la verticale afin de positionner et d'orienter les deux capteurs l'un par rapport à l'autre avec précision. Le montage est présenté sur la figure 2.37.

Afin de détecter avec exactitude un temps de parcours entre un émetteur et un récepteur, il faut recueillir un signal de réception avec une amplitude suffisamment importante de manière à ce que, en présence d'écoulements turbulents, le rapport signal sur bruit soit assez grand. Nous avons choisi comme critère de sélection parmi les différentes configurations d'orientation une atténuation angulaire inférieure à 6 dB pour un angle entre $\pm 45^\circ$. Cette atténuation angulaire est définie par l'expression suivante :

$$-20 \times \log \left(\frac{A(\alpha)}{A_0} \right) \quad 2-32$$

Dans cette relation, l'amplitude $A(\alpha)$ du signal obtenu lorsque les capteurs émetteur et récepteur sont orientés l'un par rapport à l'autre d'un angle α est comparée à l'amplitude du signal lorsque les deux capteurs sont en vis-à-vis et distants de $\sqrt{2}.D$, c'est-à-dire ici 141,4 mm (pour un diamètre de conduite fictif $D=100$ mm). Cette amplitude est notée A_0 ou $A(\alpha=0^\circ)$ et correspond à l'amplitude maximale. Les amplitudes A_0 et $A(\alpha)$ sont exprimées en Volt.

Trois types de configurations d'orientation des capteurs pour la manchette sont simulés en champ libre :

- deux sections à capteurs fixés perpendiculairement à la paroi de la conduite,
- une section identique aux deux précédentes et l'autre à capteurs inclinés avec différents angles

testés,

- deux sections à capteurs inclinés avec différents angles testés.

Pour chaque cas, le capteur émetteur adopte quatre positions angulaires de la *figure 2-9* (par exemple de ① à ④) afin de placer les capteurs dans des positions correspondants à celles qu'ils auraient dans la manchette à concevoir.

Les résultats des mesures montrent que, malgré un angle de directivité des capteurs important, les deux premiers types de configuration ne sont pas retenus. En fait, l'atténuation angulaire est supérieure à 6 dB pour toutes orientations de ces configurations.

La conséquence de ce résultat est que la manchette servant à reconstruire les composantes transversales de la vitesse ne pourra pas être directement utilisée dans le dispositif de mesure de la composante axiale. La nouvelle manchette comportera elle-même deux sections droites de capteurs inclinés.

Parmi les différents cas traités dans le troisième type de configuration, certaines orientations sont plus favorables que d'autres mais la plupart respecte le critère d'atténuation angulaire (cf. Annexe B). Cependant, un autre critère important est à prendre en compte : si deux configurations sont satisfaisantes, alors c'est celle qui est la moins compliquée à fabriquer qui est choisie. Par conséquent, c'est la solution où les capteurs des deux sections sont inclinés de 45° par rapport à l'axe de la conduite qui est retenue.

Toutes les configurations et tous les résultats de mesure de cette étude sont détaillés dans l'Annexe B.

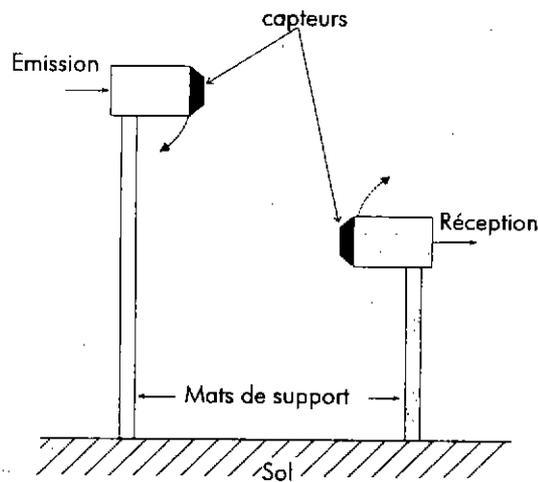


Figure 2- 37 : Montage pour les tests d'orientation des capteurs à l'air libre.

2.3.3.3 Prototype fabriqué

2.3.3.3.1 Avant-propos

L'étude de faisabilité sur l'orientation des capteurs nous a permis d'opter pour la configuration où les capteurs des deux sections de la manchette sont inclinés à 45° par rapport à la conduite. A partir de là, restent plusieurs points à éclaircir pour pouvoir réaliser cette manchette.

Tout d'abord, étant donné que la fabrication d'une manchette où il y aurait 12 capteurs dans chaque section est techniquement difficile, voire impossible, il faut concevoir un dispositif qui rende tout de même possible la mesure de DTP sur un nombre suffisant de « chemins ultrasonores ». Ceci reste réalisable en effectuant des rotations de manchette autour de la conduite d'une section par rapport à l'autre.

Ensuite le problème le plus délicat à résoudre concerne la transmission des ondes ultrasonores de

l'émetteur au récepteur par la paroi de la conduite ce qui fausse la mesure du temps de parcours. Le système de fixation des capteurs sur la conduite permet d'isoler au maximum acoustiquement les deux éléments pourtant fixés entre eux.

2.3.3.3.2 Résolution mécanique du problème

La manchette de mesure se compose de deux parties tournantes l'une par rapport à l'autre (⑦ sur la *figure 2.38*) reliées au banc de mesure. Sur chacune d'elles, est positionné un capteur au contact du fluide qui a nécessité un perçage de la conduite à 45° pour laisser passer les câbles d'alimentation. La longueur totale de cette manchette est de $4D$ ($D=100$ mm étant le diamètre de la conduite). Les sections (a) et (b) de la *figure 2-4* sont donc distantes de $1D$.

Cette manchette est provisoire et elle a été réalisée afin de montrer la faisabilité de la méthode. En effet, un nombre important de rotations est nécessaire pour obtenir une série de données expérimentales : on fixe un des deux capteurs (③ ou ⑥) dans une position et on doit mesurer 7 temps de parcours correspondant aux 7 positions adoptées par l'autre capteur (positions de (1) à (7) de la *figure 2.9*) par rotation tous les 30° d'une partie de manchette (⑦) par rapport à l'autre. Cette manipulation doit être répétée pour 12 positions angulaires (tous les 30°) du capteur étant resté fixe.

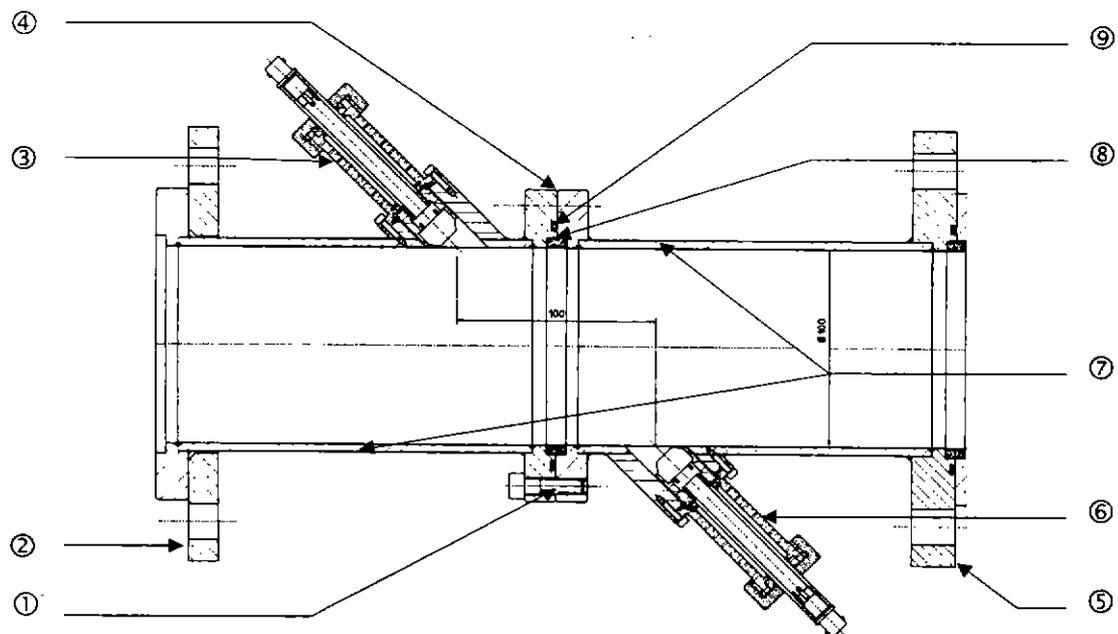


Figure 2- 38 : Vue en coupe de la manchette de mesure pour la reconstruction de la composante axiale de la vitesse

Les puces numérotées sur la *figure 2-38* ont la signification suivante :

- ① un des trois vis permettant le serrage des deux sections tournantes
- ② et ⑤ brides boulonnées au reste du banc
- ③ capteur émetteur (ou récepteur) et sa fixation sur la conduite (voir détails sur la *figure 2.40*)
- ④ partie où se fait la rotation et le serrage des deux sections (*figure 2.39*)
- ⑥ capteur récepteur (ou émetteur) et sa fixation sur la conduite
- ⑦ parties tournantes de la manchette
- ⑧ bague de centrage
- ⑨ joint torique d'étanchéité

Les brides des deux parties tournantes en contact sont fixées entre elles par trois boulons. Dans

une des deux brides, 6 trous ont été taraudés tous les 60° , et dans l'autre, 3 gorges permettent de faire pivoter une section de $\pm 50^\circ$ sans dévisser complètement (figure 2.39). Il faut quand même dévisser et changer de position les 3 vis à trois reprises pour effectuer une seule manipulation (mesure de 7 temps de parcours correspondant à une rotation de $\pm 90^\circ$).

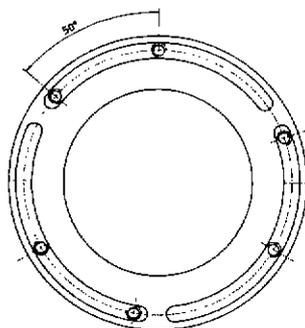


Figure 2- 39 : Vue en coupe de la partie ④ de la figure 2.38

2.3.3.3.3 Fixation des capteurs (figure 2.40)

Au niveau des capteurs, l'étanchéité se fait à l'aide de joints toriques (⑤). Afin de limiter la transmission des ondes ultrasonores par la conduite (⑩), le capteur (④) est maintenu par une coque en Téflon (①) (matériau acoustiquement amortissant pour la gamme de fréquences d'émission des ultrasons qui nous intéresse), le centrage transversal est assuré par une bague très mince en Téflon (⑥), et le positionnement radial par un presse-étoupe (⑦) monté sur une tige prolongatrice (②). Ce dernier consiste à placer la coque en Téflon (①) « à fleur » avec la paroi interne de la conduite. Les fils électriques d'alimentation relient les bornes du capteur au connecteur de câble BNC (③).

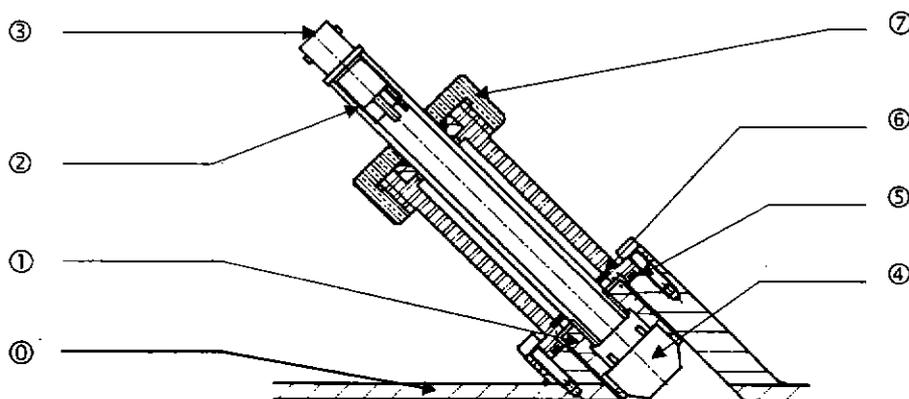


Figure 2- 40 : Vue en coupe du dispositif de fixation des capteurs

2.3.3.4 Tests de faisabilité sans écoulement

Le prototype de manchette expérimentale étant fabriqué, le premier objectif est de vérifier si les tests d'atténuation angulaire effectués à l'air libre dans la configuration d'orientation des capteurs retenue sont validés en conduite sans écoulement et avec une fixation de capteur différente. Dans l'optique de la reconstruction du champ de vitesse par la mesure de temps de parcours, il faut également vérifier si un temps de parcours « aller » entre deux capteurs dans une position angulaire

donnée est bien le même que le temps « retour » correspondant.

2.3.3.4.1 Test d'atténuation angulaire en conduite

Le principe de mesure est le même que celui décrit au paragraphe 2.3.3.2. L'atténuation angulaire est mesurée pour une rotation de manchette tous les 10° de la position de capteurs en vis-à-vis (correspondant à $\alpha=0^\circ$) à la position la plus défavorable, c'est-à-dire $\alpha=90^\circ$ (cf. *figure 2-17*). Ces valeurs expérimentales sont représentées sur la *figure 2.41* par les signes + et interpolées par un polynôme de degré 7 (—). La répétabilité des mesures a été prise en compte. Afin de mettre en évidence les effets supplémentaires engendrés par la conduite sur l'atténuation des ultrasons, nous avons également représenté les résultats de mesure obtenus dans la même configuration mais à l'air libre (- - -).

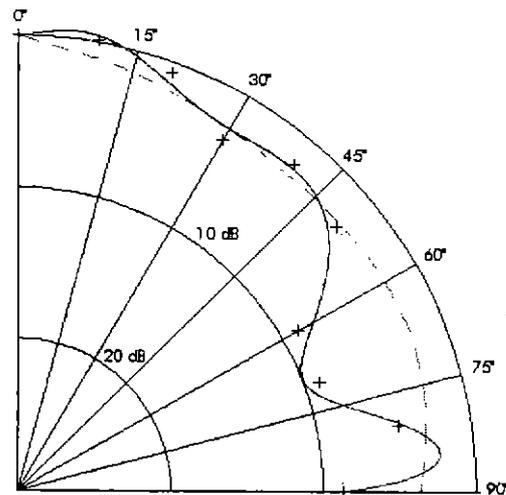


Figure 2- 41 : Mesures d'atténuation angulaire en conduite sans écoulement (avec la manchette « composante axiale »).

Lorsqu'on fait pivoter une section de manchette par rapport à l'autre, on s'aperçoit donc que l'atténuation du faisceau ultrasonore varie beaucoup plus qu'à l'air libre et les différents lobes prévus par la théorie apparaissent (cf. Annexe A). L'atténuation est maximale pour un angle d'environ 70° .

Plusieurs explications peuvent être émises :

- tout d'abord le système de fixation des capteurs dans les deux cas est différent et peut entraîner de nouvelles perturbations par transmission des ultrasons par la paroi de la conduite,
- ensuite, cette même conduite est le lieu de réflexions multiples difficilement quantifiables expérimentalement,
- et enfin, il peut se produire un phénomène de zone d'ombre : le faisceau serait tronqué soit dès son émission, soit au niveau de sa réception par la paroi de la conduite.

Le critère de sélection défini au paragraphe 2.3.1.3.5 (atténuation angulaire inférieure à 6 décibels) est d'après ces mesures mis en défaut pour un angle d'orientation de 70° et 90° . La mesure de temps de parcours dans de tels cas posera certainement quelques difficultés en présence d'un écoulement.

Une source supplémentaire de perte d'amplitude du signal ultrasonore résulte de l'étalement du faisceau ultrasonore. Ce phénomène couramment appelé « beam drift » qui correspond à la déviation du faisceau par l'écoulement apparaît surtout pour de grandes vitesses. La théorie des rayons associée à une simulation numérique de l'écoulement permet de modéliser et de quantifier ce phénomène [7]. Une formule simplifiée donne l'ordre de grandeur de l'angle de déviation résultant :

$$v = \arctan\left(\frac{V_{deb}}{c \cdot \sin \theta}\right)$$

2- 33

où V_{deb} est la vitesse débitante dans la section de conduite où est émis le faisceau, c la vitesse du son et θ est l'angle d'inclinaison du chemin ultrasonore par rapport à l'axe de la conduite (c'est l'angle θ de la *figure 1-7*). Pour un écoulement d'air à une vitesse débitante de 15 m.s^{-1} et à température ambiante, l'angle ν est de l'ordre de $3,5^\circ$. Si on compare cette valeur au demi-angle de directivité des capteurs utilisés qui est de 50° , ce phénomène peut être négligé.

2.3.3.4.2 Mesure de temps de parcours « aller » et « retour »

Nous adoptons la mesure de temps de parcours de l'onde ultrasonore par chronométrie dont le principe est décrit dans le paragraphe 2.2.2.3 et dont la précision obtenue dans le cas de reconstruction d'écoulement transversal a été jugée suffisante. Lors de la tomographie ultrasonore, seule la différence de temps de parcours (DTP) est prise en compte sur un chemin ultrasonore. Sans écoulement, ces différences de temps de parcours doivent être nulles. C'est ce que nous avons tenté de vérifier en mesurant pour chaque orientation (ou chaque chemin ultrasonore) le temps « aller » et le temps « retour » associé (tableau 2-4). L'angle α définissant chaque chemin ultrasonore doit être compris de la manière suivante : dans la première section (*a*) de la *figure 2-4*, le capteur est à une position fixe correspondant à la position \textcircled{a} de la *figure 2-11*, et le capteur dans l'autre section (*b*) est déplacé (par rotation de la section) avec un angle α ($\alpha = 0^\circ$ signifiant que les deux capteurs sont en vis-à-vis).

En réalité, pour chaque cas, 50 moyennes de 10 signaux acquis avec une fréquence d'échantillonnage de 5 MHz ont permis de mesurer les temps.

chemin ultrasonore	TDV _{aller} (μs)	TDV _{retour} (μs)	DTP (ns)
$\alpha = 0^\circ$	457,014	456,96	18
$\alpha = 10^\circ$	457,344	457,308	36
$\alpha = 20^\circ$	454,072	454,032	40
$\alpha = 30^\circ$	449,191	449,126	65
$\alpha = 40^\circ$	444,481	444,429	52
$\alpha = 50^\circ$	436,605	436,526	79
$\alpha = 60^\circ$	427,032	426,941	91
$\alpha = 70^\circ$	419,979	420,008	29
$\alpha = 80^\circ$	409,567	409,48	87
$\alpha = 90^\circ$	397,441	397,379	62

Tableau 2-4 : Mesure de temps de parcours « aller » et « retour » sur les différents trajets ultrasonores en conduite sans écoulement (avec la manchette « composante axiale »).

Ces mesures nous montrent que l'orientation des capteurs devenant défavorable (α augmentant), la DTP intrinsèque a tendance à augmenter. D'après J. Demolis [1], la précision sur les DTP sans écoulement est de 5 nanosecondes (ns) lorsque les capteurs sont dans une même section. Il reste alors un temps de quelques dizaines de ns qu'il faudrait retrancher lors de la reconstruction d'écoulement. Les transducteurs Murata choisis sont des capteurs fabriqués en série et leurs caractéristiques électromécaniques ne sont vraisemblablement pas identiques d'un capteur à l'autre.

2.3.4 Moyens expérimentaux utilisés

Les moyens expérimentaux présentés dans cette partie correspondent au banc de mesure sur lequel a été testé le système complet de tomographie ultrasonore. Cette installation permet de générer des

écoulements « calibrés » dans le sens où les paramètres de la perturbation du profil de vitesse engendrée sont maîtrisés et peuvent être modifiés. Pour comparer les profils de vitesse obtenus par tomographie, une technique de mesure de la vitesse fiable est utilisée : l'anémométrie à fil chaud.

2.3.4.1 Banc d'essais aérodynamiques et génération d'écoulements « calibrés »

2.3.4.1.1 Génération d'écoulement giratoire

Les travaux expérimentaux de cette thèse ont été réalisés grâce aux moyens d'essais aérodynamiques de l'ONERA. Le banc sur lequel a été testé le dispositif de tomographie est présenté par la *figure 2-42*. C'est un banc d'essais aérodynamiques fonctionnant en aspiration. Les deux admissions d'air, qui se font par les deux convergents stabilisateurs, permettent de générer des écoulements giratoires en injectant un flux tangentiel ($Q_v^{tangentiel}$) au flux principal (Q_v^{axial}) par l'intermédiaire du « swirler ». Les aubes directrices du « swirler » sont montées de telle sorte qu'en regardant l'écoulement axial fuir, la rotation générée tourne dans le sens horaire (*figure 2-43*). Afin de caractériser l'intensité de la rotation, un nombre sans dimension, le taux de rotation Ω , est défini à l'aide des débits massiques :

$$\Omega = \frac{Q_m^{tangentiel}}{Q_m^{total}} = 1 - \frac{Q_m^{axial}}{Q_m^{total}} \quad 2-34$$

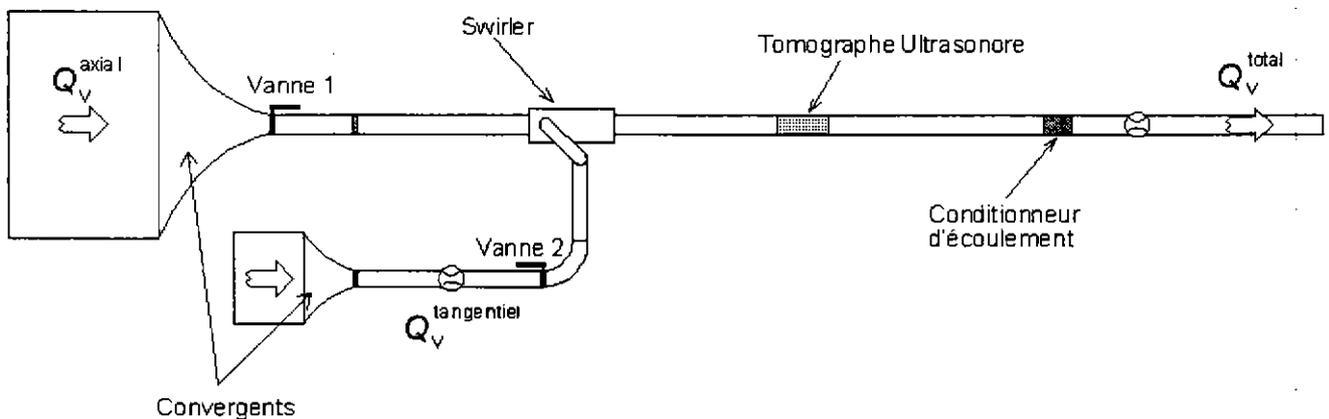


Figure 2-42 : Schéma du banc expérimental

Ainsi, l'absence de rotation se traduit par $\Omega=0$ alors que la plus forte giration est obtenue lorsque $\Omega=1$. Il est à noter que si $\Omega=0$, la longueur droite séparant le convergent principal de la section de mesure est suffisamment importante ($29,5D$) pour considérer l'écoulement comme pleinement développé.

Les deux débits Q_v^{axial} et $Q_v^{tangentiel}$ sont modifiés grâce aux deux vanes papillons situées, l'une, juste après le convergent du flux axial et, l'autre, derrière la turbine de flux tangentiel. La référence des débits est donnée par deux turbines Instromet. Pour le débit total, il s'agit d'une turbine SR-MI-L (de diamètre intérieur D égal à 100 mm) dont le domaine de fonctionnement est $20-400 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ et, pour le débit tangentiel, d'une SR-MI-W (de diamètre intérieur égal à 80 mm) fonctionnant dans la plage $13-250 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Afin que les deux débitmètres soient utilisés dans des conditions optimales, un conditionneur d'écoulement est placé en amont de chacun.

Les résultats de tomographie ultrasonore sont comparés à des mesures de référence considérées comme fiables. Pour cela, une manchette équipée d'une sonde fil chaud est placée juste à l'amont du tomographe. Le principe de cette technique ainsi que la mise en œuvre sont présentés au paragraphe 2.3.4.2. Les mesures ne se font pas exactement dans la même section puisque $2,25D$ les séparent, mais

cette configuration a été choisie pour qu'elles s'effectuent simultanément dans des conditions identiques d'écoulement.

Vu les pertes de charges existant entre les différents points de mesure du banc (débitmètres et manchettes), chacun d'eux est équipé d'une prise de pression statique. Ceci permet notamment de mesurer le débit massique (le seul à se conserver) au niveau des deux débitmètres et ainsi de calculer Ω . La manchette est, en plus, équipée d'une sonde de température de manière à pouvoir calculer la vitesse du son de l'air en utilisant la relation 3-41. La valeur de la vitesse du son est essentielle dans le calcul de reconstruction de la vitesse du fluide à partir des DTP.

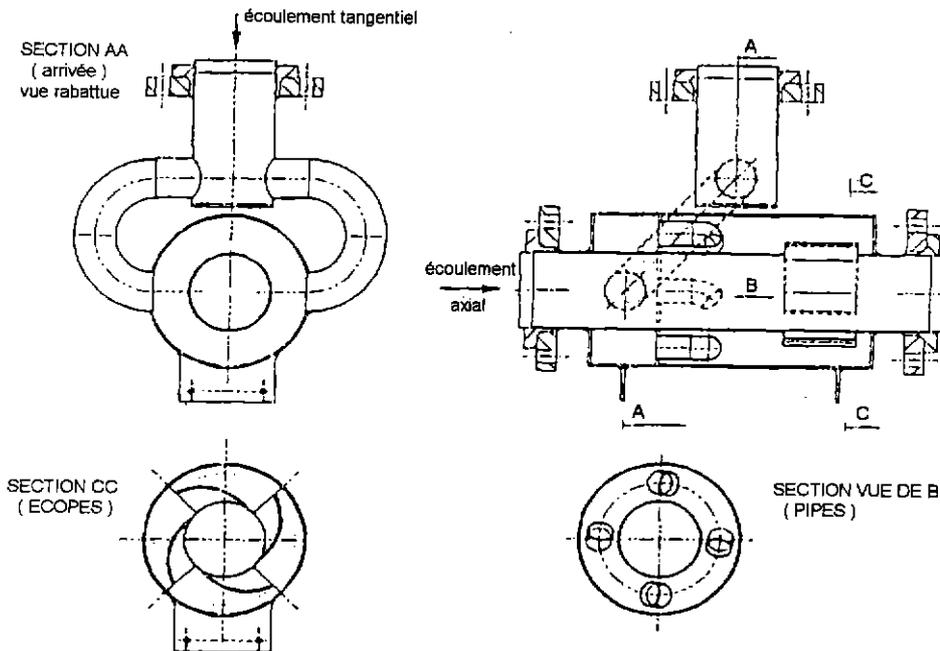


Figure 2- 43 : Schéma de principe du générateur d'écoulement giratoire («swirler»).

2.3.4.1.2 Génération de dissymétrie du profil de vitesse axial

On utilise un système à tubes dont les plans de sortie sont décalés les uns par rapport aux autres. Ce générateur de dissymétrie (figure 2-44) est formé d'une partie fixe et d'une partie mobile montée sur un roulement à billes. Dans la partie interne, de même section circulaire que la conduite, se trouve un ensemble de 142 petits tubes de 100 mm de long et 6 mm de diamètre, disposés suivant des cercles centrés sur l'axe de la conduite. Dans le sens longitudinal, la sortie de chaque tube est située sur un plan incliné par rapport à l'axe de la conduite. Le décalage maximum entre les tubes est de 3 cm. Cet ensemble de tubes peut lui-même tourner sur 360 degrés autour de l'axe de la conduite. Ce montage permet de déplacer la position angulaire du maximum de vitesse sans avoir à démonter la conduite.

De part sa conception, le générateur de dissymétrie joue un rôle de redresseur d'écoulement et détruit toute rotation qui existerait en amont.

L'intensité de la dissymétrie est quantifiée par le taux de dissymétrie T_d défini par la relation 2-31 (§ 2.3.2.3.5).

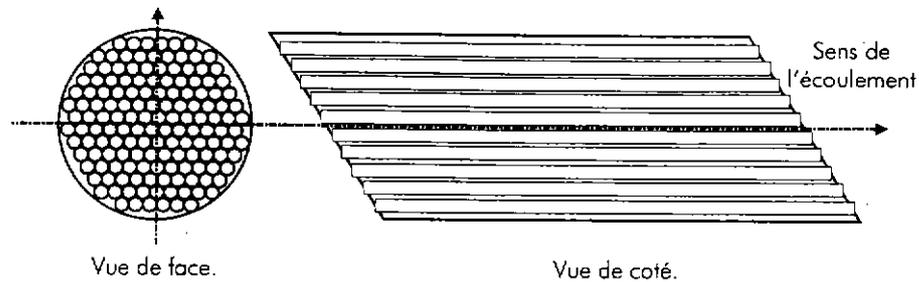


Figure 2- 44 : Schéma de principe du générateur de dissymétrie à tubes.

2.3.4.2 Anémométrie à Fil Chaud

L'anémométrie fil chaud est basée sur le phénomène de la convection forcée due à un écoulement. Un fil de petite dimension (1,5 mm de longueur pour un diamètre de 2 μm) est chauffé pour être maintenu à température constante T_0 . Pour cela, une tension E_0 de référence est imposée à ses bornes. Lorsqu'il est plongé dans un écoulement, il se refroidit par convection. Ce refroidissement se traduit par un changement de résistance du fil ce qui déséquilibre un pont de Wheastone. Pour que ce pont soit de nouveau équilibré, une nouvelle tension E doit être appliquée qui remet le fil à la température de référence T_0 . Par un étalonnage préalable, la différence $E^2 - E_0^2$ est reliée à une certaine norme de la vitesse \vec{V} .

Aucune information n'est fournie quant à la direction de l'écoulement ce qui constitue une limitation d'une telle méthode. Pour cela, certaines sondes possèdent deux fils, voire trois, qui, par corrélation, conduisent au renseignement directionnel.

La manchette fil chaud utilisée dans ce travail a été développée par Malard [45] au cours de sa thèse. La sonde ne possède qu'un seul fil mais est montée sur un système de déplacement à deux axes. Le premier autorise une translation suivant un diamètre, le second permet de faire pivoter la sonde autour de ce premier axe.

Avec ce support, il est aussi possible de faire une recherche de l'angle privilégié de l'écoulement. En effet, lorsque le fil est colinéaire à l'écoulement principal, le refroidissement du fil est minimal et donc la tension E aussi. Différentes mesures effectuées à différents angles indiquent ce minimum ; la sonde est alors tournée de 90° ce qui la place perpendiculairement à l'écoulement privilégié. Un angle θ par rapport à l'axe de la conduite est alors déterminé. Par projection de la norme de la vitesse \vec{V} mesurée, il est possible d'avoir une vitesse axiale ($\|\vec{V}\| \cdot \cos \theta$) et une vitesse tangentielle ($\|\vec{V}\| \cdot \sin \theta$). La détermination de ces deux composantes de la vitesse nécessite toutefois une hypothèse : la vitesse radiale est supposée nulle.

Lors des campagnes de mesures effectuées, l'écoulement est mesuré selon quatre diamètres espacés de 45° chacun. Sur un diamètre, la sonde mesure la vitesse tous les 10 mm sauf à la paroi où, pour tenir compte de la couche limite, la discrétisation est affinée. De plus, deux points de vitesse nulle sont ajoutés à la paroi même. La référence étant prise sur l'axe de la conduite (50 mm de rayon), un profil est donné pour les positions radiales suivantes ($r > 0$) {0, 10, 20, 30, 40, 45, 48, 50}, avec les positions symétriques pour les rayons négatifs ($r < 0$).

Plus la position radiale est négative, plus la sonde pénètre dans la conduite (pour $r = -50$, la sonde traverse entièrement le tube). Il a été constaté qu'une telle intrusion provoque un effet de blocage. La vitesse finale tient compte de cet effet par l'intermédiaire d'un coefficient correcteur.

2.3.5 Reconstruction d'écoulements d'air en conduite

2.3.5.1 Introduction

Après avoir validé la partie numérique de la tomographie (via l'algorithme de reconstruction) sur des écoulements théoriques et la partie expérimentale (à l'aide des manchettes) par des mesures de DTP sans écoulement, il est désormais important de mettre en évidence les performances du système de tomographie ultrasonore en écoulements réels turbulents d'air en conduite.

L'objectif de cette technique ultrasonore n'est pas de caractériser le profil de vitesse de ces écoulements avec l'intention de concurrencer les débitmètres à ultrasons « multicordes (cf. § 1.2.1.3) qui sont mieux adaptés à la mesure de débit, mais de développer un appareil non intrusif capable de réaliser un diagnostic du profil de vitesse dans une section de conduite. Le dispositif de tomographie est donc plutôt une technique complémentaire aux débitmètres classiques.

Comme la principale fonction du tomographe est de diagnostiquer l'écoulement, les résultats de la reconstruction doivent donner des informations sur le profil de vitesse les plus précises possibles en terme de rotation (pour les composantes transversales de la vitesse) ou de dissymétrie (pour la composante axiale).

Pour vérifier la qualité de ces informations, nous avons testé le système de mesure qui a été développé sur différents écoulements « calibrés » présentant des perturbations élémentaires et connues du profil de vitesse. Même si des essais ont été menés à des débits volumiques d'air de 100, 200, 300, et 400 m³.h⁻¹ (ce qui correspond respectivement à des nombres de Reynolds de 2,4.10⁴, 4,8.10⁴, 7,3.10⁴, et 9,7.10⁴), nous avons choisi de présenter seulement les résultats à 200 m³.h⁻¹ afin de limiter le nombre de profils représentés. Dans ce cas, la vitesse débitante V_{deb} qui apparaît sur tous les profils en normalisant la vitesse est de 7 m.s⁻¹.

Les profils de vitesse sont reconstruits sur un maillage cartésien dont les dimensions sont fixées par les 126 DTP mesurées pour les composantes transversales (avec la manchette à une section de capteurs) et les 126 DTP autres pour les composantes axiales (avec la manchette à deux sections).

Tout d'abord, la reconstruction d'un écoulement pleinement développé (écoulement non perturbé purement axial) est étudiée.

Ensuite, une dissymétrie du profil de vitesse axial est générée, puis mesurée (écoulement perturbé purement axial).

Enfin, la tomographie est appliquée à des écoulements giratoires de différentes intensités qui entraînent une perturbation à la fois des composantes transversales et de la composante axiale de la vitesse. Dans ce cas, le dispositif complet de reconstruction tomographique est mis à l'épreuve.

Pour chaque perturbation, les résultats expérimentaux provenant des reconstructions sont comparés aux mesures d'anémométrie à fil chaud et analysés.

2.3.5.2 Ecoulement pleinement développé

2.3.5.2.1 Profil de vitesse en loi puissance

Un écoulement d'un fluide dans une conduite est considéré comme pleinement développé dans une section droite donnée lorsque le profil de vitesse n'évolue ni dans le temps, ni dans l'espace. Si le nombre de Reynolds (rapporté au diamètre de la conduite) caractéristique de l'écoulement est assez grand ($Re > 3000$), alors le régime d'écoulement est turbulent.

Le profil de vitesse axial d'un écoulement turbulent pleinement développé axisymétrique peut être approché par une loi semi-empirique en puissance (généralement appelée de type Nikuradse) formulée de la façon suivante [46] :

$$V(r) = V_{axe} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/n} \quad 2-35$$

- V étant la composante axiale ou longitudinale de la vitesse du fluide (les composantes transversales sont nulles),
- r l'abscisse radiale (en coordonnées cylindriques) comprise entre 0 et R le rayon de la conduite,
- V_{axe} la vitesse du fluide sur l'axe de la conduite, maximum du profil pour un écoulement pleinement développé, et n le coefficient donnant la forme plus ou moins aplatie du profil. Dans un tube à paroi lisse, n est fonction du nombre de Reynolds et peut être calculé par la relation suivante :

$$n = 1,66 \times \log (Re) \quad 2-36$$

De nombreux auteurs ont déterminé expérimentalement ce coefficient qui dépend aussi de la rugosité de la paroi [47].

Plusieurs études de caractérisation du profil de vitesse dans des conditions d'écoulement pleinement développé ont montré que les écoulements générés sur les bancs d'essais de l'ONERA (DMAE) présentent des profils moins aplatis que ceux prévus dans la littérature. Une nouvelle campagne d'essais par mesures à fil chaud a confirmé la faible valeur du coefficient n . Pour une plage de nombre de Reynolds allant de 10^4 à 10^5 , le profil mesuré est bien approché par un profil en loi puissance où n est égal à $1,183 \times \log (Re)$ (cf. *figure 2-45* pour un débit d'air de $200 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$).

2.3.5.2.2 Reconstruction tomographique

Ces premiers résultats vont servir de références pour la reconstruction du profil de vitesse par tomographie. Les mesures ultrasonores sont effectuées à l'aide de la manchette à capteurs inclinés à 45° par rapport à la conduite car l'écoulement est purement axial. Ceci a été vérifié avec la manchette servant à mesurer l'écoulement transversal. Les vitesses tangentielles et radiales dans la section d'étude sont inférieures à $5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui est très faible comparé à la vitesse débitante axiale de l'ordre de $7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Les rotations de manchette permettent de collecter 126 DTP du type de la relation 2-15. Par conséquent, le profil de vitesse axial est calculé en chacun des nœuds d'un maillage 14×14 . Puis, les mesures fil chaud étant réalisées sur un diamètre, il a fallu interpoler les résultats à un maillage 15×15 par méthode bilinéaire comme au paragraphe 2.3.2.3.2 (la 8^{ème} ligne ou colonne correspondant bien à un diamètre). Cette procédure d'extension du maillage est effectuée pour tous les cas étudiés.

Le profil reconstruit sur la section confirme l'hypothèse d'écoulement axisymétrique. Sur un diamètre, ce profil révèle des propriétés qui ont été déjà notées lors de l'étude de profils théoriques : proche de la paroi, les vitesses sont plus faibles que celles mesurées par fil chaud, et au cœur de la conduite (dans un intervalle délimité approximativement par $r/R = \pm 0,5$), les deux profils sont quasiment identiques (*figure 2-46*).

Pour l'ensemble des résultats, les mesures ultrasonores de temps de vol sont obtenues sur 50 moyennes de 10 signaux de réception. Les écarts types sur ces temps n'excèdent jamais 100 ns même pour les chemins ultrasonores où l'orientation des capteurs est défavorable. Dans ce cas, la turbulence de l'écoulement n'affecte donc pas la précision de la mesure (en comparaison avec les mesures sans écoulement, tableau 2-4). Ces considérations sont également vérifiées à un débit de $400 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$.

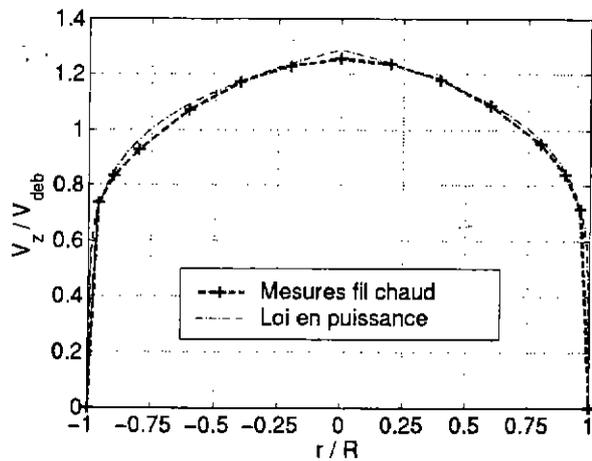


Figure 2- 45 : Caractérisation du profil de vitesse axial d'un écoulement pleinement développé

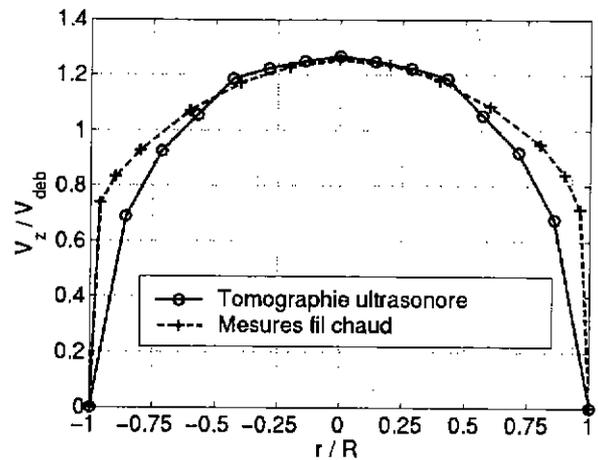


Figure 2- 46 : Reconstruction du profil de vitesse axial d'un écoulement pleinement développé

2.3.5.3 Écoulement présentant une dissymétrie du profil de vitesse axial

Pour créer une perturbation du profil de vitesse axial, on utilise le générateur de dissymétrie décrit précédemment (cf. § 2.3.4.1.2) que l'on place 5D en amont de la manchette de mesure. L'ensemble de tubes est incliné à 45° par rapport à l'axe de la conduite. Comme il a été remarqué, cet appareil a tendance à supprimer toute rotation de l'écoulement. Le dispositif est donc inchangé par rapport aux mesures en écoulement pleinement développé : seule la manchette à deux sections à capteurs inclinés est mise à contribution. Mais cette fois-ci, le nombre de rotation de la manchette est nettement réduit avantageusement. En effet, le générateur à tubes pouvant tourner sur lui-même avec un réglage du pas angulaire au demi-degré près sans démontage, il est nécessaire de modifier la position d'un seul transducteur d'une section, l'autre restant fixe.

2.3.5.3.1 Résultats des mesures

L'écoulement dissymétrique généré se présente avec un maximum de dissymétrie sur le diamètre (Oy) lié au repère du générateur à tubes (comme dans l'exemple d'un profil théorique en aval d'un coude, § 2.3.2.3.5). Le profil de vitesse axial est symétrique sur le diamètre perpendiculaire (Ox). Ces caractéristiques sont obtenues par anémométrie fil chaud (figures 2-47 et 2-48). Ces mêmes figures montrent la détection de la dissymétrie par la tomographie. La reconstruction sur la section entière donne bien le maximum de vitesse sur l'axe (Oy) ; mais le maximum sur cet axe est atteint plus à l'intérieur de la conduite (à une distance de 21 mm du centre contre 40 mm pour le profil « fil chaud ») et avec une valeur légèrement plus grande (9,7 m.s⁻¹ contre 9,4 m.s⁻¹) que pour les mesures fil chaud. De plus, le profil reconstruit n'est pas symétrique sur le diamètre (Ox).

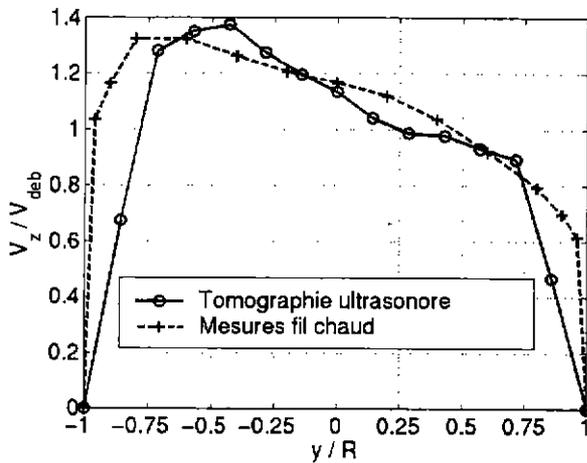


Figure 2-47 : Reconstruction du profil de vitesse axial d'un écoulement dissymétrique (diamètre Oy)

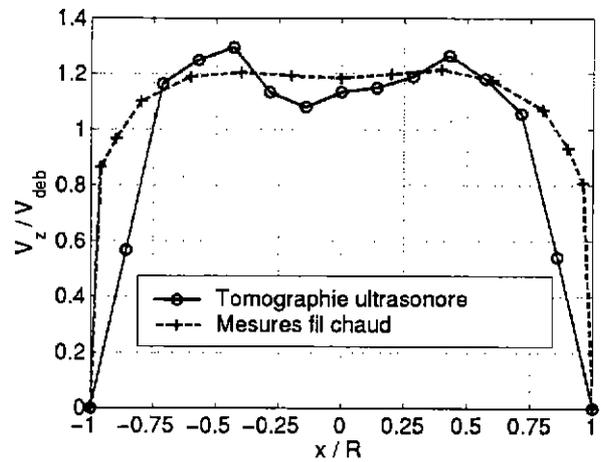


Figure 2-48 : Reconstruction du profil de vitesse axial d'un écoulement dissymétrique (diamètre Ox)

2.3.5.3.2 Analyse des résultats

De manière à savoir si le profil reconstruit donne globalement sur la section de bonnes indications sur la dissymétrie, la perturbation est quantifiée par le taux de dissymétrie Td défini par la relation 2-31 (§ 2.3.2.3.5). Malgré les différences assez nettes au niveau de la forme des profils, la valeur de ce paramètre pour la tomographie calculée sur toute la section (-13,7 %) est proche de celle obtenue à partir des mesures fil chaud sur quatre diamètres espacés tous les 45° (-13,0 %). Si le taux de dissymétrie n'est déterminé que sur le diamètre (Oy), on retrouve la même tendance dans les résultats, mais avec des valeurs logiquement plus fortes (-20% pour la tomographie et -19% pour la technique par fil chaud) [48].

Comme pour les mesures effectuées à travers un écoulement pleinement développé, les écarts types sur la détermination des DTP sont inférieurs à 100 ns. Globalement, les valeurs sont mêmes plus faibles. Ceci peut s'expliquer par le rôle de conditionneur d'écoulement que jouent les tubes du générateur de dissymétrie réduisant la turbulence.

2.3.5.4 Ecoulements giratoires

Comme dernière application de la tomographie, les profils de vitesse des écoulements étudiés sont composés en même temps des composantes transversales non nulles et de la perturbation de la composante axiale par rapport à un écoulement pleinement développé. Ce type d'écoulement est la giration ou rotation en bloc du fluide dans la conduite.

Le système de génération de tels écoulements a été présenté au paragraphe 2.3.4.1.1. Le paramètre permettant de quantifier l'intensité de la rotation est le taux de rotation Ω . Il est fixé en réglant les vannes du banc d'essais. Quatre cas ont été traités : une rotation de faible intensité ($\Omega=0,2$) et, une autre de forte intensité ($\Omega=1$, intensité maximale) et deux « swirls » d'intensité intermédiaire ($\Omega=0,5$ et $\Omega=0,8$). Rappelons que le cas où $\Omega=0$ correspond à un écoulement pleinement développé sans rotation en bloc.

Etant donné qu'en augmentant le taux de rotation, la vitesse tangentielle de l'écoulement transversal prend de l'importance, le profil de vitesse axial est lui aussi modifié. Il est donc nécessaire de déterminer les trois composantes de la vitesse pour caractériser l'écoulement. Le dispositif expérimental complet est alors mis en place avec la manchette « composantes transversales » à $5D$ en aval de la sortie du « swirler » et la manchette « composante axiale » à double section fixée juste après.

Le nombre de DTP mesurées reste le même ce qui implique un maillage cartésien 10×10 pour la composante tangentielle et la composante radiale, et un maillage cartésien 14×14 pour la composante

axiale. Pour les raisons évoquées au paragraphe 2.3.5.2.2, les vitesses calculées sur ces maillages sont interpolées sur des maillages respectivement de taille 11×11 et 15×15 .

2.3.5.4.1 Résultats des mesures

Une première représentation possible des résultats de tomographie est sous forme vectorielle laissant apparaître à la fois la composante tangentielle et la composante radiale de la vitesse en chacun des points du maillage. La *figure 2-49* en est l'illustration pour un taux de rotation de $\Omega=0,5$. Elle permet aussi de visualiser la rotation en bloc de l'écoulement transversal.

Ensuite, nous nous intéressons plus particulièrement à deux taux de rotation différents : pour $\Omega=0,2$ (*figures 2-50 et 2-51*) et pour $\Omega=0,8$ (*figures 2-52 et 2-53*). Les écoulements étant quasiment axisymétriques, les profils sur un diamètre de conduite (ici le diamètre Ox) sont représentatifs des profils sur toute la section.

Pour $\Omega=0,2$, le profil de vitesse axial est très proche du profil d'un écoulement pleinement développé (*figure 2-51*). On peut noter une nouvelle fois la difficulté rencontrée par la tomographie à reconstruire le profil près de la paroi. La vitesse tangentielle (*figure 2-50*) peut être décomposée en trois parties : au voisinage de la paroi, de forts gradients de la vitesse expliquent les problèmes de reconstruction ; dans la seconde partie du profil, proche des deux extrema, les deux distributions sont relativement similaires pour $r/R > 0$ tandis qu'une différence entre les deux profils peut atteindre environ 15% pour $r/R < 0$. Un autre décalage est présent au centre : contrairement au profil « fil chaud », le profil obtenu par tomographie est bien centré sur l'axe de la conduite.

Pour $\Omega=0,8$, les forces centrifuges engendrées par la forte rotation de l'écoulement agissent sur le profil de vitesse axial. En effet, ce dernier a tendance à se creuser, le minimum de vitesse étant atteint au cœur de la section d'étude (*figure 2-53*). La tomographie détecte ce phénomène, mais les forts gradients de vitesse ne sont pas très bien estimés par rapport au profil de référence. Cependant, ces mesures de références provenant de la technique fil chaud sont moins précises à cause de l'effet grandissant du blocage de la sonde lorsque le taux de rotation est aussi important. Les lois de correction, établies pour un écoulement pleinement développé, ne sont plus valables pour de fortes rotations [1]. Il s'ensuit une distorsion du profil de vitesse se retrouvant sur les composantes tangentielle et axiale. Pour la tomographie ultrasonore qui est non intrusive, ces problèmes sont évités.

Pour une rotation maximale ($\Omega=1$), la vitesse reconstruite devient même négative sur l'axe ce que les mesures fil chaud ne mettent pas en évidence. Cette tendance est pourtant confirmée pour des essais par anémométrie laser Doppler dans les mêmes conditions d'écoulement sur un banc d'essais hydrodynamiques [43].

En ce qui concerne la précision des mesures ultrasonores des DTP, les écarts types observés sur les chemins ultrasonores définis entre les deux sections (manchette « composante axiale ») sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus pour l'écoulement pleinement développé, mais augmentent sensiblement pour les fortes rotations ($\Omega \geq 0,8$). En augmentant l'intensité de rotation, la valeur moyenne de l'écart type augmente aussi pour la mesure de DTP dans une seule section de conduite (manchette « composante transversale »). Elle passe de 10 ns pour $\Omega=0$, (de 8 ns pour les capteurs en vis-à-vis à 20 ns pour les orientations à 90°) à 30 ns pour $\Omega=1$ (de 17 ns pour les capteurs en vis-à-vis à 60 ns pour les orientations à 90°). Ces valeurs montrent que la technique de mesure ultrasonore est fiable en écoulement fortement perturbé.

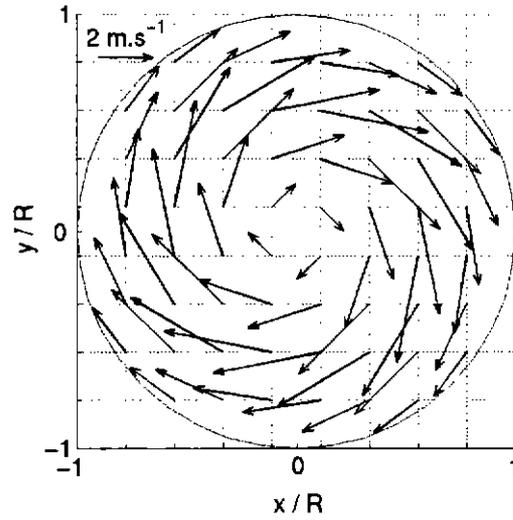


Figure 2- 49 : Champ vectoriel des vitesses transversales reconstruit pour un écoulement giratoire d'intensité $\Omega=0,5$.

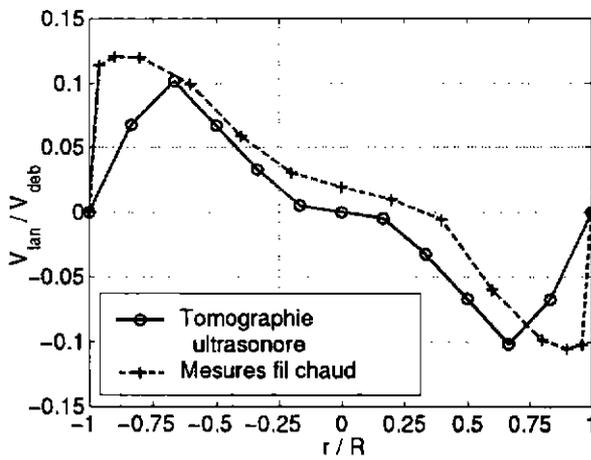


Figure 2- 50 : Reconstruction du profil de vitesse tangentielle d'un écoulement giratoire ($\Omega=0,2$)

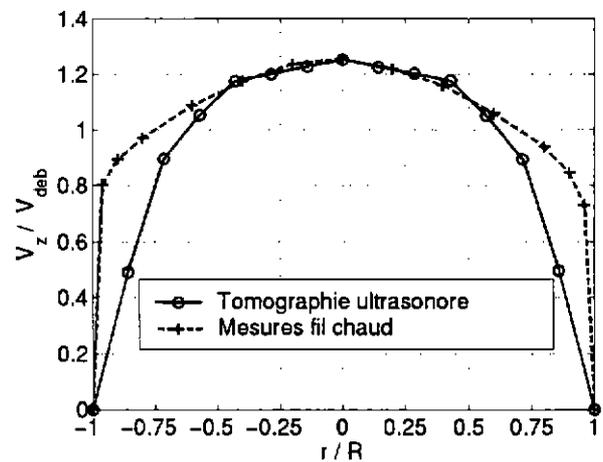


Figure 2- 51 : Reconstruction du profil de vitesse axial d'un écoulement giratoire ($\Omega=0,2$)

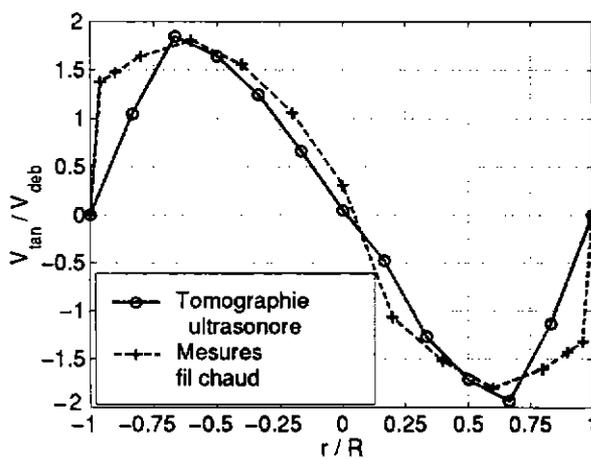


Figure 2- 52 : Reconstruction du profil de vitesse tangentielle d'un écoulement giratoire ($\Omega=0,8$)

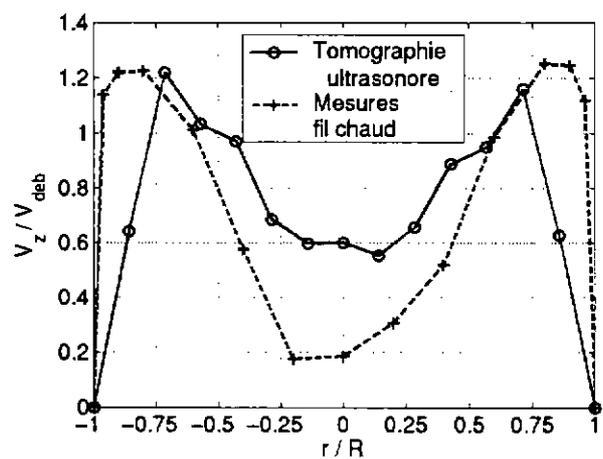


Figure 2- 53 : Reconstruction du profil de vitesse axial d'un écoulement giratoire ($\Omega=0,8$)

2.3.5.4.2 Analyse des résultats

Afin d'analyser les résultats pour les différentes valeurs du taux de rotation, on définit le nombre adimensionnel de swirl. L'étude du nombre de swirl noté S sert à quantifier l'intensité de la rotation globale de l'écoulement secondaire sur une section droite. S est calculé sur un diamètre de conduite, puis extrapolé sur la section (écoulement supposé axisymétrique) par l'expression suivante :

$$S = \frac{\int_0^R \rho V_z \cdot (rV_\theta) \cdot 2\pi r \cdot dr}{R \int_0^R \rho V_z^2 \cdot 2\pi r \cdot dr} \quad 2-37$$

S représente le rapport entre un flux de moment angulaire et le flux de quantité de mouvement axial où V_θ est la composante tangentielle de la vitesse en coordonnées polaires.

L'influence de l'intensité de la rotation sur l'écoulement est paramétrée par le taux de rotation Ω et ce nombre S . Une étude précédente, menée à l'ONERA, avait montré une évolution linéaire entre ces deux paramètres [49] avec une loi obtenue par mesures par d'anémométrie laser Doppler pour des valeurs de Ω comprises entre 0,2 et 0,8 :

$$S = 1,43 \cdot \Omega - 0,24 \quad 2-38$$

Ces caractéristiques ont été calculées à partir des profils de vitesse reconstruits par tomographie et ceux déterminés par fil chaud (tableau 2-5). On observe une concordance satisfaisante entre les nombres de swirl obtenus par les deux méthodes. Ces valeurs sont représentées sur la *figure 2-54* et comparées à la loi d'évolution citée auparavant et montrent que la tomographie est une technique précise de détermination des caractéristiques de rotation d'un écoulement.

Taux de rotation théorique - $\Omega_{\text{théorique}}$	Taux de rotation réel - $\Omega_{\text{réel}}$	Nombre de Swirl obtenu par tomographie - $S_{\text{tomographie}}$	Nombre de Swirl obtenu par fil chaud - $S_{\text{fil chaud}}$
0,2	0,205	0,042	0,047
0,5	0,482	0,335	0,422
0,8	0,827	1,069	1,061
1,0	0,998	1,121	1,213

Tableau 2- 5: Caractéristiques mesurées des écoulements giratoires.

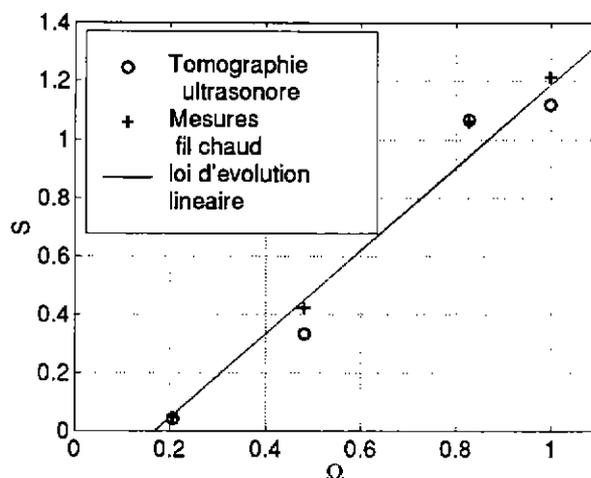


Figure 2- 54 : Evolution du nombre de swirl en fonction du taux de rotation.

2.3.6 Conclusions

Sur les bases du travail de J. Demolis qui a développé un système de tomographie ultrasonore permettant de reconstruire les composantes transversales de la vitesse d'un écoulement en conduite, un dispositif complémentaire a été mis au point durant cette thèse dans le but d'étendre la méthode à la détermination des trois composantes de la vitesse.

L'algorithme existant de reconstruction du profil de vitesse a alors été adapté, puis étudié numériquement pour montrer l'influence limitée du nombre de données expérimentales (les DTP) et l'influence du type de maillage de la section d'étude sur la qualité de la reconstruction de profils théoriques.

Malgré les essais de maillages qui paraissent a priori mieux adaptés (polaire, O-grid), le maillage de type cartésien a été retenu car il se présente sous forme d'éléments de taille identique découpant la section, et ainsi, la concentration des points de discrétisation des chemins ultrasonores est mieux répartie par élément.

Après avoir étudié les possibilités d'orientation des capteurs fixés dans deux sections de conduite, une nouvelle manchette a été conçue. Lorsque cette dernière est couplée à la manchette « composantes transversales » existante, le dispositif donne la possibilité de reconstruire le profil tridimensionnel de la vitesse. Pour des raisons de problème de l'appareillage électronique (diaphonie de la matrice de commutation) et de fabrication de la manchette, le nombre de rotations de manchette pour obtenir un nombre suffisant de DTP ultrasonores est très important ce qui réduit considérablement la résolution temporelle de la tomographie. Un compromis entre le temps nécessaire pour effectuer toutes les mesures et la résolution spatiale est toutefois choisi.

Dans ces conditions (126 DTP), les profils de vitesse d'écoulements pleinement développés, d'écoulements présentant une dissymétrie du profil axial et d'écoulements giratoires ont été reconstruits. Les résultats expérimentaux montrent la faisabilité de cette technique ultrasonore à mesurer des DTP en milieu turbulent. Les profils obtenus sont comparés à des mesures fil chaud considérées comme des vitesses de référence.

Même si on retrouve, pour chaque cas d'écoulements calibrés, des difficultés à reconstruire correctement la vitesse près de la paroi, la tomographie donne des résultats satisfaisants sur une partie importante du cœur de la section d'étude (sur une surface de rayon de longueur au moins 50% du rayon de la conduite).

L'objectif du système de tomographie ultrasonore qui est de diagnostiquer un écoulement perturbé en conduite a été atteint lors de la caractérisation de la dissymétrie d'un profil de vitesse axial par une

mesure précise du taux de dissymétrie Td et lors de la bonne estimation de l'intensité de rotation d'un écoulement giratoire à partir de la reconstruction des trois composantes de la vitesse (par l'intermédiaire d'une mesure du nombre de swirl S).

Les résultats présentés ont été obtenus pour un écoulement d'air à $200 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, mais d'autres essais à $100, 300$ et $400 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, réalisés dans les mêmes conditions ont montré une précision comparable, ce qui montre le bon fonctionnement de la tomographie pour une gamme de vitesse débitante de 3 à $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Les principaux avantages de la tomographie ultrasonore demeurent dans l'aspect « information globale » sur une section de conduite du profil tridimensionnel de la vitesse, et dans l'aspect « méthode non intrusive » ne nécessitant qu'un étalonnage minimum.

3. CARACTERISATION D'UN ECOULEMENT DE GAZ HUMIDE PAR UNE TECHNIQUE ULTRASONORE

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale des écoulements diphasiques en conduite et plus particulièrement au développement d'une technique de mesure des caractéristiques d'un écoulement de gaz humide. Le contexte et l'intérêt d'une telle étude ont été présentés dans l'introduction générale de ce mémoire de thèse.

Après avoir décrit ces écoulements de manière générale, nous définissons les caractéristiques que nous cherchons à déterminer ainsi que les paramètres influents. Ensuite une recherche bibliographique a permis de recenser, de manière non exhaustive, différents moyens de mesure de ces caractéristiques.

Suite à cette recherche et à l'étude de la tomographie ultrasonore du chapitre 2, nous avons choisi de développer une technique basée sur la technologie des ultrasons. C'est ainsi qu'une partie entière est consacrée à la compréhension de la propagation des ondes ultrasonores à travers un milieu dispersé au moyen de modèles théoriques.

Une stratégie est alors imaginée : l'utilisation de ces modèles en complément des mesures ultrasonores donne la possibilité de mesurer le titre liquide moyen (quantité de liquide dans l'écoulement gazeux) et la taille moyenne des gouttes d'un écoulement diphasique dispersé dans une section de conduite.

Des premiers essais expérimentaux ont été mis en place, d'une part pour valider les modèles théoriques, et d'autre part pour montrer la faisabilité et l'efficacité d'un tel système.

3.1 Caractérisation des écoulements diphasiques

3.1.1 Généralités sur les écoulements diphasiques

Cette partie a tout d'abord pour but de présenter les divers écoulements diphasiques « gaz-liquide ».

L'écoulement diphasique auquel nous nous intéressons est un gaz humide qui est constitué d'une phase gazeuse et d'une phase liquide avec une faible proportion composée elle-même de condensats d'hydrocarbures et d'eau. Dans ces conditions, la phase liquide se trouve en partie sous forme dispersée, c'est-à-dire sous forme de particules en suspension dans le gaz. Nous définissons donc ensuite les différentes classes de suspension existant dans la nature.

Enfin, tout au long de ce chapitre, les phénomènes liés à l'écoulement diphasique sont décrits à l'aide de certains paramètres. Il est important de bien les définir.

3.1.1.1 Distinction entre les différents régimes d'écoulement diphasique

La caractéristique la plus importante de tout écoulement diphasique est peut être la distribution des deux phases du fluide. Une ou plusieurs interfaces peuvent prendre une grande variété de forme. Il est commode de décrire les différents régimes d'écoulement à partir de la forme des interfaces fluides.

Cette méthode de classement des écoulements présente l'avantage d'une certaine simplicité mais reste principalement qualitative et subjective.

Nous présentons les régimes d'écoulement dans une conduite verticale ou horizontale.

3.1.1.1.1 Ecoulements verticaux

Dans une conduite verticale, il existe cinq régimes principaux d'écoulement (*figure 3-1a*) [50] :

- Ecoulement à bulles (bubbly flow)

Dans ce régime, la phase liquide est continue et contient des bulles de gaz dispersées, qui peuvent se déplacer de façon complexe dans le liquide. Les bulles peuvent avoir des formes et des dimensions

très différentes, et elles peuvent coalescer ou éclater.

- Écoulement à poches (plug or slug flow)

La dimension des bulles dans ce régime, devient équivalente au diamètre de la conduite et leur forme ressemble à celles des balles (de fusils...). Souvent de très petites bulles sont visibles sur la partie supérieure des grandes bulles. Ces petites bulles détachées ont des vitesses du même ordre de grandeur que les grosses.

- Écoulement semi-annulaire (churn flow)

Quand le débit augmente, les écoulements bouchons deviennent instables jusqu'à ce que les grosses bulles coalescent. Ces phénomènes s'accompagnent souvent de mouvements oscillatoires intenses du liquide.

- Écoulement annulaire (annular flow)

Dans ce régime, le liquide est confiné sur la périphérie de la conduite et le gaz sur la partie centrale restante. Il est également fréquent d'avoir de petites gouttelettes dispersées dans la phase gazeuse et de minuscules bulles de gaz dans l'écoulement liquide.

- Écoulement annulaire avec filaments (wispy annular flow)

Quand un nombre suffisant de gouttelettes de liquide coalescent dans la partie centrale de la conduite, il se forme des filaments. Ce régime est caractérisé par un mouvement oscillatoire instationnaire des éléments liquides de forme allongée. Ces éléments sont situés au centre de la conduite, et entourés par du gaz. La phase liquide reste toujours présente sur la périphérie de la conduite.

3.1.1.1.2 Écoulements horizontaux

Dans une conduite horizontale, il existe sept régimes principaux d'écoulement (*figure 3-1b*) [50] :

- Écoulement à bulles dispersées (dispersed bubble flow)

Comme dans le cas vertical, l'écoulement comporte une phase liquide contenant des petites bulles dispersées de gaz. A cause des effets de poussée, les bulles ont tendance à migrer vers la partie haute de la conduite si la turbulence de l'écoulement est insuffisante.

- Écoulement stratifié (stratified flow)

Dans ce régime, les deux phases sont complètement séparées. Le liquide coule sur la partie inférieure de la conduite et le gaz sur la partie supérieure. L'interface entre les deux phases est généralement plate.

- Écoulement à vagues (stratified wavy flow)

Avec l'augmentation de la vitesse du gaz, des vagues se forment à l'interface entre le gaz et le liquide, et peuvent prendre des formes plus ou moins régulières.

- Écoulement à poches (plug flow)

Les bulles de gaz en forme de balles, observées en écoulement vertical, apparaissent également dans ce cas. A cause des forces de poussée, elles ont tendance à occuper la partie supérieure de la conduite. Ici aussi, elles peuvent être suivies de petites bulles.

- Écoulement intermittent poche-bouchon (semi-slug flow)

Ce régime s'établit quand les fluctuations violentes de l'interface provoquent des vagues irrégulières de grandes amplitudes, mais insuffisantes toutefois pour atteindre le haut de la conduite.

- Écoulement poche-bouchon (slug flow)

Dans ce régime, les vagues irrégulières mentionnées ci-dessus s'étendent à toute la section de

conduite et génèrent un écoulement houleux complexe. Quand un bouchon de liquide passe, le taux de liquide est évidemment important et le taux de gaz faible. Par contre, quand une bulle de gaz passe, nous avons le contraire.

- Ecoulement annulaire - annulaire dispersé - annulaire à vagues (annular flow)

Ce régime est similaire à celui observé, en conduite verticale. Néanmoins l'épaisseur du film liquide est plus importante dans la partie inférieure de la conduite. Le film liquide entoure un noyau de gaz s'écoulant avec une vitesse importante et contenant des gouttelettes de liquide (annulaire dispersé).

La technique habituelle permettant de prédire la transition des régimes d'écoulement, consiste à conduire des expériences sur une plage de conduite de diamètres différents, de propriétés du fluide, de débits, d'inclinaison des conduites, et de visualiser les écoulements obtenus. Les données ainsi obtenues, sont représentées dans un diagramme à deux dimensions, où les expérimentateurs essayent d'identifier les frontières des différents régimes. Le choix des paramètres ou des nombres adimensionnels principaux, utilisés dans ces représentations est à la fois fondamental et délicat [51].

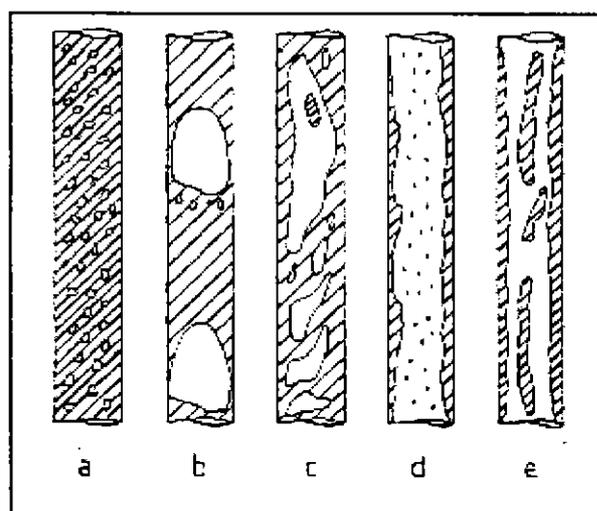


Figure 3-1a

- (a) bubbly flow, (b) slug or plug flow,
(c) churn flow, (d) annular flow,
(e) wispy annular flow

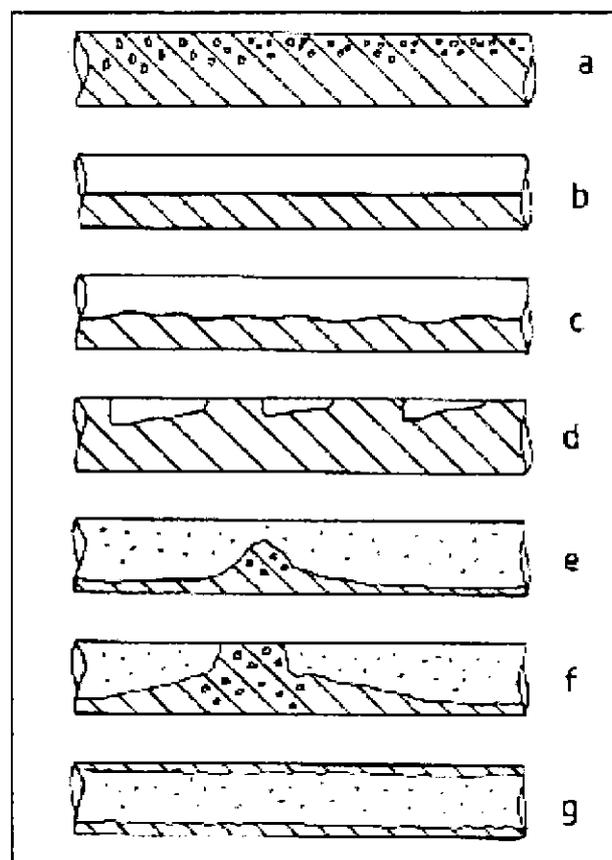


Figure 3-1b

- (a) dispersed bubbly flow, (b) stratified flow,
(c) stratified wavy flow, (d) plug flow,
(e) semi-slug flow, (f) slug flow, (g) annular flow

Figure 3- 1 : Régimes d'écoulement diphasique liquide-gaz.

3.1.1.2 Définition d'une suspension

D'après la classification des régimes d'écoulements diphasiques décrite précédemment, et d'après les données industrielles sur les caractéristiques des écoulements de gaz humide à étudier [52], le fluide en écoulement au centre de la conduite est constitué d'une suspension de particules liquides portées par le gaz. De manière générale, une dispersion est constituée de particules liquides ou solides réparties dans une phase fluide. La nomenclature est généralement établie en fonction de deux paramètres :

- le rapport du volume de la phase dispersée au volume total,
- la dimension moyenne des éléments de la phase dispersée.

Fortier présente un tableau récapitulatif de cette nomenclature [53] (tableau 3-1).

Nature de la phase fluide	Nature de la phase dispersée	Nom donné à la dispersion	Fraction volumique de la phase dispersée	Dimensions des éléments de la phase dispersée
Liquide	Solide	Suspension	< 1	
		Boue	de l'ordre de 1	
		Dispersoïde		Dimension moyenne des particules > 0,1 μm
		Colloïde		Dimension moyenne des particules < 0,1 μm
	Liquide non miscible	Emulsion		Petites gouttelettes liquides
	Gaz sous forme de bulles ou de poches	Bouillon	<< 1	
Mousse		de l'ordre de 1		
Gaz	Liquide	Brouillard		Dimension moyenne des particules < 0,1 μm
		Nuage		Dimension moyenne des particules > 0,1 μm
		Aérosols		Particules ou gouttelettes très petites
	Solide	Aérosols		
		Poussières fluidisées	de l'ordre de 1	
		Fumée		Dimension moyenne des particules < 0,1 μm
		Suspension de poussières		Dimension moyenne des particules > 0,1 μm

Tableau 3-1 : Nomenclature des suspensions

On définit alors la fraction volumique z de la phase dispersée par le rapport du volume de la phase dispersée sur le volume total élémentaire :

$$z = \frac{v_1}{v_0 + v_1} \quad 3-1$$

où l'indice 0 correspond à la phase continue et l'indice 1 à la phase dispersée.

Ce paramètre est dans certaines publications appelé le « taux de présence » de la phase dispersée.

Parfois la fraction massique x est choisie pour quantifier la proportion de la phase dispersée :

$$x = \frac{\rho_1 v_1}{\rho_0 v_0 + \rho_1 v_1} \quad 3-2$$

Pour les suspensions de bulles dans un liquide, le « taux de vide » est souvent utilisée. Il est noté ε et correspond à $1-x$.

Lorsque la fraction volumique de la phase dispersée est très inférieure à l'unité, en pratique $z \leq 20\%$, on parle :

- si la phase fluide est un gaz : de brouillard, nuage, aérosol, fumée, suspension, poussière,
- si la phase fluide est un liquide : de suspension.

Le terme suspension est souvent retenue pour sa généralité.

3.1.1.3 Définition des paramètres des écoulement diphasiques

Les principales quantités utilisées pour décrire un mélange diphasique sont les fractions de débits (ou titres) massique et volumique de liquide, le rapport de glissement et les vitesses moyennes de phase [51]. En considérant que l'on étudie des écoulements diphasiques dispersés, on note par l'indice 0 les grandeurs se rapportant à la phase continue (gazeuse dans notre application) et par l'indice 1 les grandeurs se rapportant à la phase dispersée (liquide).

3.1.1.3.1 Fraction de débit massique (ou titre massique) de liquide

La fraction de débit massique (ou titre massique) de liquide correspond au rapport du débit massique de la phase liquide Q_{m1} sur le débit massique total $Q_{m0} + Q_{m1}$.

$$\phi_{Qm} = \frac{Q_{m1}}{Q_{m0} + Q_{m1}} \quad 3-3$$

3.1.1.3.2 Fraction de débit volumique (ou titre volumique) de liquide

La fraction de débit volumique de liquide correspond au rapport du débit volumique de la phase liquide Q_{v1} sur le débit volumique total $Q_{v0} + Q_{v1}$.

$$\phi_{Qv} = \frac{Q_{v1}}{Q_{v0} + Q_{v1}} \quad 3-4$$

Tous les volumes sont convertis en volumes à température et pression standards.

Le passage de la fraction de débit volumique à la fraction de débit massique s'effectue en utilisant la relation suivante :

$$\phi_{Qm} = \frac{\rho_1 \phi_{Qv}}{\rho_0 (1 - \phi_{Qv}) + \rho_1 \phi_{Qv}} \quad 3-5$$

Dans le secteur pétrolier ou gazier, les titres volumique ou massique de gaz sont plutôt utilisés [54]. Ils se calculent directement à partir des relations 3-3 et 3-4 et leur valeur correspond au complément de ϕ_{Qm} et de ϕ_{Qv} à l'unité.

3.1.1.3.3 Vitesse moyenne (ou superficielle) de phase

On distingue deux vitesses moyennes caractéristiques :

- la vitesse moyenne de la phase continue rapportée à la surface totale de la section droite de conduite :

$$V_0 = \frac{Q_{v0}}{S} \quad 3-6$$

- la vitesse moyenne de la phase liquide rapportée également à la surface totale de la section droite

de conduite :

$$V_1 = \frac{Qv_1}{S} \quad 3-7$$

avec

$$S = S_1 + S_0 \quad 3-8$$

où S est l'aire de la section droite de la conduite, S_0 l'aire de la section occupée en moyenne par la phase continue (fraction de la section totale de la conduite), et S_1 par la phase dispersée.

- *Rapport de glissement: K_g*

Dans un écoulement annulaire dispersé, les phases liquides et gazeuses ne se déplacent pas dans la conduite à la même vitesse : les gouttelettes de liquide en suspension possèdent une vitesse légèrement inférieure à celle du gaz alors que le film liquide pariétal a une vitesse beaucoup plus faible. On définit une vitesse de glissement $V_{gliss.}$ par :

$$V_{gliss.} = V_0 - V_1 \quad 3-9$$

Cependant, il est habituel dans la théorie des écoulements diphasiques de définir un rapport de glissement K_g , défini par le rapport de la vitesse moyenne du gaz V_0 à la vitesse moyenne du liquide V_1 .

$$K_g = \frac{V_0}{V_1} \quad 3-10$$

Pour un écoulement homogène, le rapport de glissement $K_g = 1$.

3.1.1.3.4 Relation entre la fraction de débit volumique et la fraction volumique de liquide

Pour un mélange diphasique relativement homogène (dans un volume pouvant représenté l'intérieur du débitmètre), la fraction volumique de liquide z (définie par la relation 3-1) est approximativement égale à la fraction de débit volumique ϕ_{Qv} (définie par la relation 3-4).

Mais lorsqu'il existe une vitesse de glissement entre les phases, alors ces deux fractions sont différentes [22]. Les deux relations suivantes permettent alors de calculer une fraction en connaissant l'autre :

$$z = \left[1 + \frac{1}{K_g} \left(\frac{1}{\phi_{Qv}} - 1 \right) \right]^{-1} \quad 3-11$$

$$\phi_{Qv} = \left[1 + K_g \left(\frac{1}{z} - 1 \right) \right]^{-1} \quad 3-12$$

Il est possible de la même manière de définir les relations liant la fraction de débit massique ϕ_{Qm} et la fraction massique de liquide x .

Dans la suite de ce rapport et plus particulièrement au paragraphe 3.4, lorsqu'on cite la fraction volumique liquide d'un écoulement diphasique, on suppose implicitement que la vitesse de glissement est nulle et cette fraction représente également le titre liquide.

3.1.2 Techniques de mesure dans un milieu diphasique en conduite

Le contexte de l'étude qui est lié au comptage des fluides d'un écoulement diphasique en conduite oriente notre recherche vers les techniques de mesure visant à déterminer le débit massique de chacune des phases. Dans son principe le plus général, un débitmètre diphasique doit comprendre une première partie où sont déterminées les vitesses de chaque phase et une deuxième partie destinée à la mesure des fractions volumiques correspondantes. La mesure d'une des deux fractions volumiques est suffisante. Ainsi il est possible de déterminer le débit massique de chacune des phases en connaissant leur masse volumique. En pratique, la masse volumique est calculée à partir de tables donnant sa valeur en fonction de la température et de la pression.

Les techniques de mesures des caractéristiques d'un écoulement multiphasique basées sur la technologie des ultrasons ne sont pas abordées car elles sont déjà présentées au paragraphe 1.3.2.

3.1.2.1 Mesure de débit

Le recensement des appareils de mesure du débit en écoulement multiphasique est basé sur une étude bibliographique sur le sujet [51].

Dans cette partie, les différents types d'appareil utilisés pour des mesures en écoulement monophasique sont examinés pour des applications en écoulement multiphasique. Pour qu'un appareil soit utilisable en multiphasique, plusieurs facteurs doivent être considérés:

- endommagement du compteur: la présence d'une phase solide peut endommager les parties mobiles dans certains types de compteur et provoquer un blocage des conduites en pression.
- principe du compteur : le phénomène physique sur lequel repose le principe du compteur ne doit pas être trop perturbé par la présence des autres phases.
- étalonnage du compteur : l'étalonnage du compteur est généralement affecté par la présence de phases additionnelles. Dans ce cas, il faut pouvoir corriger le débit à partir d'informations complémentaires : titre massique de la phase gazeuse, taille des gouttes de la phase liquide, etc... .

Comme pour les écoulements monophasiques, les appareils utilisés pour le comptage multiphasique peuvent être choisis en fonction de leur appartenance à différentes catégories :

- Mesure de masse volumique ou mesure du titre des différentes phases : ces appareils mesurent une masse volumique ou un titre, soit directement, soit à partir d'un paramètre représentatif de la masse volumique ou du titre (absorption d'un rayonnement gamma, impédance électrique,...). La mesure de la masse volumique, associée à celle d'un débit volumique permet de connaître le débit massique. La connaissance du titre liquide ou gazeux permet de corriger le débit apparent mesuré pour obtenir le débit réel de chaque phase, à partir de corrélations semi-empiriques. Ces mesures sont étroitement associées à la mesure des débits multiphasiques, mais elles seront examinées dans le paragraphe 3.1.2.2.
- Mesure de vitesse : cette catégorie comprend les compteurs qui mesurent une vitesse directement (compteurs par intercorrélation) ou indirectement à partir d'un débit volumique (compteur à turbine par exemple).
- Mesure d'énergie cinétique : ces compteurs mesurent l'énergie cinétique de l'écoulement ($1/2 \cdot \rho V^2$) à travers la mesure d'une chute de pression, engendrée par une diminution de la section de passage du fluide dans la conduite. Le diaphragme et le venturi rentrent par exemple dans cette catégorie.
- Mesure d'un débit massique : le principe des débitmètres massiques est de donner une réponse proportionnelle au débit massique à mesurer, ce qui rend inutiles les corrections de masse volumiques que l'on rencontre avec les appareils déprimogènes ou volumiques.

3.1.2.1.1 Mesure de vitesse

La vitesse de l'écoulement peut être mesurée par différents systèmes mécaniques, hydrauliques ou acoustiques.

- *Compteur à turbine.*

Le débitmètre à turbine se compose généralement d'un corps, d'une turbine ou hélice centrale, souvent précédée et suivie de dispositifs aérodynamiques pour guider l'écoulement, et d'un système de mesure de la vitesse de rotation. Le fluide en mouvement met la turbine en rotation. Le débit volumique est proportionnel à la vitesse de rotation de la turbine. En écoulement monophasique, les débitmètres à turbine comptent le gaz avec une grande précision, mais l'étalonnage se trouve altéré par la présence d'une phase liquide. Cette influence peut être corrigée par l'établissement de corrections adaptées.

Les principaux inconvénients d'une turbine sont l'obstruction de la veine fluide par le rotor et les risques d'endommagement de ce dernier par la présence de particules solides dans l'écoulement.

- *Compteurs volumiques.*

Dans ces compteurs, le fluide est transvasé entre une entrée et une sortie par l'intermédiaire d'une capacité de volume connu. Cette capacité prend des formes diverses suivant le type de compteur : compteurs à pistons rotatifs, à soufflet, à piston oscillant, etc...

Le principal avantage de ce type de compteur, est qu'il fonctionne de façon satisfaisante pour de faible débit. On l'utilise souvent pour des écoulements intermittents. Par contre, les tolérances précises d'usinage sur les parties mobiles, les rendent particulièrement fragiles vis à vis des solides, des liquides et des gaz corrosifs.

- *Compteurs à tourbillons ou à vortex.*

Les compteurs à tourbillons ont été présentés au paragraphe 1.2.1.2.3 (p. 12). L'avantage de ce type de compteurs réside dans l'absence de partie mobile et une indépendance théorique de la mesure de débit volumique par rapport à la nature du fluide, à la température et à la pression. Ces caractéristiques rendent le débitmètre à tourbillons séduisant pour des écoulements de gaz humide mais l'incidence d'une phase liquide additionnelle sur le phénomène de détachement tourbillonnaire et sur le comptage n'est pas bien connue.

- *Intercorrélation par rayonnement gamma.*

Dans une technique d'intercorrélation, on utilise deux faisceaux de rayonnement, séparés axialement sur la conduite par une distance connue. Chaque faisceau diamétral de rayonnement correspond à une source et à une réception d'un signal atténué. L'intercorrélation entre les signaux atténués de chaque section permet de déterminer le temps moyen de transport du fluide entre ces deux sections.

- *Intercorrélation et rayonnement de neutrons.*

L'intercorrélation de neutrons utilise le même principe que les autres techniques d'intercorrélation. Bien qu'applicable aux écoulements multiphasiques, le faible niveau d'énergie du rayonnement conduit à des intercorrélations plus difficiles à maîtriser que celles du rayonnement gamma.

- *Excitation par une source de neutrons pulsés.*

Des neutrons pulsés excitent les atomes de fluide et le temps de transit sur une distance connue de conduite peut être ainsi déterminé. Un intérêt de cette technique est la possibilité de mesurer la vitesse de chaque espèce atomique. De plus, le nombre d'atome de chaque espèce détectée donne une mesure du titre d'une phase dans une section de conduite.

Cette technique semble a priori avoir un potentiel intéressant pour des écoulements multiphasiques homogènes ou hétérogènes. Nous n'avons pas connaissance de développement ou de publication pour des applications comptage de gaz humide.

- *Débitmètre à résonance magnétique nucléaire (RMN).*

Le débitmètre à résonance magnétique nucléaire est basé sur le principe de la mesure du temps

de transit. Il se compose de trois parties :

- 1- Une section de magnétisation constituée d'un tube muni de brides à ses deux extrémités. Des aimants permanents de très forte intensité provoquent à l'entrée de l'appareil une magnétisation du noyau des atomes d'hydrogène et de fluor. La magnétisation décroît ensuite de façon exponentielle.
- 2- Une section de détection, à l'entrée de laquelle, les noyaux sont portés à l'état de résonance magnétique nucléaire. Un champ magnétique de modulation par ondes carrées bidirectionnelles est ensuite appliqué et change alternativement la direction de la magnétisation du fluide, qui la mémorise et la transporte ainsi en l'état.
- 3- Une unité électronique qui comporte les circuits nécessaires pour la génération des champs magnétiques, la détection du magnétisme nucléaire et le calcul du débit. La bobine réceptrice mesure un champ de magnétisation de forme sinusoïdale, dont le déphasage avec le champ de modulation dépend de la vitesse du fluide.

La réponse du débitmètre RMN dépend du régime d'écoulement (laminaire ou turbulent). L'avantage de cet appareil est de pouvoir s'appliquer à toutes sortes de fluides. Nous n'avons pas connaissance de publications sur le comptage en gaz humide. Cependant cette technique semble avoir des possibilités intéressantes en écoulement multiphasique.

- *Vitesse acoustique.*

Les mesures de vitesse utilisant des ondes acoustiques et l'effet Doppler (cf. § 1.2.1.2.2, p.11) sont utilisées avec succès dans les écoulements monophasiques, surtout liquides. Cependant les ondes acoustiques s'atténuent fortement aux interfaces de phase, ce qui rend la technique difficile à mettre en œuvre pour certains régimes d'écoulement multiphasique. Pour des régimes d'écoulement de type gouttelettes dispersés, rencontrés dans le gaz humide, cette technique doit être examinée avec intérêt. C'est ce qui est fait au paragraphe 1.2.2.1.1 (p.15).

- *Intercorrélation acoustique.*

La mesure de vitesse repose sur la mesure d'un temps de transit par intercorrélation de signaux provenant d'ondes acoustiques (cf. § 2.2.2.3.1, p.31). Cette méthode a déjà été utilisée pour des écoulements diphasiques gaz/liquide mais nécessite des écoulements homogènes.

- *Vélocimétrie laser.*

1-Mesure de vitesse avec un vélocimètre Doppler Laser.

Des mesures non intrusives de la vitesse de gouttelettes transportées par un écoulement gazeux peuvent être réalisées par vélocimétrie Doppler Laser. Cette mesure de vitesse locale est utilisée pour déterminer un débit en conduite. Cette technique a été développée pour du comptage de gaz en utilisant également des diodes lasers. Pour des éventuelles applications en gaz humide, les limitations peuvent provenir de la taille des gouttelettes en fonction de l'interfrange. Ces mesures sont actuellement surtout mises en œuvre en laboratoire.

2-Mesure simultanée de vitesse et taille de gouttelettes par granulomètre Laser.

La méthode des phases permet d'avoir une mesure simultanée de la taille et des vitesses de gouttelette dans le cas d'écoulement gaz/liquide. Cette technique est utilisée actuellement essentiellement en laboratoire pour caractériser les écoulements diphasiques dispersés.

- *Méthode des traceurs.*

La méthode de traçage consiste à mesurer la concentration après mélange d'un traçeur injecté dans le débit à mesurer. Trois principes sont utilisés: la méthode d'injection à débit constant, la méthode du temps de transit et la méthode par intégration. Cette méthode de traçage est utilisée en écoulement monophasique liquide ou gazeux. Des essais pas vraiment concluants ont été réalisés en écoulement diphasique. L'avantage de cette méthode est l'obtention simultanée d'une mesure de débit et de titre des différentes phases, par l'utilisation de traceurs spécifiques. Cette technique reste pour les écoulements diphasiques plutôt une méthode de laboratoire ou de test ponctuel sur un site industriel.

3.1.2.1.2 Mesure d'énergie cinétique

Ces appareils habituellement appelés "organes déprimogènes", sont encore les débitmètres les plus utilisés pour les écoulements monophasiques.

- *Diaphragme.*

Le diaphragme est le débitmètre le plus utilisé, à cause de son faible coût, sa simplicité et d'une littérature abondante concernant les caractéristiques d'étalonnage. Il possède toutefois une faible dynamique et une fragilité des arêtes vives du trou du diaphragme, ce qui constitue un inconvénient majeur pour des mesures précises. Ce dernier point est également vrai dans le cas d'un écoulement diphasique. Le diaphragme a été très utilisé pour des écoulements diphasiques air/eau, vapeur/eau et gaz humide.

- *Venturi.*

Le venturi possède des limitations analogues à celles du diaphragme en écoulement monophasique. Il est cependant moins fragile et peut donc être utilisé dans les écoulements diphasiques. Les venturis sont très utilisés pour les écoulements diphasiques air/eau, vapeur/eau et gaz humide.

- *Diaphragme à section variable.*

Le diaphragme à section variable se compose d'un diaphragme, partiellement bloqué par un bouchon conique. Le bouchon est monté sur un ressort en tension de telle manière que la section de passage augmente, quand le débit croît. La perte de charge à travers l'orifice varie linéairement avec le débit. Ce type de débitmètre a une dynamique plus importante que le diaphragme, mais les mécanismes additionnels peuvent se corroder, s'user et ne favorisent pas leur utilisation en écoulement multiphasique.

3.1.2.1.3 Compteurs massiques

Le principe de ces appareils est de donner une réponse proportionnelle au débit massique à mesurer, ce qui rend inutile les corrections de masse volumique, parfois très contraignantes que l'on rencontre avec les appareils déprimogènes ou volumiques.

Il convient de distinguer :

1- Les appareils vraiment massiques, c'est à dire de réponse indépendante des conditions de composition chimique, pression, température, viscosité, etc. Les principes utilisés sont la mesure de force après accélération (mesure de force de Coriolis, d'effet gyroscopique, de moment angulaire), l'effet Magnus, la variation de vitesse par pompe auxiliaire, la mesure de force d'impact.

2- Les appareils pseudo-massiques, dont la réponse est indépendante de la pression et de la température des gaz, mais varie avec la composition chimique.

Le débitmètre vraiment massique a été utilisé pour des écoulements diphasiques et est dans le principe utilisable pour des écoulements multiphasiques.

Le débitmètre à effet Coriolis s'applique à la mesure des liquides divers et des gaz liquéfiés ou gazeux sous pression. Le principe de fonctionnement est le suivant: quand un coude contenant un fluide en mouvement est mis en rotation, une force de Coriolis prend naissance perpendiculairement à la direction du fluide et à l'axe de rotation. La force est proportionnelle au débit masse de fluide dans la conduite. Les débitmètres Coriolis se composent d'un tube vibrant contenant un fluide, qui oscille d'un angle proportionnel à la force de Coriolis et donc au débit masse.

Ce type de débitmètre a été peu testé en écoulement diphasique.

3.1.2.2 Mesure du titre

Un certain nombre de méthodes permettant de mesurer la fraction (ou titre) de la phase liquide ou de la phase gazeuse est présenté. Ce recensement a été effectué à partir de plusieurs références bibliographiques ([50], [51], [55]).

3.1.2.2.1 Méthode neutronique

Le principe de mesure est basé sur l'interaction d'un flux de neutrons avec les espèces qui composent l'écoulement. Il s'agit en effet de mesurer les fractions de chaque phase en mesurant les concentrations atomiques d'espèces particulières. Par exemple, la mesure du nombre d'atomes d'hydrogène et de carbone par unité de volume permet de déterminer les fractions d'huile et d'eau. La concentration de ces espèces est déterminée à partir de l'intensité des rayons gamma émis lors de l'interaction entre les neutrons et les noyaux.

A la suite de l'interaction neutron-matière, le spectre gamma présente une série de pics dont les énergies sont caractéristiques des différents éléments activés. En un point de l'écoulement, l'intensité du rayon gamma est proportionnelle à la concentration numérique des noyaux, à leur section efficace et au flux de neutrons en ce point. L'intensité du pic gamma qui est réellement mesurée dépend quant à elle de l'intensité des rayons gamma émis par chaque point du volume de mesure et de la probabilité de détection de ces rayons gamma. Le problème principal de cette technique provient du fait que le flux de neutrons en un point va dépendre de la composition du mélange entre l'émetteur et le point considéré. De la même façon, la probabilité de détection des rayons gamma va dépendre de la composition du mélange entre le point de mesure et le détecteur.

On peut difficilement imaginer l'utilisation de cette méthode dans le cas où la composition du mélange est quelconque et n'est pas spatialement uniforme. De plus, cette méthode nécessite la connaissance des formules chimiques des composants du mélange.

3.1.2.2.2 Méthode utilisant la résonance magnétique nucléaire (RMN)

Cette méthode est mise en œuvre par le même dispositif expérimental que le débitmètre à RMN décrit pour la mesure de débit. Dans le cas d'un mélange eau-air, l'induction magnétique est directement proportionnelle au nombre de protons présents dans le volume de contrôle. Alors la fraction volumique de l'eau est égale au rapport de l'induction magnétique à travers le mélange sur l'induction magnétique dans l'eau pure.

Les contraintes de cette méthode sont que la conduite doit être constituée d'un matériau diélectrique et le coût d'un tel dispositif est élevé.

3.1.2.2.3 Méthode basée sur l'atténuation des rayons X ou gamma

Largement utilisé pour les écoulements eau-air ou eau-vapeur, le densitomètre à rayons X ou gamma est constitué d'un émetteur (source radioactive ou tube à rayons X) et d'un récepteur placé de part et d'autre de la conduite. A la traversée d'un matériau, l'intensité d'un faisceau collimaté et monoénergétique est atténuée suivant la loi en décroissance exponentielle avec l'épaisseur traversée et le coefficient d'absorption linéaire caractéristique du matériau qui ne dépend que de l'énergie.

Si I_0 et I_1 sont les intensités mesurées lorsque la conduite est pleine respectivement de gaz et de liquide, l'équation dans le cas où l'écoulement est diphasique avec un taux de vide ε devient :

$$\varepsilon = \frac{\ln\left(\frac{I}{I_1}\right)}{\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)}$$

3-13

Si cette technique offre de bons résultats en écoulement liquide-gaz, des erreurs sont tout de même à prendre en compte. On peut citer l'erreur statistique sur le comptage des photons due à la nature aléatoire de leur création ou l'erreur dynamique due à des fluctuations du taux de vide qui se traduisent de manière non linéaire par des fluctuations de l'intensité du faisceau.

3.1.2.2.4 *Mesure de l'impédance électrique*

L'impédance électrique d'un écoulement diphasique dépend des concentrations des distributions des phases et permet donc de caractériser l'écoulement de façon instantanée. En général, on privilégie le comportement capacitif de l'écoulement, la constante diélectrique d'un liquide étant moins sensible aux variations de température que sa conductivité. L'isolation des électrodes et leur protection contre les agressions extérieures sont les principales difficultés rencontrées avec cette méthode.

3.1.2.2.5 *Méthode par atténuation des micro-ondes*

Lorsque le mélange traverse une portion de conduite qui forme une cavité résonante soumise aux micro-ondes, la fréquence de résonance varie avec les proportions relatives des constituants. Cette fréquence est, en particulier, fonction des constantes diélectriques des composants, de leur fraction volumique respective et de leur distribution. Cette technique a l'inconvénient de nécessiter une mise en œuvre et un étalonnage délicats, et de n'être utilisable que pour les conduites de petit diamètre.

3.1.2.2.6 *Méthode de prélèvement*

Le principe consiste à extraire périodiquement un échantillon de l'écoulement diphasique. Le plus souvent, le système est constitué d'une sonde tubulaire traversant la conduite et dont un orifice fait face à l'écoulement. Une vanne est ouverte à espaces réguliers et permet de prélever un petit volume de fluide. La composition de l'écoulement est alors déterminée et moyennée sur l'ensemble des valeurs de chaque échantillon pendant une période de temps adaptée.

Cette méthode rustique est souvent utilisée pour déterminer le titre liquide d'écoulements dont la phase liquide est dispersée. Le système est cependant sensible à l'homogénéisation de l'écoulement. De plus, il présente des désavantages dans le cas d'utilisation industrielle : il comprend des parties mobiles soumises à des cycles importants d'ouverture-fermeture, la sonde est sensible à l'érosion, à la corrosion et au bouchage et l'échantillon nécessite une analyse in-situ.

3.1.2.2.7 *Méthode par perte de charge*

Cette méthode utilise deux mesures de pertes de charge engendrées par deux organes déprimogènes, par exemple par une plaque perforée et un venturi. Pour cela, on associe un facteur correctif connu à chacun des deux organes déprimogènes qui est fonction du titre massique du gaz dans le mélange de l'écoulement diphasique [56]. Comme les deux appareils sont traversés par le même débit massique de gaz, on obtient le titre massique par résolution d'une équation du second degré.

Ce dispositif rustique peut constituer un moyen intéressant de mesure du titre liquide pour les écoulements de gaz humide, mais son efficacité doit être testée.

3.1.2.3 **Commentaires**

Ces deux dernières parties ont répertorié l'ensemble des techniques de mesure du débit et du titre utilisables en écoulement diphasique. L'analyse de ces différentes méthodes permet de constater que la plupart a été mise en œuvre seulement dans le cas d'écoulements diphasiques avec une forte fraction volumique de liquide. Par exemple, le développement de nouveaux appareils de mesure du titre en gaz humide paraît nécessaire. Ils doivent si possible posséder un certain nombre de caractéristiques bien précises : être non intrusifs (sans partie mobile) et résistants aux agressions extérieures, ne demander qu'un minimum d'énergie pour fonctionner et un minimum d'étalonnage une fois en place sur site industriel, se présenter sous une forme la plus compacte possible et donner la possibilité de mesurer un titre en ligne de façon à connaître l'évolution de cette grandeur sur toute une durée de vie d'un puits d'exploitation. Evidemment, le système doit aussi mesurer avec précision le titre.

Etant donné leurs avantages connus dans le domaine du contrôle non destructif et dans la débitmétrie (cf chapitre 1), les ultrasons peuvent être une source intéressante à exploiter afin de caractériser en terme de titre liquide un écoulement de gaz humide. Une technique développée à partir

de cette technologie semble apporter l'ensemble des caractéristiques requises. Notre choix s'est alors porté sur la mesure de la vitesse de propagation et l'atténuation des ultrasons.

3.2 Etude de la propagation des ultrasons à travers les écoulements dispersés

L'objectif de cette étude est de déterminer le titre liquide d'un écoulement diphasique gaz-liquide contenant une quantité faible de liquide (gaz humide) par une technique ultrasonore. Dans le chapitre 2, la grandeur à mesurer était la vitesse du gaz s'écoulant dans une conduite avec la possibilité de calculer un débit. Bien qu'il existe des débitmètres à ultrasons fonctionnant pour de tels écoulements diphasiques (cf. § 1.2.2.1, p.15), l'intérêt certain porté par les industriels du secteur gazier pour développer une technique de mesure du titre en gaz humide et les nombreux avantages de la technologie des ultrasons nous ont amenés à concevoir un système expérimental répondant à cette demande. C'est donc sur l'aspect du contrôle non destructif par ultrasons que ce travail a été orienté.

Pour de faibles proportions de liquide dans le gaz et pour les conditions de débit de chacune des phases (cf. § 3.1.1.1, p.75), le régime d'écoulement est dispersé au cœur de la conduite. On peut alors, dans un premier temps, considérer la répartition de la phase dispersée comme homogène, c'est à dire avec des gouttes uniformément réparties spatialement (cf. § 3.1.1, p.75).

Afin « d'explorer » l'écoulement diphasique par les ultrasons, il est nécessaire avant tout de bien connaître l'influence de ce milieu dispersé sur la propagation des ondes.

Tout d'abord, nous définissons les caractéristiques de la propagation et nous mettons en évidence les paramètres influents aussi bien pour les gaz, pour les liquides ou pour les mélanges gaz-liquide qui nous intéressent plus particulièrement. Des mécanismes à l'échelle microscopique expliquent certaines modifications macroscopiques de l'absorption et de la vitesse des ultrasons.

Ensuite une étude bibliographique nous amène à développer des modèles théoriques de propagation permettant de comprendre les phénomènes liés à cette interaction « milieu diphasique - ultrasons ».

En tenant compte des limitations d'application, l'utilisation de ces modèles laisse envisager la possibilité de déterminer le titre de la phase dispersée ainsi que la taille moyenne des particules constituant cette phase.

3.2.1 Caractéristiques de la propagation

3.2.1.1 Notions d'absorption et de dispersion du son

Afin d'introduire les notions d'absorption et de dispersion du son, nous allons étudier la propagation d'une onde plane harmonique à travers un fluide visqueux « dissipatif ».

3.2.1.1.1 Linéarisation des équations générales de conservation

Les équations de bilans de masse et de quantité de mouvement locaux et instantanés pour un fluide quelconque s'écrivent [10] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad 3-14$$

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla P + \frac{1}{3} \mu \nabla (\nabla \cdot \vec{V}) + \mu \Delta \vec{V} \quad 3-15$$

On supposera que le milieu fluide est illimité et que les transformations qu'il subit sont adiabatiques et réversibles (donc isentropiques). Dans un premier temps, ces transformations ne font pas

intervenir la conduction de chaleur de sorte que les seules énergies en jeu sont l'énergie mécanique et l'énergie de dissipation visqueuse et les seules forces, des forces de compression élastique (compressibilité élastique).

On supposera également que l'amplitude des ondes est faible (hypotheses des petits mouvements). L'ensemble de ces conditions constitue ce que l'on appelle l'*hypothèse acoustique*.

La démarche suivante consiste, de façon classique, à déterminer les équations linéarisées vérifiées par les potentiels acoustiques à partir du système des petites perturbations [57]. On suppose que l'ensemble des variables décrivant le système subit des petites perturbations (indice 1), par rapport à leurs valeurs au repos (indice 0), au passage de l'onde sonore:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho^{(0)} + \rho^{(1)} & p &= p^{(0)} + p^{(1)} \\ \vec{V} &= \vec{V}^{(0)} + \vec{V}^{(1)} \end{aligned}$$

3-16

Les vibrations dans l'onde sonore étant petites et le milieu étant supposé au repos ($\vec{V}^{(0)} = \vec{0}$), les perturbations du vecteur vitesse \vec{V} sont du premier ordre. Par conséquent, toutes les autres quantités décrivant l'écoulement sont constantes et uniformes. Alors on considère que l'on peut négliger la dérivée temporelle des variables à l'équilibre $\partial f^{(0)}/\partial t$ devant celle des variables perturbées $\partial f^{(1)}/\partial t$ proportionnelle à la fréquence.

$$\frac{\partial f^{(1)}}{\partial t} \gg \frac{\partial f^{(0)}}{\partial t}$$

3-17

De même, on suppose que le gradient spatial des différentes variables à l'ordre 0, $\vec{\nabla} f^{(0)}$, est négligeable devant celui des variables à l'ordre 1, $\vec{\nabla} f^{(1)}$, proportionnel à l'inverse de la longueur d'onde λ .

$$\vec{\nabla} f^{(1)} \gg \vec{\nabla} f^{(0)}$$

3-18

Au premier ordre, les équations de bilan sont:

$$\frac{\partial \rho^{(1)}}{\partial t} + \rho^{(0)} \vec{\nabla} \cdot \vec{V}^{(1)} = 0$$

3-19

$$\rho^{(0)} \frac{\partial \vec{V}^{(1)}}{\partial t} + \vec{\nabla} p^{(1)} - \frac{\mu}{3} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}^{(1)}) - \mu \Delta \vec{V}^{(1)} = \vec{0}$$

3-20

Si la direction de propagation de l'onde est suivant le vecteur \vec{x} , alors le mouvement devient monodimensionnel ($\vec{V} = V_x \vec{x}$) et les relations 3-19 et 3-20 s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \rho^{(1)}}{\partial t} + \rho^{(0)} \frac{\partial V_x^{(1)}}{\partial x} = 0$$

3-21

$$\rho^{(0)} \frac{\partial V_x^{(1)}}{\partial t} + \frac{\partial p^{(1)}}{\partial x} - \frac{4}{3} \mu \frac{\partial^2 V_x^{(1)}}{\partial x^2} = 0$$

3-22

On se trouve donc en présence d'un problème avec trois inconnues $\rho^{(1)}$, $p^{(1)}$, et $V_x^{(1)}$ pour seulement deux équations. La 3^{ème} équation nécessaire est fournie par l'équation qui décrit les

transformations isentropiques subies par le milieu. Le coefficient thermodynamique caractéristique de la compressibilité isentropique du fluide est K_S et peut être défini par [58] :

$$K_S = \frac{1}{\rho^{(0)}} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_S \quad 3-23$$

$\rho^{(1)}$ et $P^{(1)}$ étant des perturbations élémentaires de masse volumique et de pression, on peut écrire aussi :

$$K_S = \frac{1}{\rho^{(0)}} \left(\frac{\rho^{(1)}}{P^{(1)}} \right) \quad 3-24$$

et d'après la définition de la vitesse du son isentropique,

$$c^{(0)} = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S} \quad 3-25$$

le coefficient de compressibilité s'exprime en fonction de la vitesse du son $c^{(0)}$ définie dans un état de référence par,

$$K_S = \frac{1}{\rho^{(0)} c^{(0)2}} \quad 3-26$$

d'où l'expression de la 3^{ème} équation :

$$\frac{\rho^{(1)}}{\rho^{(0)}} = c^{(0)2} \quad 3-27$$

Une discussion sur le choix entre vitesse du son isentropique ou isotherme est menée au paragraphe 3.2.1.2.2.

3.2.1.1.2 Etablissement de l'équation de dispersion

Ensuite, étant donné que nous supposons une onde plane harmonique, nous introduisons de petites oscillations périodiques dans le temps et dans l'espace (dans la direction de propagation \vec{x}). Les solutions S ($S = \rho^{(1)}$, $P^{(1)}$, ou $V_x^{(1)}$) du système sont ainsi de la forme [59] :

$$S = \tilde{S} \times \exp \left\{ -\alpha x + i\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right\} = \tilde{S} \times \exp i\omega \left\{ t - \frac{x}{c} \left(1 - \frac{i\alpha c}{\omega} \right) \right\} \quad 3-28$$

Au niveau des notations, il est souvent commode d'introduire le *nombre d'onde complexe* K qui réunit les termes de propagation (ou constante de phase) ω/c et d'amortissement α (ω étant la pulsation de l'onde ; si f est la fréquence, $\omega = 2\pi f$).

$$K = \frac{\omega}{c} - i\alpha \quad 3-29$$

en fait, α est le coefficient d'absorption en amplitude du son ayant pour dimension l'inverse d'une longueur (m^{-1} ou $Np.m^{-1}$). L'amplitude des quantités impliquées (ρ , P , et V_x) décroît pour chaque mètre parcouru de $e^{-\alpha}$.

A partir des relations 3-21, 3-22 et 3-27 et de la nouvelle écriture des variables (3-28), on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} i\omega \tilde{\rho}^{(1)} - i\rho^{(0)}K \cdot \tilde{\nabla}^{(1)} = 0 \\ -iKc^{(0)2} \cdot \tilde{\rho}^{(1)} + \left(i\rho^{(0)}\omega + \frac{4}{3}\mu K^2 \right) \cdot \tilde{\nabla}^{(1)} = 0 \end{cases} \quad 3-30$$

Ce système admet une solution unique si son déterminant est nul. Cette condition se traduit par l'équation de dispersion suivante :

$$K^2 = \left(\frac{\omega}{c^{(0)}} \right)^2 \left(1 + \frac{4}{3} \frac{i\mu\omega}{\rho^{(0)}c^{(0)2}} \right)^{-1} \quad 3-31$$

On définit un temps de relaxation τ_L , appelé temps de Lucas [59] :

$$\tau_L = \frac{4}{3} \frac{\mu}{\rho^{(0)}c^{(0)2}} \quad 3-32$$

L'équation de dispersion (3-31) s'écrit :

$$\left(\frac{c^{(0)}K}{\omega} \right)^2 = \frac{1}{1 + i\omega\tau_L} \quad 3-33$$

En développant et séparant les parties réelles et imaginaires, on a :

$$\begin{cases} \left(\frac{c^{(0)}}{c} \right)^2 - \left(\frac{\alpha c^{(0)}}{\omega} \right)^2 = 1 - 2\omega\tau_L \frac{c^{(0)}}{c} \frac{\alpha c^{(0)}}{\omega} \\ -2 \frac{\alpha c^{(0)}}{\omega} \frac{c^{(0)}}{c} = -\omega\tau_L \left[\left(\frac{c^{(0)}}{c} \right)^2 - \left(\frac{\alpha c^{(0)}}{\omega} \right)^2 \right] \end{cases} \quad 3-34$$

Ce sont deux équations quadratiques avec pour inconnues $c/c^{(0)}$ et $\alpha c^{(0)}/\omega$. Elles peuvent être aisément résolues :

$$\begin{cases} \left(\frac{c^{(0)}}{c} \right)^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau_L^2}} + \frac{1}{1 + \omega^2\tau_L^2} \right] \quad (a) \\ \left(\frac{\alpha c^{(0)}}{\omega} \right)^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau_L^2}} - \frac{1}{1 + \omega^2\tau_L^2} \right] \quad (b) \end{cases} \quad 3-35$$

La relation 3-35a traduit une dépendance de la vitesse du son avec la fréquence : c'est ce que l'on appelle le phénomène de *dispersion* du son.

Il faut noter que, pour des fréquences ultrasonores modérées (de l'ordre de la centaine de kHz), plage de fréquences sur laquelle ce travail est basé, la dispersion définie précédemment peut être négligée. Toutefois, cette affirmation n'est valable que pour un fluide constitué d'une seule phase (c'est à dire un liquide ou un gaz).

La relation 3-35b permet d'exprimer l'*absorption* du son par le milieu fluide traversé. Ce coefficient correspond en fait à l'absorption due à la viscosité du fluide. Si, en plus des effets visqueux, on tient compte des échanges thermiques (à l'aide de l'équation de conservation de l'énergie), il est possible de la même manière de déterminer un nouveau coefficient d'absorption thermique. La

linéarisation au 1^{er} ordre des équations générales de l'hydrodynamique conduit à une superposition des effets de conduction thermique et de viscosité. Par conséquent, la somme de ces deux coefficients d'absorption représente le coefficient d'absorption dite « classique » [60]. Au paragraphe 3.2.1.3.1, nous montrerons que, dans certains cas, il existe un mécanisme qui peut être une source supplémentaire d'absorption et de dispersion. C'est le phénomène de relaxation moléculaire.

La forme de l'équation de dispersion 3-33 est caractéristique de tout phénomène avec relaxation. Généralement, lorsqu'il y a relaxation, l'évolution du coefficient d'absorption et de la vitesse du son (traduisant la dispersion) en fonction de la fréquence a respectivement une forme « en cloche » et une forme « en S » (cf § 3.2.1.3.1).

3.2.1.2 Vitesse du son

Le son est un phénomène physique s'identifiant par la propagation d'une perturbation mécanique à travers un milieu. La *vitesse du son* est définie par la distance parcourue par unité de temps d'un point donné de la perturbation, pourvu que la forme de la perturbation ne change pas (comme dans le cas d'un milieu idéal).

3.2.1.2.1 Vitesse de phase et vitesse de groupe

Il existe deux différentes façons de définir la vitesse des ultrasons, à savoir la vitesse de phase V_p et la vitesse de groupe V_g [8].

La *vitesse de phase* est le concept le plus simple. Elle est applicable à une onde continue périodique (à une fréquence donnée) et représente la vitesse de propagation d'un quelconque « marqueur » de l'onde tel qu'une crête particulière de l'onde (* sur la *figure 3-2a*).

Par contre, la *vitesse de groupe* est la grandeur mesurée par une méthode d'écho d'une impulsion ultrasonore. En pratique, c'est approximativement la vitesse de la perturbation correspondant à l'enveloppe de l'impulsion (*figure 3-2b*).

Très souvent, la vitesse de phase et la vitesse de groupe dans un fluide donné sont numériquement identiques. Elles ne sont différentes que lorsque la vitesse du son est dispersive, et donc dépend de la fréquence. Dans ce cas, la vitesse de phase est toujours clairement définie : c'est la vitesse correspondant à une seule fréquence de l'onde continue.

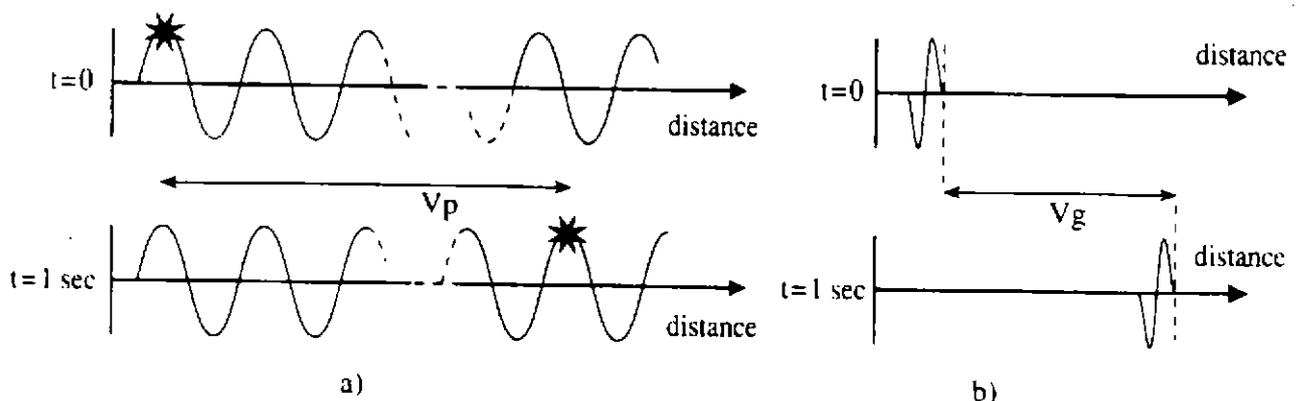


Figure 3- 2 : Vitesse de phase (a) et vitesse de groupe (b).

On définit ces deux vitesses de manière explicite par [4] :

$$\begin{cases} V_p = \frac{\omega}{k} & (a) \\ V_g = \frac{d\omega}{dk} & (b) \end{cases} \quad 3-36$$

où k est le nombre d'onde égal à $2\pi/\lambda$ (λ longueur d'onde).

Si la vitesse de phase V_p et sa variation en fonction de la fréquence sont connues, la vitesse de groupe V_g peut alors être obtenue d'après 3-36 par :

$$V_g = \frac{V_p}{1 - \frac{\omega}{V_p} \frac{dV_p}{d\omega}} \quad 3-37$$

3.2.1.2.2 Célérité du son et hypothèse d'adiabaticité

On appelle plus fréquemment la vitesse de phase V_g *célérité du son* ou *vitesse du son* (qui est notée c dans ce rapport). C'est une caractéristique constante d'un fluide donné.

De manière plus générale, la vitesse d'une onde plane dans un milieu homogène dépend des caractéristiques de ce milieu en terme de masse volumique (ρ) et de module d'élasticité (E) [61].

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad 3-38$$

Tout corps possède une certaine élasticité, c'est à dire qu'il peut se déformer sous l'action de forces extérieures et reprendre sa forme initiale lorsque celles-ci sont supprimées.

Dans les solides et certains liquides très visqueux, les ondes ultrasonores peuvent être de deux types suivant le mode de vibration des particules de la matière : les ondes sont dites soit longitudinales (ou de compression) lorsque la direction de vibration des particules est parallèle à la direction de propagation des ondes, soit transversales (ou de cisaillement) lorsque cette direction est perpendiculaire.

Dans le cas des fluides, seules les ondes de compression existent (au moins macroscopiquement) car les ondes transversales sont très rapidement amorties. On ne parle plus de module d'élasticité (E) mais plutôt de compressibilité (K_E) (i.e., $1/E$). Cette grandeur caractéristique du fluide a été introduite pour une transformation isentropique par la relation 3-23.

La célérité du son dépend de la nature des transformations thermodynamiques que subit le milieu lors du passage de l'onde.

Pour l'ensemble des fréquences considérées dans ce travail (de l'ordre de la centaine de kHz), la propagation est adiabatique dans les milieux homogènes. Cela signifie que, malgré les fluctuations de température qui accompagnent inévitablement les fluctuations de pression du son, la dissipation thermique est petite et c'est donc la compressibilité isentropique qui est choisie.

Pierce [62] montre que l'approximation adiabatique commence à ne plus être valable pour des fréquences supérieures à 10^{12} Hz dans l'eau et 10^9 Hz dans l'air. Cette approximation est également fautive lorsqu'elle s'applique à des milieux hétérogènes (au sens de la composition spatiale). Dans ce cas, la propagation isotherme peut se produire au niveau de petites régions à l'interface entre deux milieux différents [6].

Dans les situations où la propagation du son est confinée à l'intérieur d'une conduite de petit diamètre ou dans une petite cavité, les échanges de chaleur rapides entre les parois solides et le gaz peuvent imposer l'utilisation de la vitesse du son isotherme c_T ($< c$) [63].

$$c_T = \frac{c}{\sqrt{\gamma}} \quad 3-39$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques C_p/C_v ou index isentropique (≥ 1).

De manière quantitative, l'utilisation de 3-39 est appropriée quand l'épaisseur de la couche limite thermique d_h est plus grande que les dimensions latérales de la cavité où :

$$d_h = \sqrt{\frac{2\kappa}{\rho\omega C_p}} \quad 3-40$$

Pour de l'air à pression atmosphérique et à 20°C, et une fréquence ultrasonore de 100 kHz, l'épaisseur d_h est de 10 μm ce qui reste très faible par rapport aux dimensions des conduites et des cavités formées par les capteurs inclinés dans le cas de la tomographie que nous rencontrons sur les installations utilisées.

Dans les conditions de l'étude, on ne considère par la suite que la vitesse du son isentropique.

3.2.1.2.3 Dans les gaz

- *Gaz parfait*

Dans des conditions de pression et de température assez éloignées de celles pour lesquelles se produit la condensation en liquide, on peut considérer un gaz comme « parfait », et donc connaître son équation d'état donnant la dépendance entre les 3 variables d'état P , T et ρ .

Pour un processus isentropique et d'après 3-25, la vitesse du son d'un gaz parfait s'écrit :

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad 3-41$$

La vitesse du son d'un gaz parfait augmente avec la température, diminue avec la masse molaire et est indépendante de la pression. Ce dernier point est confirmé expérimentalement jusqu'à des pressions pour lesquelles le gaz ne peut plus être considéré comme parfait [8].

Il faut connaître l'index isentropique γ pour déterminer la vitesse du son. Cette grandeur adimensionnelle est reliée au nombre de degrés de liberté de la molécule (translation, rotation et vibration). Les molécules monoatomiques, les plus simples, comme l'hélium, le néon ou l'argon, ont des valeurs de γ assez importantes de l'ordre de 1,666. Des molécules plus complexes ont des valeurs de γ plus faibles (1,40 pour les molécules diatomiques comme l'hydrogène, l'oxygène ou l'azote). Pour les molécules les plus complexes, γ diminue en tendant vers la limite de 1 (1,05 pour le toluène à 200°C).

- *Variation de γ avec la température*

Hormis dans le cas de molécules monoatomiques, γ change avec la température. Par exemple, l'hydrogène a des valeurs de γ de l'ordre de 1,4 à températures normales, mais ces valeurs vont jusqu'à 1,666 à très basses températures. La raison est que le degré de liberté de rotation est inhibé à basses températures.

- *Vitesse du son dans un gaz à hautes pressions*

En augmentant la pression, la déviation de l'équation d'état du gaz réel par rapport à la loi des gaz parfaits devient de plus en plus prononcée et affecte la vitesse du son avec la modification de 3-41.

Pour un gaz réel, la vitesse des ultrasons c' est donnée par [8] :

$$c' = \sqrt{\frac{\gamma(RT + 2BP)}{M}} \quad 3-42$$

où B est une constante (au moins à pressions modérées) connue comme le « 2^{ème} coefficient virial » et P est la pression (en Pa). Il est alors possible de prédire c pour un gaz réel en obtenant la valeur de B dans la littérature [64]. Pour le méthane à 20°C, la valeur de B est $-4,38 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ ($\gamma=1,31$ et $M=1,604 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$).

- *Vitesse du son dans un gaz à basses pressions*

Les relations 3-41 et 3-42 ne s'appliquent pas à basses pressions. Dans ce contexte, les « basses pressions » correspondent aux pressions pour lesquelles le libre parcours moyen des molécules est du même ordre de grandeur ou supérieur à la longueur d'onde des ultrasons. Le libre parcours moyen est la distance moyenne parcourue par une molécule de gaz entre deux collisions avec les autres particules.

À basses pressions, la vitesse des ultrasons est progressivement de plus en plus influencée par la vitesse des molécules qui transmettent l'énergie ultrasonore. Par exemple, dans le cas des ultrasons de fréquence 1 MHz dans l'oxygène, cet effet commence à être notable à une pression d'environ 2500 N.m^{-2} (Pa). À cette pression, le libre parcours moyen est de 0,003 mm comparé à une longueur d'onde de 0,33 mm. Lorsque la pression diminue, la vitesse des ultrasons augmente de sa valeur normale de 316 m.s^{-1} (à 0°C) et approche environ 400 m.s^{-1} à une pression de 100 N.m^{-2} [8].

À très basses pressions, la vitesse des ultrasons devient égale à la vitesse des molécules (environ 425 m.s^{-1} pour l'oxygène à 0°C), mais évidemment, sous ces conditions, l'atténuation est tellement importante que la mesure de la vitesse des ultrasons est très difficile à effectuer.

- *Influence de l'humidité sur la vitesse du son*

La présence de vapeur d'eau dans un gaz est un autre facteur qui modifie la vitesse du son. Comme la fréquence de relaxation vibrationnelle (définie au § 3.2.1.3) des molécules constituant le gaz augmente avec la concentration en molécules de vapeur d'eau, la différence entre la vitesse du son c à une fréquence quelconque et la valeur à l'équilibre $c^{(0)}$ à une fréquence « zéro » est une fonction de l'humidité. De plus, la présence de vapeur d'eau réduit la masse molaire M et plus faiblement l'index isentropique γ , causant ainsi une augmentation de $c^{(0)}$ [65].

Dans l'air à 25°C et avec une humidité relative de 50%, des mesures acoustiques directes de γ (à une fréquence de 500Hz) ont montré une réduction de 0,1%. Dans ce même cas, la masse molaire est réduite de 0,7% [66].

Pour l'air, dans des conditions atmosphériques normales, la norme ISO9613 précise que cette influence peut être négligée car elle reste inférieure à 0,3% [67].

Il faut remarquer que l'air est un mélange de différents gaz. La relation 3-41 qui permet de calculer la vitesse du son est valable pour un mélange de gaz parfaits ayant pour fraction molaire X_1, X_2, \dots à condition de tenir compte des propriétés thermodynamiques de chacun des gaz dans la détermination de γ et de M [63] :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1 + R(X_1 C_{v1} + X_2 C_{v2} + \dots) \quad 3-43$$

$$M = X_1 M_1 + X_2 M_2 + \dots \quad 3-44$$

- *Dispersion de la vitesse du son*

La dispersion de la vitesse du son (ou la dépendance en fréquence) peut se produire à cause du mécanisme de relaxation. Ce phénomène est décrit au paragraphe 3.2.1.3 car il se manifeste surtout sur l'atténuation des ultrasons. Cependant, d'après les équations de Kramers-Kronig [68], la relaxation a aussi un effet significatif sur la vitesse des ultrasons. Ces effets se trouvent seulement dans les gaz polyatomiques. L'augmentation de vitesse engendrée par la relaxation est typiquement de quelques m.s^{-1} mais la gamme de fréquence dans laquelle elle se produit dépend, évidemment du gaz étudié et de la pression.

- *Cas de l'air et du méthane*

La figure 3-3 représente l'évolution de la vitesse du son avec la pression et la température dans le cas de l'air et du méthane [13]. Dans les gaz, la vitesse augmente nettement avec la température et ceci de façon monotone. L'évolution avec la pression est moins simple et n'est pas semblable suivant le gaz considéré. Pour l'air, l'augmentation de la pression implique une augmentation de la masse volumique,

cette dernière restant plus faible ce qui se traduit à travers 3-41 par une hausse monotone de la valeur de c . Le comportement dans le méthane est différent : même si la relation 3-42 suit correctement la décroissance de c avec la pression, pour des pressions de l'ordre de 60 bars, le coefficient virial B qui est une constante négative pour des pressions inférieures, devient dépendant de celle-ci et explique l'augmentation de c .

L'influence de la fréquence ultrasonore sur la vitesse du son dans l'air et dans le méthane est considérablement plus faible que pour les paramètres de pression et de température (figure 3-4). La vitesse est normalisée par la vitesse pour des basses fréquences, à savoir respectivement $343,3 \text{ m.s}^{-1}$ et $446,1 \text{ m.s}^{-1}$ à 20°C . Cette dispersion de la célérité du son tient compte des relaxations visqueuse, thermique et moléculaire. La part des relaxations visqueuse et thermique est négligeable car le temps de Lucas τ_l (défini en 3-32) est très petit devant le temps de relaxation moléculaire.

L'effet de la dispersion est nettement plus faible pour l'air que pour le méthane ; la dispersion reste faible mais n'est plus négligeable pour le méthane pour des fréquences ultrasonores (c'est-à-dire supérieures à 20 kHz).

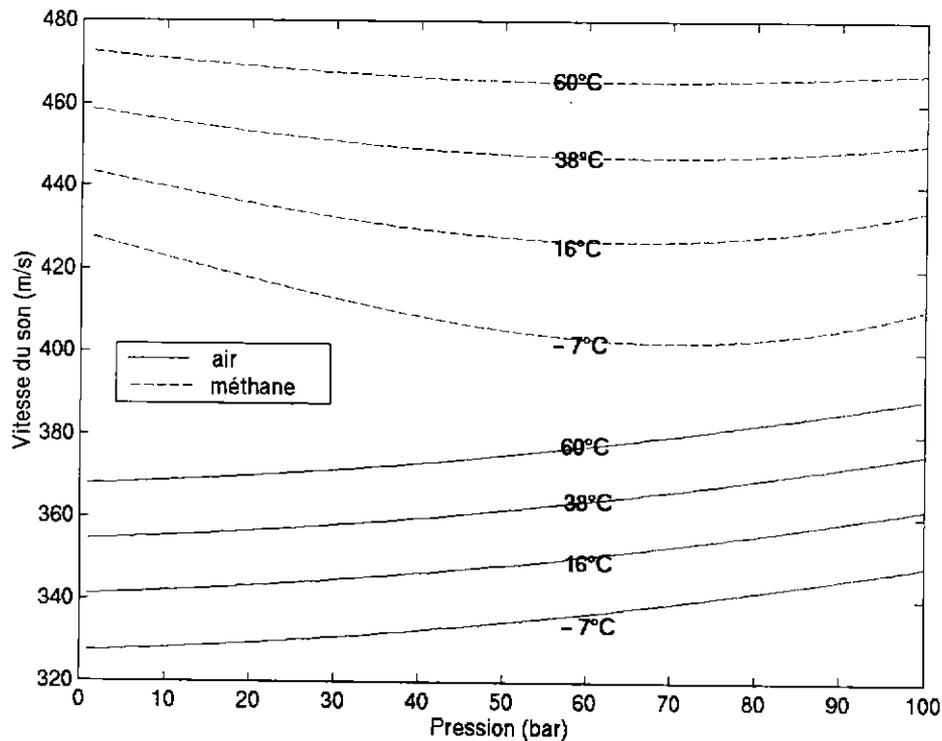


Figure 3-3 : Influence de la température et de la pression sur la vitesse du son dans les gaz.

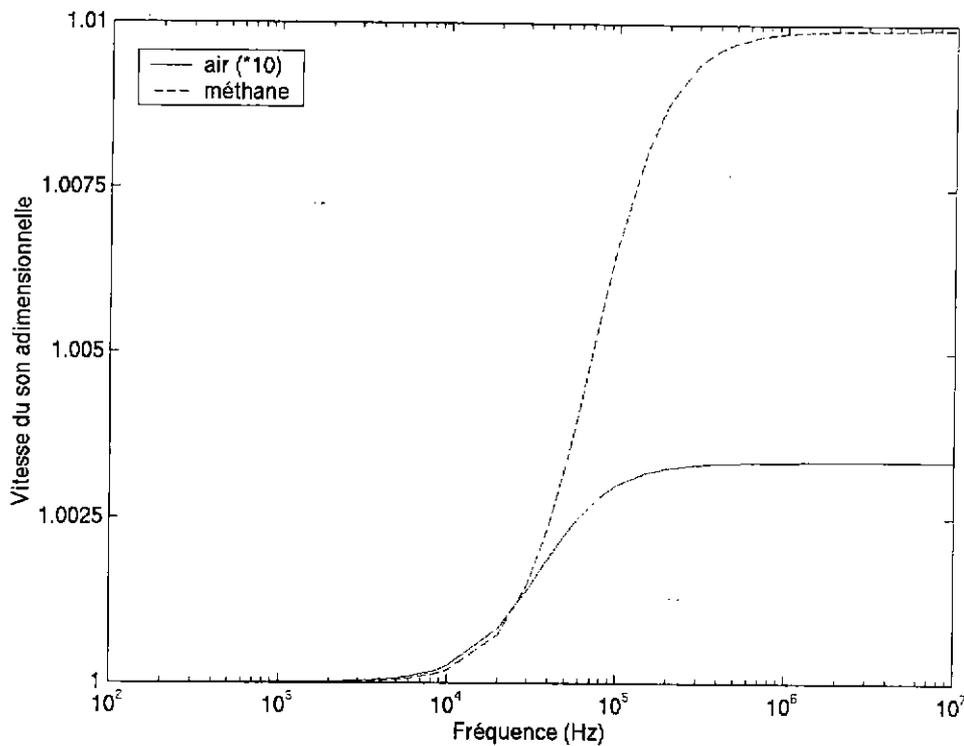


Figure 3- 4 : Dispersion de la vitesse du son dans l'air et dans le méthane à 20°C.

3.2.1.2.4 Dans les liquides

- *Relation entre la structure des liquides et leur vitesse du son*

Du point de vue acoustique, le liquide est un état intermédiaire entre un gaz et un solide. Il ressemble à un gaz car, en l'absence de dissipation, il n'offre aucune résistance aux ondes transversales, et à un solide car son module d'élasticité est déterminé par les forces de liaisons intermoléculaires et non par des forces extérieures (comme la gravité) ou des contraintes (comme les parois limitant le volume) comme dans un gaz.

La fonction de distribution radiale (densité moléculaire en fonction de la distance radiale) obtenue par spectroscopie à rayons X ou neutrons montre clairement des régions à structure très ordonnée comme celles trouvées dans un solide cristallin [69]. Ces régions, appelées agrégats, sont limitées dans l'espace de quelques diamètres moléculaires jusqu'à des dimensions macroscopiques. Les liquides ne montrant qu'une tendance faible à être constitués d'agrégats sont dits *non-associés* ; ceux contenant une importante distribution d'agrégats de petites tailles sont appelés liquides *associés* ; et ceux présentant de longues chaînes d'agrégats sont les liquides *polymérisés*. La matière contient une abondance de microcavités de différentes tailles et distributions qui sont responsables de la fluidité du liquide. Ces microcavités ainsi que la structure moléculaire jouent un rôle important pour la détermination de la vitesse du son dans les liquides. Cependant, à partir de ces propriétés microscopiques de la matière, il faut des expressions explicites pour l'équation d'état du liquide. Les développements théoriques dans ce domaine sont assez limités par rapport à ceux pour le gaz. Les résultats sont pour la plupart au moins partiellement empiriques [63].

La relation fondamentale pour les liquides peut être exprimée par [6] :

$$c = \sqrt{\frac{1}{K_s \rho}}$$

3- 45

où K_s est la compressibilité déterminée en général de manière adiabatique plutôt qu'isotherme. Toutefois, pour la plupart des liquides, la différence est négligeable.

Nous nous intéressons par la suite à la détermination semi-empirique de la vitesse du son des liquides associés et non-associés (ce qui représente une grande proportion de liquides).

- *Liquides associés (comme l'eau)*

Un traitement correct de l'ensemble des propriétés physiques d'un liquide associé doit tenir compte du rôle des assemblages structuraux. Par exemple, le modèle de Hall pour l'eau [63] – considérée comme le plus connu des liquides associés – suppose que la composition du liquide soit un mélange de la structure de la tridymite (variété de silices à hautes températures qui ont une structure comme la glace) et de la structure du quartz. Lorsque la température augmente vers le point d'ébullition, cette structure de quartz a tendance à s'étendre, la tridymite se dissipant. La compétition entre la redistribution des structures et l'expansion thermique explique de si exceptionnelles propriétés pour l'eau telles que le maximum de masse volumique à 4°C et le maximum de vitesse du son à 74°C.

Chavez et al [70] donne une expression précise de la vitesse du son dans l'eau saturée en fonction de la température (avec une erreur n'excédant pas 0,05%) :

$$c = \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\alpha} \sum_{k=0}^5 b_k T^k$$

3- 46

où T_c est la température critique de l'eau (647 K), et les coefficients α et b_k sont donnés dans la *tableau 3-2*. L'évolution de la vitesse du son dans l'eau avec la température est tracée sur la *figure 3-5*. A 20°C, la relation 3-46 donne $c=1481,8$ m/s.

A hautes pressions, la vitesse des ultrasons dans l'eau augmente significativement. La variation avec la pression est linéaire pour des températures de 0 à 50°C et des pressions de 0 à 100 bar avec un coefficient dc/dP constant d'environ $+0,16 \text{ m.s}^{-1}.\text{bar}^{-1}$ [71]. De plus, le maximum de vitesse du son obtenu à 74°C à des pressions normales se produit à des températures plus élevées quand la pression augmente.

En ce qui concerne la dispersion du son dans l'eau, elle reste négligeable pour des fréquences inférieures à la dizaine de MHz. En effet, par exemple, pour 100kHz, la dispersion traduite par $[c(f) - c^{(0)}] / c^{(0)}$ est de l'ordre de $10^{-11} \%$ [59].

k	b_k
0	-19214.9
1	230.2
2	-1.03
3	2.4×10^{-3}
4	-2.9×10^{-6}
5	1.4×10^{-9}
α	0.75

Tableau 3-2 : Paramètres de la formule 3-47 ([70])

- *Liquides non-associés (comme les hydrocarbures)*

Deux règles empiriques peuvent être notées pour les composés organiques : premièrement, la vitesse du son dans les composés aromatiques (composés cycliques formés à partir du benzène et de ces dérivés) est plus grande que celles dans les hydrocarbures aliphatiques (comme les alcanes appelés aussi paraffines) et, deuxièmement, la substitution d'atome plus lourd dans une molécule organique donnée diminue la vitesse [8].

Plusieurs autres lois empiriques sont obtenues en observant les données expérimentales de vitesse du son pour des « séries homologues » (composés dont les formules brutes ne diffèrent que par le nombre des groupes CH_2).

C'est le cas des alcanes linéaires, exemple choisi car les condensats d'hydrocarbures présents dans les écoulements diphasiques sur site d'exploitation [13] sont constitués pour la plupart d'un mélange d'alcanes (formule $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$). D'après le *tableau 3-3*, on s'aperçoit que la vitesse augmente régulièrement en développant la série des alcanes linéaires liquides [72]. Un comportement similaire est obtenu avec la plupart des séries homologues. Il est quelquefois pratique d'exprimer les données d'une série homologue en représentant la vitesse des ultrasons en fonction de la densité du liquide. Dans le cas des hydrocarbures, cette évolution est linéaire ce qui est intéressant si on cherche à prédire la vitesse dans un mélange d'hydrocarbures.

Schaaffs [73] développe une théorie basée sur les modifications semi-empiriques des équations d'état existantes. Il modifie les équations de van der Waals en améliorant l'expression du volume moléculaire en tenant compte des différents types de liaisons atomiques et moléculaires. La méthode de Schaaffs connaît un succès remarquable dans la prédiction de la vitesse du son de liquides non-associés organiques.

Les formules pour calculer cette vitesse sont :

$$c = c_R \left(\frac{\rho B'}{M} - \frac{b'}{b'+B'} \right)$$

$$M = \sum_i z_i M_i \quad 3-47$$

$$B' = \sum_i z_i B'_i$$

$$b' = \sum_i z_i b'_i \quad 3-47'$$

où B' est le coefficient externe (volume moléculaire par mole), b' le coefficient interne (volume correctif pour les atomes lourds), z_i le nombre d'atome et M_i la masse molaire de la $i^{\text{ème}}$ espèce, $c_R = 4450 \text{ m.s}^{-1}$, et B'_i et b'_i les contributions de la $i^{\text{ème}}$ espèce obtenues par le *tableau 3-4*.

Par exemple, la vitesse du son du pentane (C_5H_{12}) à 20°C et à 1 atm calculée à l'aide de la formule 3-47 est de 1062 m.s^{-1} (le calcul de la masse volumique est effectué par la méthode de Hankinson [64]). L'erreur relative commise sur cette valeur par rapport à la valeur mesurée (*tableau 3-3*) est de 3%.

L'évolution de la vitesse du son dans le pentane avec la température obtenue grâce à 3-47 est tracée sur la *figure 3-5*. Une augmentation de température entraîne l'apparition de microcavités supplémentaires se traduisant par une diminution de la vitesse du son.

L'effet de la pression est inverse et un nombre important d'hydrocarbures ont une dépendance significative de leur vitesse du son avec la pression (de l'ordre de $+0,45 \text{ m.s}^{-1}.\text{bar}^{-1}$) [8].

Il reste à noter que la dispersion du son dans les liquides non-associés reste négligeable pour des fréquences inférieures à la centaine de MHz. En effet, par exemple, pour 100kHz, la dispersion du son dans l'hexane à 20°C est de l'ordre de $10^{-23} \%$ ce qui est encore plus faible que pour l'eau [59].

Alcanes linéaires	Structure	Vitesse du son ($m.s^{-1}$)
Pentane (C_5H_{12})	$CH_3-(CH_2)_3-CH_3$	1031
Hexane (C_6H_{14})	$CH_3-(CH_2)_4-CH_3$	1100
Heptane (C_7H_{16})	$CH_3-(CH_2)_5-CH_3$	1153
Octane (C_8H_{18})	$CH_3-(CH_2)_6-CH_3$	1193
Nonane (C_9H_{20})	$CH_3-(CH_2)_7-CH_3$	1227
Decane ($C_{10}H_{22}$)	$CH_3-(CH_2)_8-CH_3$	1263

Tableau 3-3 : Vitesse du son dans une série homologue à 20°C ([72])

Type de liaison	B'_i
H	1.06
C (4 liaisons covalentes)	3.06
C (1 double liaison)	3.36
C-Cl (1 liaison covalente)	6.92
b'_i	
C-Cl (1 liaison covalente)	0.25, 0.52, 0.75, 0.87 pour 1, 2, 3, 4 atomes présents
C-OH (1 liaison covalente)	0.6

Tableau 3-4 : Paramètres intervenant dans la formule de Schaaffs ([73])

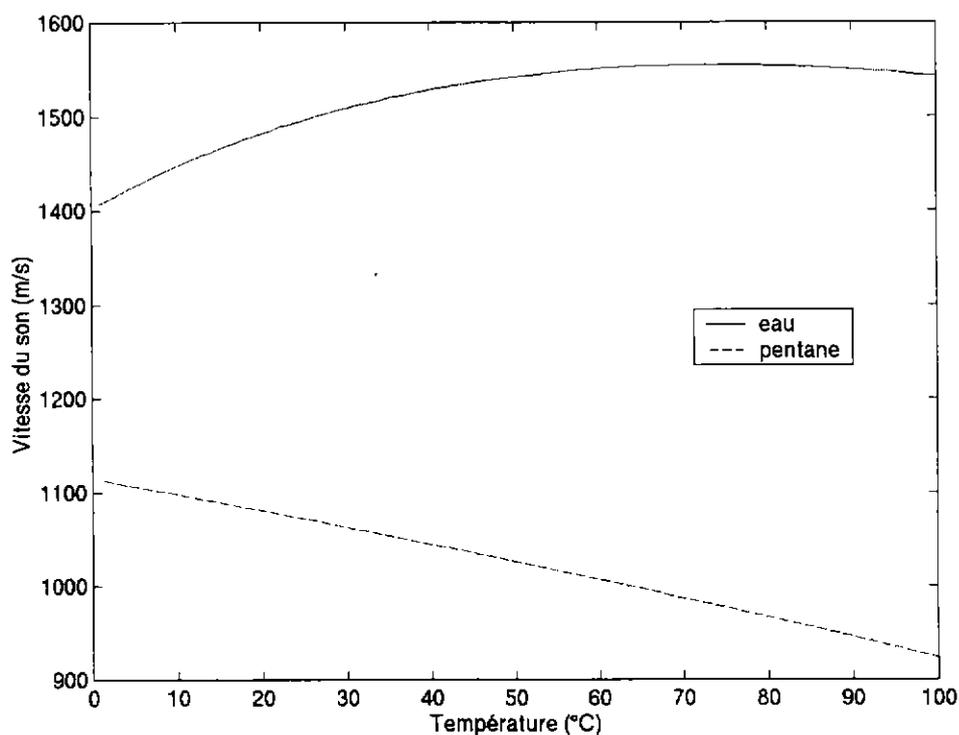


Figure 3-5 : Evolution de la vitesse du son avec la température dans l'eau et dans le pentane.

3.2.1.2.5 En milieu diphasique

L'étude de la propagation des ultrasons dans un milieu fluide diphasique (constitué de deux phases distinctes : gaz-liquide, gaz-solide ou liquide-solide) demande quelques précisions concernant la définition du mélange des différents constituants. Seul le cas d'un mélange de deux composants « purs » est traité et nous nous intéressons plus particulièrement aux mélanges gaz-liquide. L'objectif est d'étudier la propagation des ultrasons dans ce mélange en écoulement pour une fraction volumique de liquide faible. Dans ces conditions, la phase liquide se présente sous forme dispersée, c'est à dire sous forme de gouttes réparties uniformément dans l'espace.

- *Approche phénoménologique*

La vitesse du son dans un mélange fluide diphasique, tel qu'un liquide à bulles ou une suspension de gouttelettes liquides dans un gaz, est fortement influencée par les transferts interfaciaux de chaleur, de masse et de quantité de mouvement. Dans un mélange « idéal » (absence de gradients de températures, de transitions de phase, ou de glissement entre les phases), la masse volumique ρ et la vitesse du son c sont des combinaisons pondérées de la masse volumique et de la vitesse du son de chacune des phases seules. A partir de la relation 3-47, on a [74] :

$$\rho = \rho_0(1 - \varepsilon) + \rho_1\varepsilon$$

$$\frac{1}{c^2} = \rho K_E = \rho \left(\frac{1 - \varepsilon}{\rho_0 c_0^2} + \frac{\varepsilon}{\rho_1 c_1^2} \right) \quad 3-48$$

où les indices 0 et 1 correspondent respectivement au gaz et au liquide.

La quantité ε est le *taux de vide* du mélange, défini par :

$$\varepsilon = v_0 \rho \quad 3-49$$

avec v_0 le volume de gaz par unité de masse du mélange.

La relation 3-48 appelée équation d'Urick résulte d'une approche très simple et quasi-phénoménologique qui consiste donc à supposer le mélange fluide homogène avec une compressibilité (K) et une masse volumique modifiées. Elle s'applique souvent bien pour les émulsions (suspensions de fines gouttes d'un liquide dans un autre liquide) [75] ou pour les suspensions de particules solides dans un liquide [76] [77], spécialement si les particules ou gouttelettes sont petites par rapport à la longueur d'onde, si la phase continue n'est pas très visqueuse, si les deux phases sont de densités assez proches et si la diffusion thermique est négligeable. Cette approche reste très limitée car elle ne prend en compte que quelques paramètres.

Les données expérimentales typiques de la vitesse du son dans un mélange gaz-liquide sont résumées sur la *figure 3-6* dans le cas où les fréquences sonores sont faibles [6]. La caractéristique la plus remarquable est que la présence d'une quantité même très petite de gaz dispersé dans le liquide peut faire chuter énormément la vitesse du son ; de plus, lorsque le taux de vide augmente encore, la vitesse du son dans le fluide est inférieure à celle dans le gaz seul. Le minimum de vitesse du son correspond à un taux de vide de 0,5 [78]. L'explication peut être donnée en analysant l'équation d'Urick (3-48). En effet, si on compare un liquide à bulles et un gaz, il est aisé de noter qu'il existe des cas où le liquide à bulles a une masse volumique ρ beaucoup plus importante, mais une compressibilité K_E qui est légèrement diminuée. Ainsi le produit ρK_E est augmenté par rapport à celui du gaz, et la vitesse du son diminuée. Pour un taux de vide se rapprochant de l'unité, la vitesse du son croît progressivement puis brusquement jusqu'à atteindre la valeur de la vitesse dans le gaz.

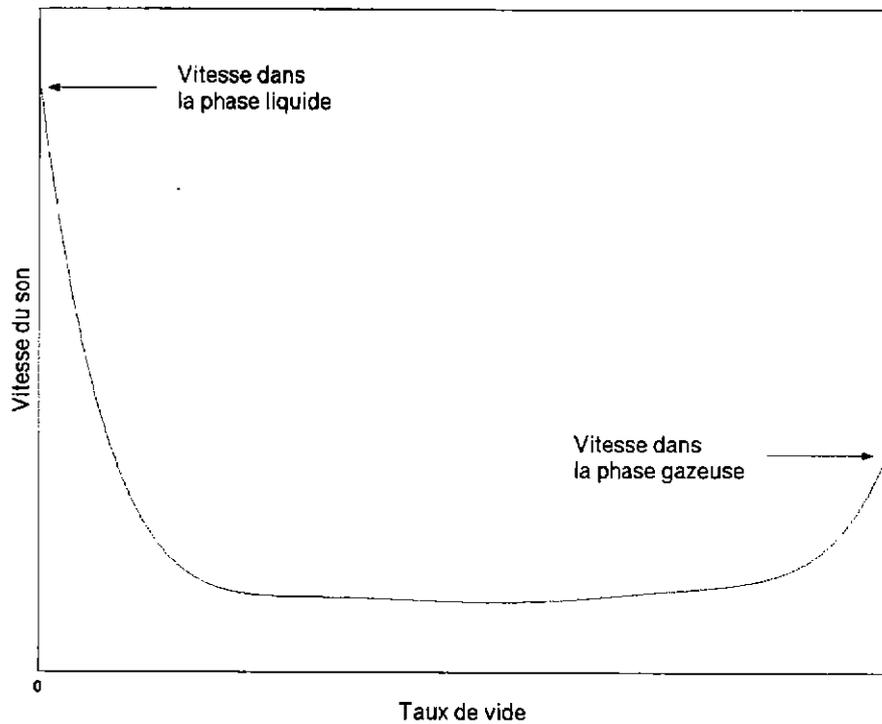


Figure 3- 6 : Evolution qualitative de la vitesse du son dans un mélange gaz-liquide avec le taux de vide

- *Approche thermodynamique*

Si l'équation d'Urick (3-48) décrit avec une bonne précision l'évolution de la vitesse du son pour des taux de vide dans la plage intermédiaire (ε entre 0,1 et 0,9), la chute de vitesse pour les valeurs extrêmes de ε n'est pas convenablement modélisée. Landau et Lipshitz [60] déterminent la vitesse du son se propageant dans un système finement dispersé à deux phases : vapeur contenant de fines gouttelettes de liquide en suspension (vapeur « humide ») ou bien liquide contenant de petites bulles de vapeur en suspension.

Dans de tels systèmes diphasiques, la pression P et la température T ne sont pas des variables indépendantes mais sont liées l'une à l'autre par l'équation d'équilibre des phases. La compression ou l'expansion du système s'accompagne du passage de la substance d'une phase dans l'autre. Soit x_0 la fraction massique de la phase gazeuse (0) dans le système, alors on a :

$$s = x_0 s_0 + (1 - x_0) s_1$$

$$v = x_0 v_0 + (1 - x_0) v_1$$

3- 50

où s est l'entropie et v le volume élémentaire par unité de masse.

Pour déterminer la vitesse du son, il faut calculer la dérivée $(\partial v / \partial P)_s$ en passant des variables (P, s) aux variables (P, x) . On obtient ainsi :

$$\left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_x - \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_P \left(\frac{\partial s}{\partial P} \right)_x}{\left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_P}$$

3- 51

En y substituant les expressions 3-50, on trouve :

$$\left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_s = (1-x) \left[\frac{dv_1}{dP} - \frac{v_1 - v_0}{s_1 - s_0} \frac{ds_1}{dP} \right] + x \left[\frac{dv_0}{dP} - \frac{v_1 - v_0}{s_1 - s_0} \frac{ds_0}{dP} \right] \quad 3-52$$

On détermine la vitesse du son c (relation 3-27) avec $v=1/\rho$.

En développant les dérivées totales par rapport à la pression, en introduisant la chaleur latente de la transition de la phase 0 à la phase 1 - $q=T(s_1-s_0)$ - et en utilisant la formule de Clapeyron-Clausius suivante :

$$\frac{dP}{dT} = \frac{q}{T(v_1 - v_0)} \quad 3-53$$

pour la dérivée le long de la courbe d'équilibre des phases, on obtient l'expression figurant entre les premiers crochets dans 3-52 sous la forme :

$$\left(\frac{\partial v_0}{\partial P}\right)_T + \frac{2T}{q} \left(\frac{\partial v_0}{\partial T}\right)_P (v_0 - v_1) - \frac{TCp_0}{q^2} (v_0 - v_1)^2 \quad 3-54$$

L'expression entre les deuxièmes crochets dans 3-52 se transforme de façon analogue. Il est supposé ensuite que la vapeur est un gaz parfait et le volume massique v_1 est négligé devant v_0 .

Si $x \ll 1$ (vapeur contenant une petite quantité de gouttelettes de liquide), on trouve pour la vitesse du son :

$$\frac{1}{c^2} = \frac{M}{RT} - \frac{2}{q} + \frac{Cp_0 T}{q^2} \quad 3-55$$

Dans le cas où $1-x \ll 1$ (liquide contenant une petite quantité de bulles de vapeur), on trouve :

$$c = \frac{qMPv_1}{RT\sqrt{Cp_1 T}} \quad 3-56$$

Ces relations ont l'avantage de tenir compte du changement de phase mais ne sont valables ni pour les valeurs intermédiaires de x_0 , ni pour les fluides monophasiques ($x_0=0$ et $x_0=1$) où la vitesse subit un saut. Il s'ensuit que pour des valeurs de x_0 très proches de zéro ou de l'unité, la théorie linéaire ordinaire du son devient inapplicable. Cette méthode a été étendue pour calculer la vitesse du son du mélange pour une valeur quelconque du taux de vide [79]. Cependant, l'approche thermodynamique ne peut être utilisée que dans un mélange diphasique où la phase gazeuse est constituée exclusivement de la vapeur de la phase liquide.

Un modèle de diffusion basé sur une approche acoustique et un modèle à deux fluides sont présentés et développés par la suite. Ils sont beaucoup plus élaborés.

3.2.1.3 Atténuation des ultrasons

L'atténuation des ultrasons est définie comme la perte d'énergie acoustique provenant d'une onde ultrasonore. Les effets dissipatifs d'un milieu fluide « homogène » induisent une atténuation de l'onde ultrasonore qui est caractérisée par un coefficient dépendant des propriétés du milieu : le coefficient d'absorption noté α .

Une onde sonore à faisceaux parallèles (c'est à dire une onde plane) décroît en amplitude (A) de manière exponentielle en s'éloignant de sa source (distance x) :

$$A = A_0 e^{-\alpha x} \quad 3-57$$

où A_0 correspond à l'amplitude à l'origine du faisceau.

Il est souvent pratique de considérer le produit $\alpha\lambda$ (coefficient d'absorption par la longueur d'onde) car il quantifie l'atténuation pour chaque cycle (ou période) de l'onde.

Le coefficient α s'exprime soit en Np.m^{-1} (Np : Néper) ou en dB.m^{-1} (dB : décibel) respectivement défini par un logarithme népérien et par un logarithme décimal ($1 \text{ dB} = 20 \times \log(e) \text{ Np} \approx 8,686 \text{ Np}$).

Il existe d'autres sources d'atténuation comme la divergence ou la convergence du faisceau lui-même, mais seule l'atténuation due au fluide que traversent les ultrasons est étudiée dans un premier temps car c'est justement cette caractéristique de l'atténuation qui donne des informations sur les propriétés du fluide.

L'ajout d'une phase dispersée à cette phase continue est à l'origine d'une atténuation supplémentaire de l'onde ultrasonore directement liée à la diffusion de l'onde par les hétérogénéités et quantifiée par le coefficient de diffusion.

L'absorption et la diffusion constituent les deux contributions majeures de l'atténuation du son par un milieu dispersé. Nous décrivons ces mécanismes, puis nous les expliciterons par leur coefficient associé.

3.2.1.3.1 Dans les gaz et dans les liquides

Cette atténuation provient essentiellement des échanges de quantité de mouvement associés à la viscosité du fluide, des échanges thermiques, et des phénomènes de relaxation (moléculaires, changement de phase, ...).

- *L'absorption classique*

On désigne par absorption classique, la réunion des absorptions dues à la viscosité et à la conduction thermique du fluide. La linéarisation au 1^{er} ordre des équations générales de l'hydrodynamique (§ 3.2.1.1) conduit à une superposition des effets de conduction thermique et de viscosité [59]. On peut donc calculer séparément la valeur de l'absorption due à chacune de ces deux causes puis faire une somme.

Conduction thermique

Par application des équations générales, en l'absence de viscosité, une solution de type 3-28 peut exister dans le milieu si le nombre d'onde est solution de l'équation :

$$K^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{1 + i \frac{\omega \nu}{c}} \quad 3-58$$

$$\text{avec } \frac{\nu}{c} = \frac{(\gamma - 1)\kappa}{\rho C_p c}$$

En effectuant un développement limité de K^2 au premier ordre et en écrivant K sous sa forme complexe 3-29.

où α représente l'atténuation des ultrasons à travers le milieu fluide dissipatif (exprimée en m^{-1}), il vient alors :

$$\alpha_{therm.} = \frac{2\pi^2 f^2 (\gamma - 1)\kappa}{c^3 \rho C_p} \quad 3-59$$

Fluide visqueux newtonien

La viscosité du fluide tend à empêcher le mouvement des particules du fluide dans lequel arrive l'onde ultrasonore. De la même façon, en l'absence de conduction thermique, une solution du type 3-28 peut exister dans le milieu si le nombre d'onde est solution de l'équation 3-58 avec cette fois-ci,

$$\frac{\nu}{c} = \frac{n + \frac{4}{3}\mu}{\rho C_p c} \quad \text{où } n = \lambda + \frac{2}{3}\mu \text{ est la viscosité volumique}$$

et μ est la viscosité absolue (de cisaillement)

il vient alors :

$$\alpha_{visc.} = \frac{2\pi^2 f^2 \left(n + \frac{4}{3}\mu \right)}{c^3 \rho}$$

3- 60

Nous adopterons la loi de Stokes-Kirchoff qui suppose que $n=0$; ce résultat a été démontré au paragraphe 3.2.1.1. Le coefficient global d'absorption classique est alors :

$$\alpha_{class.} = \frac{2\pi^2 f^2}{c^3 \rho} \left[\frac{4}{3}\mu + (\gamma - 1) \frac{\kappa}{C_p} \right]$$

3- 61

La formule 3-61 est en assez bon accord avec les résultats expérimentaux dans le cas des gaz monoatomiques ; par exemple : les gaz « nobles » (comme le néon ou le fréon). Cependant, pour les gaz et liquides di- et polyatomiques, elle n'est plus valable dans certains domaines de fréquence où l'absorption est beaucoup plus importante que prévue. Les résultats expérimentaux sont presque toujours supérieurs aux valeurs théoriques [80].

• *L'absorption par relaxation moléculaire*

Le phénomène de relaxation [59].

Ces désaccords ont conduit à des recherches théoriques sur les mécanismes d'absorption du son. Un de ces mécanismes est basé sur le fait que l'énergie d'une onde de compression ne sert pas uniquement à augmenter la vitesse moyenne de translation des molécules. Une partie, par l'intermédiaire des collisions moléculaires, passe dans d'autres états d'énergie (par exemple, rotation et vibration dans le cas des molécules di- et polyatomiques). Le calcul montre qu'il y a un retard dans le processus de transfert d'énergie, c'est-à-dire qu'il faut un certain temps à l'énergie pour revenir sous la forme de translation après être passée sous la forme de rotation ou de vibration. Cet intervalle de temps s'appelle le temps de relaxation τ_r . Il est responsable de l'existence d'une différence de phase entre l'onde et le changement d'énergie de translation, ce qui entraîne la perte, à chaque cycle, d'une partie de l'énergie. Ce schéma théorique rend compte assez précisément des résultats expérimentaux de l'absorption dans les gaz polyatomiques.

Ce type de relaxation est dit thermique puisqu'il correspond en fait à une augmentation apparente de la chaleur massique.

T étant la période de l'onde sonore qui se propage ($1/f$),

- si $\tau_r \ll T$, le fluide atteint son équilibre à chaque instant. Le phénomène de relaxation est négligeable et n'entraîne presque pas d'amortissement.

- si $\tau_r \gg T$, le mouvement de rotation ou de vibration n'est même pas sollicité. Donc, là encore, pas d'amortissement par relaxation.

- si $\tau_r \approx T$, l'amortissement par relaxation est maximal (*figure 3-7*).

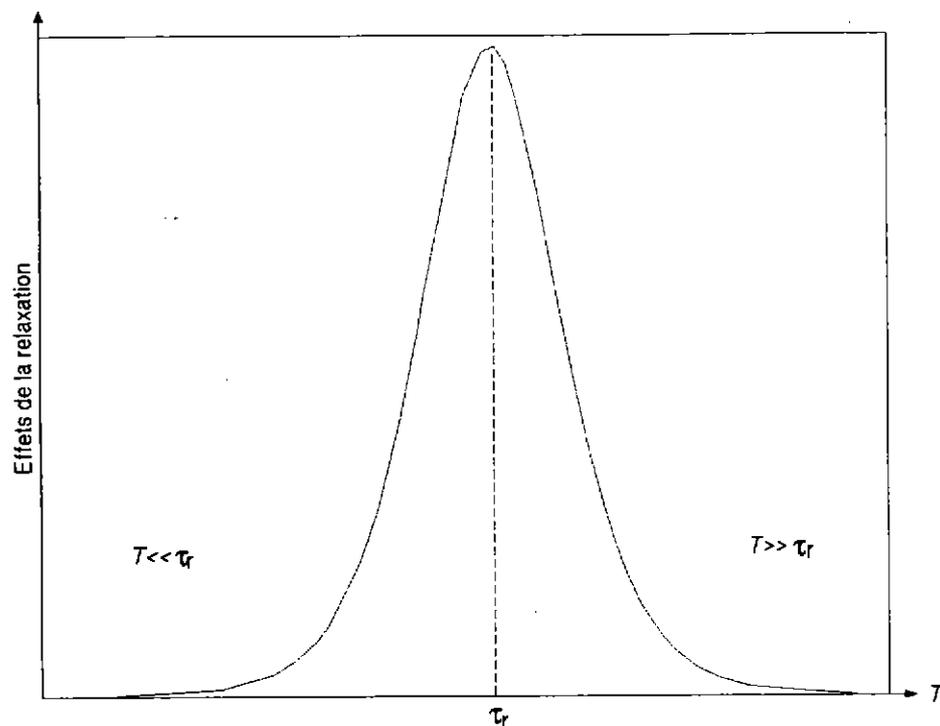


Figure 3-7 : Effets de la relaxation en fonction de la période de l'onde

A une température donnée, τ_r est donc la période la plus absorbée. On peut définir une fréquence de relaxation f_r , liée au temps de relaxation par :

$$f_r = \frac{1}{\tau_r} \quad 3-62$$

Expression de l'absorption par relaxation

Quel que soit le procédé de relaxation, le coefficient d'absorption peut s'exprimer sous la forme [59] :

$$\alpha_{relax.} = 2 \frac{d_{max}}{c} \frac{f^2 / f_r}{1 + (f / f_r)^2} \quad 3-63$$

avec d_{max} la perte maximale par longueur d'onde (Népers) à la température T .

f_r la fréquence de relaxation à laquelle apparaît ce maximum à la température T .

L'atténuation totale dans un fluide homogène résulte de la superposition des effets thermo-visqueux et de la relaxation. On a donc :

$$\alpha = \alpha_{class.} + \alpha_{relax.} \quad 3-64$$

Application pour certains gaz et liquides

Afin de connaître l'ordre grandeur du coefficient d'absorption des ultrasons dans les gaz, nous avons mentionné dans le tableau 3-5 les valeurs des coefficients $\alpha_{class.}$ et $\alpha_{relax.}$ pour l'air [67] et pour le méthane [80] à 20°C et à pression ambiante (1 atm) pour différentes fréquences d'émission des

ultrasons. Sur la *figure 3-8*, l'évolution du coefficient α_{relax} , adimensionnalisé par la longueur d'onde (cette dernière étant inversement proportionnelle à la fréquence) est représentée en fonction de la fréquence. Les ondes ultrasonores ont tendance à être beaucoup plus atténuées dans le méthane que dans l'air pour des fréquences inférieures à 500 kHz ; cette différence provient essentiellement de l'absorption due à la relaxation moléculaire.

Pour le méthane dans ces conditions, la vitesse du son est $c=446,3 \text{ m.s}^{-1}$ et la fréquence de relaxation $f_r=71,2 \text{ kHz}$. Pour l'air, dans ces conditions et avec une humidité relative de 50%, $c=343,2 \text{ m.s}^{-1}$ et la fréquence de relaxation est $f_{rN}=331,9 \text{ Hz}$ pour l'azote et $f_{rO}=35,4 \text{ kHz}$ pour l'oxygène. Ces fréquences de relaxation augmentent avec la température et la pression (la variation avec la pression étant linéaire tant que le gaz est considéré comme idéal). Par exemple, pour le méthane à 30°C , la valeur devient $94,7 \text{ kHz}$. De ce fait, les deux courbes de la *figure 3-8* (représentant le produit du coefficient d'absorption par la longueur d'onde en fonction de la fréquence) sont décalées vers la droite lorsque la température ou la pression croient. De plus la valeur du maximum du produit $\alpha\lambda$ augmente avec la température tandis qu'elle diminue avec la pression (principalement par l'intermédiaire de α_{relax}). Le coefficient d'absorption par relaxation augmente de façon notable avec l'humidité. Dans l'air à 20°C , et à une fréquence de 100 kHz , sa valeur est de $0,255 \text{ m}^{-1}$ pour une humidité relative de 70% au lieu $0,193 \text{ m}^{-1}$ pour 50% (tableau 3-5). Une explication est l'augmentation des fréquences de relaxation ($f_{rN}=461 \text{ Hz}$ pour l'azote et surtout $f_{rO}=53,2 \text{ kHz}$ pour l'oxygène se rapprochant ainsi de la fréquence d'émission).

Ces propriétés de relaxation qui distinguent chaque gaz sont utilisées pour les identifier. En effet, à partir de mesures d'amplitude d'ondes ultrasonores pour une large plage de fréquences, il est possible de détecter les fréquences de relaxation des gaz en présence dans un mélange. Rawes et Sanderson utilisent cette technique et déterminent les proportions relatives de chaque gaz dans un mélange constitué de méthane, d'éthane et de propane avec une précision de 0,5% [28].

Ces tendances des différents paramètres sur l'absorption sont valables pour les liquides. Toutefois, les fréquences de relaxation étant très élevées par rapport à celles dans les gaz ($f_r=625 \text{ GHz}$ pour l'eau et $f_r=65,8 \text{ GHz}$ pour le pentane), les coefficients d'absorption sont beaucoup plus faibles. Par exemple, ce coefficient est égal à $5,8 \cdot 10^{-14} \times f^2$ pour l'eau et à $9,9 \cdot 10^{-14} \times f^2$ pour le pentane à 20°C (respectivement $5,8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ avec $\alpha_{relax} / \alpha_{class}=1,42$ et $9,9 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ avec $\alpha_{relax} / \alpha_{class}=0,57$ - pour une fréquence de 100 kHz).

Dans le domaine des fréquences ultrasonores inférieures au MHz et pour les gaz étudiés (principalement l'air et le gaz naturel avec une forte proportion de méthane), il faut tenir compte du coefficient d'absorption due à la relaxation moléculaire car il n'est pas négligeable par rapport au coefficient d'absorption classique.

Dans ce même domaine, les liquides absorbent beaucoup moins les ondes ultrasonores et le coefficient d'absorption classique donne une bonne approximation de l'absorption totale.

Fréquence des ondes ultrasonores	air		méthane	
	α_{class} en m^{-1}	α_{relax} en m^{-1}	α_{class}	α_{relax}
40 kHz	0,022	0,122	0,01	2,36
100 kHz	0,14	0,193	0,06	6,54
500 kHz	3,46	0,215	1,57	9,66
1 MHz	13,82	0,216	6,27	9,81
5 MHz	345,52	0,217	156,85	9,85

Tableau 3-5 : Coefficients d'absorption pour l'air et pour le méthane à 20°C

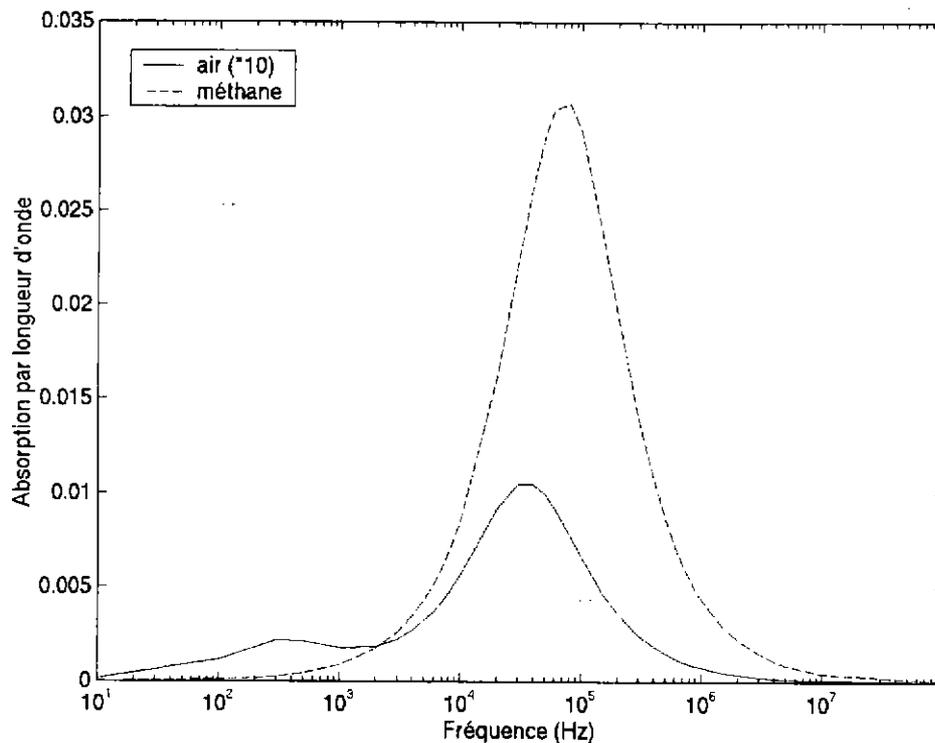


Figure 3-8 : Coefficient d'absorption par longueur d'onde par relaxation moléculaire dans les gaz.

3.2.1.3.2 En milieu diphasique

L'interface entre deux milieux différents est un obstacle à la propagation des ondes sonores et provoque une perte d'énergie du faisceau acoustique. Un des paramètres acoustiques qui contrôle la réflexion et la transmission du son au passage de deux milieux différents est la différence d'impédance acoustique entre la particule et la phase continue. L'impédance acoustique (Z_a) traduit la perte d'énergie des ondes sonores lorsque celles-ci changent de milieux. Elle est définie par :

$$Z_a = \rho c \quad 3-65$$

Sa valeur dépend donc de la masse volumique et de la compressibilité du fluide (via sa vitesse du son). Plus la différence d'impédance acoustique est importante, plus les ultrasons seront transmis difficilement. A titre d'exemple, on peut noter que les impédances de l'eau et du pentane sont respectivement de $1,5 \cdot 10^6$ et $6,5 \cdot 10^5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ tandis que celles de l'air et du méthane sont de 430 et $302 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Connaissant la pression (ou l'intensité) acoustique du faisceau incident, des relations simples permettent de quantifier la partie du faisceau qui est transmise et celle qui est réfléchiée par l'interface [63].

Cependant ces relations ne sont directement applicables que lorsque la frontière entre les deux milieux est plane ou peut être supposée plane par rapport à la longueur d'onde du son incident. Dans un milieu dispersé, cette condition n'est vérifiée que dans certains cas.

Lorsqu'un son rencontre une simple particule sur son chemin, une partie de l'onde peut être absorbée par le fluide constituant la particule et/ou elle peut être diffusée par rapport à son parcours d'origine. Cette hétérogénéité peut être une goutte de liquide ou une bulle de gaz. Nous considérons l'excès d'atténuation, c'est à dire le coefficient correspondant à la soustraction du coefficient

d'absorption total par le coefficient d'absorption dans le fluide environnant ou « porteur » en l'absence de la particule (phase continue).

- *Concepts basiques et définitions*

Considérons une onde sonore incidente plane rencontrant une particule non-absorbante. L'onde ayant traversé la particule, cette dernière dévie une certaine quantité d'énergie de l'onde incidente. L'onde plane atténuée résultante continue alors le long de sa direction de propagation d'origine. L'onde de diffusion provenant de cette interaction est définie comme la différence entre l'onde incidente et l'onde atténuée résultante. Cette onde de diffusion se propage de la particule dans toutes les directions en se déformant et en interférant ainsi avec l'onde plane atténuée.

L'énergie acoustique totale perdue par l'onde plane incidente est la somme de l'énergie absorbée et diffusée par la particule. Cette dissipation d'énergie totale est exprimée par la section d'extinction s_{ext} de la particule définie comme étant la quantité totale d'énergie perdue par unité de temps W par l'onde plane incidente divisée par l'intensité incidente de l'onde (i.e. la puissance par unité de surface du front d'onde). Comme absorption et/ou diffusion joue(nt) des rôles potentiels dans l'atténuation de l'énergie totale de l'onde, la section d'extinction s'écrit :

$$s_{\text{ext}} = s_{\text{abs}} + s_{\text{dif}} \quad 3-66$$

où s_{abs} et s_{dif} sont les sections d'absorption et de diffusion de la particule, respectivement.

Physiquement, la section d'extinction s_{ext} est considérée comme une section correspondant à la partie de l'onde incidente qui est enlevée par une particule. En d'autres termes, c'est la surface transversale de l'onde sonore incidente qui correspond à la dissipation de la puissance totale de l'onde résultant de l'absorption à l'intérieur et de la diffusion par la particule. La valeur de s_{ext} dépend de la fréquence du son et de la taille des particules, et peut être plus importante, plus faible ou égale à la surface de la section de la particule.

Le coefficient de diffusion S résulte de la normalisation de la section d'extinction par la surface de la section de la particule A_c considérée :

$$S \equiv \frac{s_{\text{ext}}}{A_c} = \frac{s_{\text{abs}} + s_{\text{dif}}}{A_c} \quad 3-67$$

Pour une particule sphérique, le coefficient de diffusion s'exprime comme une fonction du paramètre de taille ka égal au produit du nombre d'onde par le rayon de la particule :

$$S(ka) = \frac{s_{\text{ext}}}{\pi a^2} \quad 3-68$$

Les mécanismes causant l'excès d'atténuation dans un système diphasique sont de deux ordres, la diffusion élastique et la diffusion inélastique.

Dans le cas de la diffusion élastique, toute l'énergie ultrasonore incidente se conserve et rien ne se transforme en une autre forme d'énergie telle que la chaleur. Pour qu'elle se produise, le fluide constituant de la particule doit avoir une compressibilité ou une masse volumique différente de celle du fluide environnant.

Dans le cas de la diffusion inélastique, l'énergie ultrasonore n'est pas entièrement conservée mais une partie est convertie en chaleur ou autre forme (comme le transfert de masse).

Dans un premier temps, seule la diffusion élastique est abordée en montrant l'influence de certains paramètres sur la nature du phénomène de diffusion. Puis, lors du développement du modèle de diffusion (§ 3.2.2), il sera aussi question de la diffusion thermique ou visqueuse.

- *Effets de la taille des particules et de la fréquence des ultrasons sur la diffusion*

La fréquence sonore et le rayon des particules jouent un rôle important dans le type de diffusion se

produisant pour une situation particulière. Pour illustration, considérons le cas d'une onde plane sonore traversant une suspension de particules en écoulement. Les différents effets de la fréquence et de la taille des particules par rapport à la diffusion sont discutés suivant la valeur du produit adimensionnel ka [24]. L'influence de ce paramètre sur le coefficient de diffusion S (relation 3-67) est illustrée sur la *figure 3-9* pour une sphère rigide [8].

(i) pour $ka \ll 1$.

Si le rayon de la particule est beaucoup plus petit que la longueur d'onde, il apparaît une diffusion isotropique. Ceci signifie que l'énergie acoustique diffusée (déviée) est émise plus ou moins uniformément dans toutes les directions autour de la particule avec des amplitudes d'onde diffusée constantes (*Figure 3.10a*). Ce type de diffusion qui est appelée diffusion de Rayleigh est aussi utilisé pour la diffusion de la lumière et se produit jusqu'à des valeurs de ka inférieures mais proches de l'unité.

Cet intervalle de valeurs de ka nous intéresse particulièrement car nous cherchons à étudier la propagation des ultrasons à travers des suspensions de gouttes de liquide dans un gaz où le rayon des gouttes est inférieur à $100 \mu\text{m}$ et la longueur d'onde supérieure à $100 \mu\text{m}$ (ce qui signifie que la fréquence f est inférieure à 500 kHz).

Le coefficient S de diffusion de Rayleigh est indépendant de la forme des particules et est proportionnel à la puissance quatrième de la fréquence. Ainsi, cette atténuation est plus fortement dépendante que celle engendrée par la plupart des mécanismes d'atténuation par absorption où la dépendance est fonction du carré de la fréquence.

(ii) pour $ka \approx O(1)$.

Cette région est souvent appelée la région stochastique (car elle est développée en accord avec un modèle statistique). La distribution géométrique de la diffusion autour de la particule est complexe et étroitement liée aux dimensions, à la forme et aux propriétés acoustiques du fluide constituant l'hétérogénéité. Une raison expliquant les fluctuations du coefficient S sur la *figure 3-9* est qu'il peut se produire des interférences soit constructives, soit destructives (par exemple, entre les ondes qui se réfléchissent à l'intérieur de la particule et l'onde incidente).

(iii) pour $ka \gg 1$.

Cette région est appelée région spéculaire ou géométrique. Lorsque le rayon de la particule est beaucoup plus grand que la longueur d'onde, il se produit une diffusion-avant. Une particule agit comme un miroir acoustique mais des effets de diffraction se produisent aussi. Le coefficient S est indépendant de la fréquence et est égal à la section droite A_c de la particule (région (iii) de la *figure 3-9*). Environ la moitié de l'onde diffusée se répand plus ou moins uniformément dans toutes les directions autour de la particule, et l'autre moitié est diffusée à l'avant autour de la particule dans la direction de propagation des ondes planes (*Figure 3.10b*). A cause de la concentration des ondes diffusées derrière la particule, il y a interférence avec les ondes planes déjà atténuées. Pour le cas de mesures d'atténuation ultrasonore dans un écoulement dispersé, la diffusion-avant peut en fait augmenter la quantité d'énergie acoustique acquise par le transducteur recevant les ultrasons. Dans ce régime, les transferts d'énergie acoustique entre le milieu continu et le milieu dispersé sont gérés par l'impédance acoustique (relation 3-65).

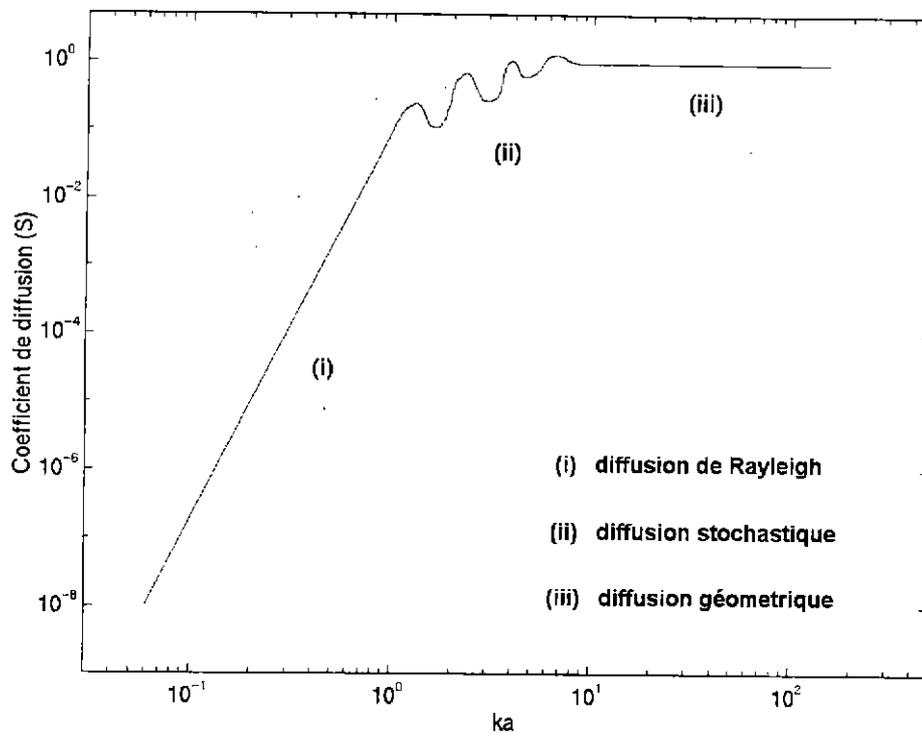


Figure 3.9 : Coefficient de diffusion (S) en fonction du produit ka

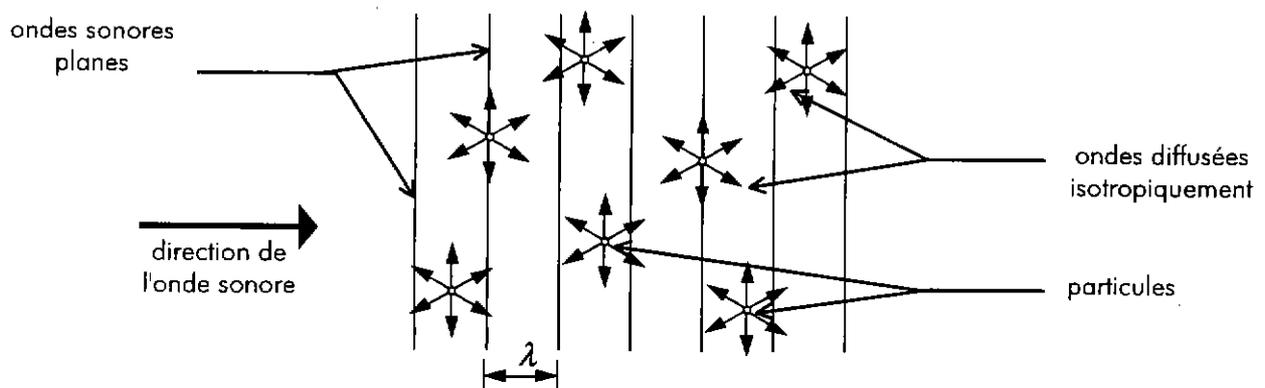
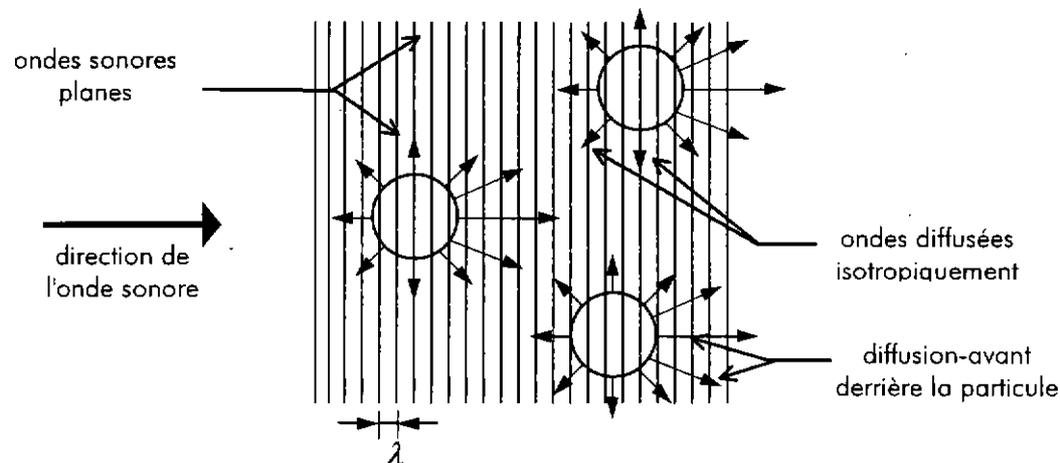


Figure 3.10a : Diffusion isotropique ($ka \ll 1$)

Figure 3.10b : Diffusion-avant ($ka \gg 1$)Figure 3.10 : Effet du rayon des particules (a) et de la longueur d'onde sonore (λ) sur la diffusion

- *Phénomène de résonance*

Ce phénomène est caractérisé par la fréquence de résonance $f_{rés}$ de la particule. Mais suivant le type de fluide constituant la particule (phase dispersée) et son milieu environnant (phase continue), ce phénomène physique ne va pas être le même.

Pour des gouttes sphériques portées par un gaz, cas correspondant à celui de notre étude, la fréquence de résonance du mode fondamental (second mode) des gouttes subissant de faibles oscillations et en l'absence de forces visqueuses est d'après la théorie classique de Lamb [81] :

$$f_{rés} = \left[\frac{6\sigma_1}{\pi^2 a^3 (2\rho_0 + 3\rho_1)} \right]^{1/2} \quad 3-69$$

où σ_1 est la tension superficielle du liquide.

Les grandeurs indicées 0 correspondent à la phase continue et les grandeurs indicées 1 à la phase dispersée.

Si la fréquence des ultrasons approche la fréquence de résonance de la particule, des oscillations de cette dernière apparaissent. La particule oscillante agit comme une sphère pulsée et émet des ondes sonores isotropiquement (et uniformément) dans toutes les directions. A cause des pertes des forces visqueuses et de conduction de la chaleur associées à la compression et l'expansion de la particule, il résulte une dissipation d'énergie acoustique de l'onde. De ce fait, la section d'extinction peut être plus de mille fois plus grande que la surface de la section de la particule A_c . Ce cas extrême se produit lors de la résonance de bulles dans un liquide, le phénomène étant moins intense pour des gouttes [82].

A titre d'exemple, le *tableau 3-6* donne l'ordre de grandeur de ces fréquences de résonance lorsque le milieu diphasique est à une température de 15°C et à pression ambiante.

Les fréquences d'oscillation observées pour des gouttes en libre suspension dans un gaz sont toutefois généralement plus faibles que celles calculées par les relations 3-69 [83].

Rayon (a) de la particule en μm	Fréquence de résonance ($f_{\text{rés}}$) d'une goutte en kHz
10	122
50	10,9
500	0,35
1000 (= 1 mm)	0,12
5000	0,011

Tableau 3-6 : Fréquences de résonance d'une goutte d'eau à 15°C [81].

- *Différents types de diffusion pour un écoulement diphasique dispersé (influence de la concentration en particules)*

Quand des ondes sonores se propagent à travers un écoulement à particules, l'atténuation de l'énergie de l'onde peut être caractérisée par la connaissance de l'absorption de la phase continue, les sections d'extinction des particules, la densité en nombre N de particules dans l'écoulement, et le type de diffusion se produisant. Il existe essentiellement deux types de diffusion: la diffusion simple et la diffusion multiple. Dans certains cas, la diffusion multiple peut être modélisée par une approximation de diffusion.

Diffusion simple

En considérant un milieu contenant des particules, deux cas extrêmes sont possibles : soit un milieu à faible concentration, soit un milieu dense en particules. Pour un écoulement dilué, le phénomène de diffusion simple peut être admis. Dans le cas de mesures d'atténuation ultrasonore dans un tel écoulement, on suppose que l'onde incidente d'origine provenant de l'émetteur atteint le récepteur après avoir rencontrée relativement peu de particules. En plus, on suppose que l'onde incidente est la seule énergie d'onde que rencontre la particule; cependant, l'atténuation due à la diffusion et l'absorption par les inclusions le long du chemin des ondes est prise en compte. Ainsi, l'onde incidente d'origine que rencontre la particule a été précédemment atténuée par la diffusion et l'absorption par les autres particules.

Imaginons, par exemple, des ondes sonores planes se propageant dans un écoulement à particules de faible concentration (*Figure 3.11a*). Les particules sont considérées comme des disperseurs isotropes et sont suffisamment éloignées les unes des autres pour qu'il n'y ait pas d'interférences entre les ondes diffusées résultant de chaque particule lorsque les ondes rencontrent les particules sur leur parcours. Chaque particule enlève une quantité d'énergie acoustique de l'onde incidente qui correspond à sa section d'extinction. De plus, dans le cas d'une mesure de transmission ultrasonore où la diffusion simple peut être admise, l'absorption de la phase continue est la même pour une mesure de transmission ultrasonore faite avec ou sans particules ; ceci car la longueur du chemin acoustique reste constante dans les deux cas. En prenant le rapport des amplitudes du signal ultrasonore, l'absorption de la phase continue s'annule. L'atténuation de l'énergie totale peut aussi être déterminée par la somme des particules « vues » par les ondes multipliée par leur section d'extinction correspondante. Ce type de diffusion est sinon rapporté au premier ordre de la diffusion multiple par Ishimaru [84] ; cela résulte du fait que l'atténuation due à l'absorption et à la diffusion par les multiples particules est prise en compte.

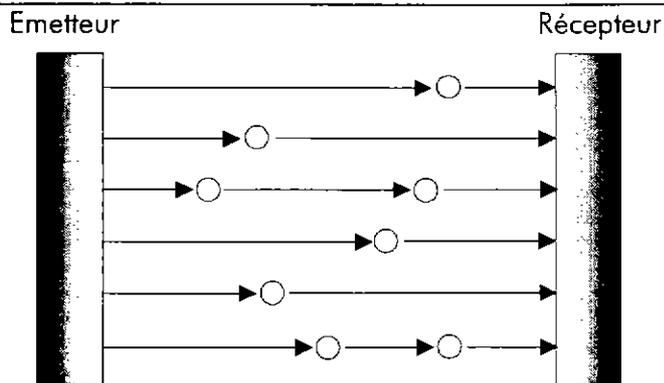


Figure 3.11a : diffusion simple

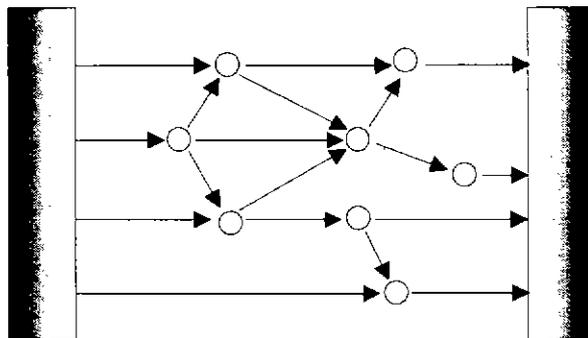


Figure 3.11b : diffusion multiple

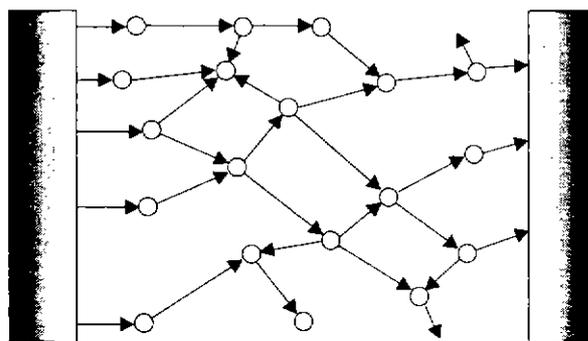


Figure 3.11c : approximation de diffusion

Figure 3.11 : Types de diffusion dans un écoulement dispersé

Diffusion multiple

Pour de grandes concentrations en particules, l'hypothèse de dilution est omise, et apparaît le cas de la diffusion multiple. Dans cette situation, la densité en particules est telle que l'onde diffusée résultant de la collision d'une particule avec l'onde incidente est propagée sur les particules environnantes. L'onde diffusée agit ainsi comme une onde incidente supplémentaire (Figure 3.11b). Considérons une fois encore des ondes sonores planes se propageant à travers un écoulement à haute concentration en particules. Comme pour la diffusion simple, l'intensité de l'onde dans la direction de propagation sera

réduite à cause de la diffusion et de l'absorption par les particules individuelles exprimée par leur section d'extinction ; cependant, à cause des effets de la diffusion multiple, l'intensité des ondes dans la direction de propagation sera aussi augmentée. Du fait de ce phénomène, les signaux de transmission ultrasonores mesurés seraient artificiellement augmentés. Ceci correspondrait alors à des aires interfaciales volumiques déterminées ultrasoniquement plus petites.

Approximation de diffusion

Enfin, un cas spécial de la diffusion multiple due à de très fortes concentrations en particules est l'approximation de diffusion [84]. Ici, on considère l'intensité totale de l'onde étant composée de deux parties : l'intensité incidente réduite et l'intensité diffuse. Lorsqu'une onde rencontre un écoulement à fortes concentrations en particules (*Figure 3.11c*), le flux d'énergie incident est amoindri par les effets de diffusion et d'absorption (simple diffusion) ; les effets de diffusion multiple augmentent aussi le flux. La partie du flux qui diminue à cause de la diffusion et de l'absorption est appelée intensité incidente réduite ; l'autre partie qui est augmentée par la diffusion multiple est appelée intensité diffuse. L'intensité diffuse est supposée être dispersée « presque » uniformément dans toutes les directions. Cependant, pour le son qui passe à travers un écoulement dispersé, l'intensité diffuse aurait une plus grande ampleur dans la direction de propagation de l'onde d'origine. Si cette condition n'est pas satisfaite, la propagation de l'onde sonore serait diminuée à tel point qu'aucun signal sonore transmis ne pourrait être mesuré.

3.2.1.4 Effet de l'écoulement sur la propagation des ultrasons

Les sources d'absorption et de dispersion des ultrasons dans un fluide au repos ont été décrites précédemment. Cependant, l'objectif est de mesurer les caractéristiques ultrasonores à travers un fluide en écoulement. Alors il est nécessaire d'évaluer l'influence de la vitesse moyenne et de la turbulence de l'écoulement sur le coefficient d'absorption et sur le temps de propagation des ultrasons à travers cet écoulement. L'aspect « écoulement diphasique » est ensuite discuté de manière qualitative.

Lorsqu'on parle d'écoulement, il est question d'écoulement turbulent de gaz (ou de gaz humide) en conduite de diamètre intérieur $D=100$ mm avec des vitesses de l'ordre de 10 m.s^{-1} . Les problèmes de sources de bruits ultrasonores générés en conduite (tel que ceux générés par une vanne) ne sont pas traités.

3.2.1.4.1 Effet de l'écoulement moyen sur la propagation des ultrasons

Ce que l'on appelle par effet de l'écoulement moyen sur la propagation des ultrasons correspond à la déviation du faisceau acoustique par le profil de vitesse dans la conduite. Le faisceau ne suit plus une ligne droite mais un chemin courbé. La théorie des rayons de la géométrie acoustique permet de déterminer les trajets [33] [85]. Ces trajets ultrasonores non rectilignes engendrent à la fois une erreur sur la détermination de la vitesse du son (qui n'est plus constante tout le long du trajet) à partir de la mesure d'un temps de propagation à travers l'écoulement, mais également une atténuation du faisceau par étalement (cf § 2.1.2.1). Cette atténuation est directement liée à la forme et à la directivité du faisceau émis et est difficilement quantifiable de manière générale.

La courbure du trajet des ultrasons dépend à la fois du nombre de Mach et du nombre de Reynolds ; elle augmente avec le nombre de Mach et avec la courbure du profil de vitesse [13].

Considérons un écoulement pleinement développé d'air à l'intérieur d'une conduite et un chemin ultrasonore incliné de 45° par rapport à l'axe de la conduite et passant par ce dernier. Si le diamètre de la conduite est de 100 mm et la vitesse moyenne sur le chemin de 10 m.s^{-1} , alors l'erreur due à l'effet de courbure sur le temps de propagation (qui est de l'ordre de $400 \mu\text{s}$ dans le sens de l'écoulement) est inférieure à 10 ns [7]. Cette erreur sur le temps représente une erreur approximative de 10^{-4} m.s^{-1} sur la vitesse du son.

3.2.1.4.2 Atténuation et dispersion des ultrasons par la turbulence de l'écoulement

Les fluctuations de vitesse provenant de la turbulence ont le même type d'interaction avec les ondes sonores que celle des particules de petites tailles. En effet, des pertes d'énergie peuvent se produire en supplément aux pertes dues aux phénomènes de relaxation moléculaire et visco-thermiques. La dispersion d'une onde ultrasonore par un écoulement turbulent peut engendrer une atténuation importante du signal. Cette atténuation reste indépendante du nombre de Mach tant que celui-ci reste inférieur à 0,3 et augmente fortement avec la fréquence des ultrasons. Ce sujet a surtout été étudié pour évaluer l'atténuation du son à travers l'atmosphère [86] [63].

Ostavech et al. [87] ont obtenu une formule qui explicite le coefficient d'absorption résultant des moments statistiques d'une onde plane se propageant dans un milieu en mouvement aléatoire avec des fluctuations arbitraires (anisotropiques) de température et de vitesse du milieu :

$$\alpha_{turb.} = \alpha_T + \alpha_v$$

$$= \frac{\sqrt{\pi} k^2 L_0}{8} \left\{ \left[1 - \frac{4}{k^2 L_0^2} + \frac{8}{k^4 L_0^4} - \left(1 + \frac{4}{k^2 L_0^2} + \frac{8}{k^4 L_0^4} \right) e^{-k^2 L_0} \right] \frac{\overline{\Delta T^2}}{T^2} \right. \\ \left. + \left[1 - \frac{10}{k^2 L_0^2} + \frac{48}{k^4 L_0^4} - \frac{96}{k^6 L_0^6} + \left(1 + \frac{10}{k^2 L_0^2} + \frac{48}{k^4 L_0^4} + \frac{96}{k^6 L_0^6} \right) e^{-k^2 L_0} \right] \frac{4 \overline{\Delta v^2}}{c_0^2} \right\} \quad 3-70$$

où α_T et α_v sont les contributions respectives de la température et de la vitesse du milieu au coefficient d'absorption $\alpha_{turb.}$ dues à la turbulence, k est le nombre d'onde réel, L_0 la longueur caractéristique de la turbulence, $\overline{\Delta T^2}$ et $\overline{\Delta v^2}$ sont les termes représentant les fluctuations de température et de vitesse.

Ce coefficient $\alpha_{turb.}$ est faible lorsque la longueur d'onde λ est bien plus grande que l'échelle caractéristique de la turbulence ($kL_0 \ll 1$) et peut être bien supérieure à l'absorption classique lorsque le produit kL_0 est très grand. Dans ces deux cas limites, la relation 3-70 peut être simplifiée à l'aide de développements limités.

Pendant, dans notre cas, la longueur caractéristique de la turbulence L_0 est de l'ordre du dixième du diamètre D de la conduite ($D=100\text{mm}$) et les fréquences ultrasonores sont dans la plage de 40 kHz à 100 kHz, donc le produit kL_0 est compris environ entre 7 et 18 pour de l'air. Il est nécessaire d'utiliser la relation générale 3-70 pour calculer le coefficient d'absorption $\alpha_{turb.}$.

L'intensité turbulente $\sqrt{\overline{\Delta v^2}}/V$ est de l'ordre de 5% pour un écoulement pleinement développé en conduite pour les vitesses considérées. Tant que l'on peut considérer que l'écoulement est incompressible (nombre de Mach inférieur à 0,3) et pour des gradients thermiques modérés, il y a analogie entre les phénomènes dynamiques et les phénomènes thermiques. Les variations de température $\overline{\Delta T^2}/T^2$ dans un écoulement turbulent sont ainsi correctement représentées par $\overline{\Delta v^2}/c^2$. Le coefficient d'absorption est égal à 0,01 Np.m⁻¹ pour 40 kHz et 0,08 Np.m⁻¹ pour 100 kHz (dans l'air à 20°C et avec une vitesse de 10 m.s⁻¹). Les valeurs obtenues restent relativement faibles par rapport aux coefficients d'absorption classique et de relaxation pour des fréquences identiques (cf tableau 3-5) mais elles ne sont pas négligeables. Par la suite, ce phénomène sera pris en compte et ajouté au coefficient d'absorption total de la relation 3-64.

La turbulence joue aussi un rôle dispersif sur le temps de propagation des ultrasons à travers un écoulement. Comme dans le cas de l'erreur commise sur le temps de propagation par effet de courbure du trajet ultrasonore, c'est la théorie des rayons qui permet de corriger le temps de propagation modifié par la turbulence de l'écoulement.

Si on se place dans les mêmes conditions que l'exemple du paragraphe précédent (§ 3.2.1.4.1) avec un taux de turbulence de 5% et une longueur L_0 de 0,01 m, l'erreur est d'environ 200 ns [7]. Il faut remarquer que si l'intensité et la longueur caractéristique de la turbulence augmentent dans

l'écoulement, alors l'erreur augmente également.

3.2.1.4.3 Interaction entre les ultrasons et l'écoulement diphasique dispersé

Nous avons abordé les phénomènes de dispersion et d'atténuation des ultrasons à travers une suspension de particules dans un fluide en montrant l'influence des paramètres comme la taille ou la concentration des particules. Lorsque cette suspension est mise en mouvement, alors le problème devient plus complexe sous certaines conditions.

Définissons une fréquence de passage des gouttes dans une section droite de conduite par le rapport de la distance moyenne inter-particules dans la suspension sur la vitesse moyenne des particules. Si cette fréquence est petite comparée à la fréquence des ultrasons se propageant à travers la suspension, alors on peut supposer que le milieu fluide-particules est comme « figé » ou au repos pour les ondes ultrasonores. Dans ce cas, les modèles de propagation des ultrasons à travers une suspension sans écoulement sont applicables. Si cette condition n'est pas respectée, il y a interaction entre les ondes et l'écoulement diphasique dispersé.

Notons que la présence de particules dans l'écoulement a tendance à réduire le coefficient d'atténuation du son due à la turbulence de l'écoulement sans particule de la relation 3-70, tout simplement car les particules causent généralement une diminution de la turbulence [88].

3.2.1.4.4 Influence d'une vitesse de glissement entre les deux phases

Afin de caractériser les phénomènes se produisant au sein d'un écoulement de type diphasique dispersé, on introduit des nombres adimensionnels. Le nombre de Stokes est le rapport entre un temps caractéristique de la phase particulaire et un terme du processus étudié. On peut donc formuler une grande variété de nombres de Stokes. Pour un écoulement diphasique dispersé en conduite, on définit le nombre de Stokes particulaire [56] :

$$St_p = \frac{\tau_v}{D/V_{deb}} \quad 3-71$$

où τ_v est un temps de relaxation dynamique de la particule défini en 3-161, D le diamètre de la conduite et V_{deb} la vitesse débitante.

Lorsque le nombre de Stokes est beaucoup plus petit que 1 (ce qui est le cas pour les petites particules), les particules répondent rapidement aux mouvements du fluide « porteur » et suivent donc les lignes de courant. Elles servent en quelque sorte de traceur et ont ainsi la même vitesse que celle de la phase continue. Lorsque le nombre de Stokes est grand, les particules (plus grosses) sont très peu affectées par le mouvement du fluide. Il peut alors exister une différence de vitesse entre la vitesse du fluide de la phase continue V_0 et la vitesse des particules V_p . Cette différence appelée vitesse de glissement V_{gliss} (et définie au paragraphe 3.1.1.3) permet de définir un nombre de Reynolds (noté Re_p) relatif à l'écoulement autour d'une particule :

$$Re_p = \frac{2\rho_0 V_{gliss} a}{\mu_0} \quad 3-72$$

Ce nombre est un paramètre de la force de traînée des particules, force qui définit le mouvement des particules et qui traduit l'interaction entre ces particules [89].

Temkin et Dobbins [90] montrent que le mouvement des particules n'a aucun effet sur l'atténuation acoustique et la dispersion par les particules pourvu que le nombre de Reynolds soit assez petit pour que l'on puisse appliquer la loi de Stokes sur le coefficient de traînée des gouttes. Il est possible de mettre en évidence l'effet du nombre de Reynolds particulaire sur les caractéristiques de la propagation. De manière qualitative, le coefficient d'absorption est proportionnel au rapport des vitesses [91] :

$$\alpha \propto \frac{\overline{V_{gliss.}^2}}{V_0^2}$$

où le signe « — » signifie que l'on prend la valeur moyenne temporelle de la quantité concernée.

3.2.2 Modèle de diffusion (approche acoustique)

3.2.2.1 Introduction

Parmi les différentes approches adoptées pour étudier la propagation d'ondes sonores à travers des milieux dispersés de type émulsion ou suspension de particules, certains auteurs se sont intéressés à la diffusion d'une onde autour d'une ou plusieurs particules. Il s'agit dans cette approche de déterminer les caractéristiques des ondes engendrées par la présence d'une sphère dans l'écoulement au passage d'une onde plane incidente. Les caractéristiques de la propagation sont exprimées en fonction des coefficients de diffusion des particules. Cette approche permet de prendre en compte les effets de diffusion multiple en plus des effets thermo-visqueux et de relaxation moléculaire sur la propagation de l'onde lorsque le titre ou taux de présence de la phase dispersée augmente.

Parmi les auteurs à avoir initié cette approche, on peut citer Epstein et Cahart [92] en 1953 qui se sont intéressés à l'atténuation du son dans les suspensions et les émulsions, pour étudier en particulier les brouillards de gouttelettes dans l'air. Des travaux ont également été menés plus tard par Allegra et Hawley [93] sur l'étude de l'atténuation du son dans le cas de suspensions de particules solides dans un liquide ou dans le cas d'une émulsion liquide-liquide en adaptant le formalisme de Epstein et Cahart à des suspensions particulières pour permettre des comparaisons avec des données expérimentales existantes.

De nombreuses validations expérimentales de la théorie de la diffusion acoustique ont été effectuées dans le cas de suspensions liquide-liquide ou solide-liquide. Elles sont répertoriées dans l'ouvrage de Povey [6].

Chow [94] a montré que la théorie de Epstein et Cahart était applicable même lorsque le déplacement des gouttelettes est grand comparé à leur rayon et que l'effet de la tension superficielle est négligeable dans le cas de gouttelettes liquides suspendues dans un gaz (contrairement à une suspension de bulles dans un liquide).

Les différentes étapes de la modélisation sont décrites dans le paragraphe suivant, le but étant d'obtenir des expressions donnant les caractéristiques des ultrasons (en terme de vitesse du son et coefficient d'absorption) en fonction des paramètres de la suspension (taille et fraction volumique des particules dans le mélange diphasique) et de la fréquence des ultrasons.

3.2.2.2 Modélisation de la diffusion simple autour d'une particule

3.2.2.2.1 Introduction des équations d'Helmholtz à partir des équations de bilan

La première partie de la modélisation consiste à établir les équations d'Helmholtz qui découlent des équations de bilan pour un fluide quelconque. On part pour cela des bilans de masse et de quantité de mouvement locaux et instantanés (relations 3-14 et 3-15).

Enfin la troisième équation correspond au bilan d'énergie en terme le plus général:

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} + \rho \vec{V} \cdot \vec{\nabla} e + P \vec{\nabla} \cdot \vec{V} - \Psi_n - \vec{\nabla} \cdot (\kappa \vec{\nabla} T) = 0$$

où Ψ_n est la fonction de dissipation visqueuse.

La démarche suivante consiste, de façon classique, à déterminer les équations d'Helmholtz vérifiées par les potentiels acoustiques à partir du système des petites perturbations. On suppose que l'ensemble des variables (ρ , T , P , \vec{V} , et e) décrivant le système subit des petites perturbations notées avec un exposant (1) , par rapport à leurs valeurs au repos (0) , au passage de l'onde sonore.

Les vibrations dans l'onde sonore étant petites et le milieu étant supposé au repos ($\vec{V}^{(0)} = \vec{0}$), le vecteur vitesse \vec{V} est du premier ordre. En effet, la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore étant très supérieure à la vitesse de l'écoulement, on peut supposer que l'écoulement soit figé pendant le passage de l'onde acoustique [90].

On applique la méthode des petites perturbations décrite au paragraphe 3.2.1.1.1 par les relations 3-17 et 3-18. On obtient alors les équations 3-19 et 3-20, et l'équation de l'énergie 3-73 devient :

$$\rho^{(0)} \frac{\partial e^{(1)}}{\partial t} + \rho^{(0)} \vec{\nabla} \cdot \vec{V}^{(1)} - \kappa \Delta T^{(1)} = 0 \quad 3-75$$

Si l'on dérive l'équation 3-20 par rapport au temps, il reste à exprimer $\nabla(\partial P^{(1)} / \partial t)$ et $\partial e^{(1)} / \partial t$ en fonction de $V^{(1)}$ et $T^{(1)}$;

Sous la forme générale,

$$P = P(\rho, T) \quad 3-76$$

$$e = e(\rho, T) \quad 3-77$$

On peut alors écrire :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \left(\frac{\partial e}{\partial \rho} \right)_T \frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_\rho \frac{\partial T}{\partial t} \quad 3-78$$

$$\vec{\nabla} P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_T \vec{\nabla} \rho + \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} T \quad 3-79$$

Ces expressions doivent être linéarisées de telle sorte que les variables e et P sont des variables d'état du milieu considérées constantes par rapport au champ acoustique. Elles peuvent être explicitées par les relations thermodynamiques suivantes :

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_T = \frac{c^2}{\gamma} \quad 3-80$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho = \frac{\rho^{(0)} (\gamma - 1) C_v}{\Omega_{th} T^{(0)}} \quad 3-81$$

$$\text{mais aussi : } \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho = - \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_T \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_\rho = \frac{c^2 \rho^{(0)} \Omega_{th}}{\gamma} \quad 3-82$$

$$\left(\frac{\partial e}{\partial \rho}\right)_T = \frac{1}{\rho^{(0)2}} (\rho^{(0)} - 1) = \frac{1}{\rho^{(0)2}} \left(\rho^{(0)} - T^{(0)} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho \right) \quad 3-83$$

car la différentielle de l'énergie interne s'écrit :

$$de = C_v dT + (1 - \rho^{(0)}) dV \quad 3-84$$

où γ est le coefficient calorimétrique déterminé par la première formule de Clapeyron.

$$\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_\rho = C_v \quad 3-85$$

Si l'on suppose qu'en régime forcé, au passage de l'onde acoustique de pulsation ω , la variation temporelle des deux grandeurs $V^{(1)}$ et $T^{(1)}$ est harmonique, on obtient le système suivant :

$$\omega^2 \vec{V}^{(1)} + \left(\frac{c^2}{\gamma} + i \frac{\omega \mu}{3\rho} \right) \vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}^{(1)} \right) - i \frac{\omega c^2 \Omega_{th}}{\gamma} \vec{\nabla} \tilde{T}^{(1)} + i \frac{\omega \mu}{\rho} \vec{\nabla}^2 \vec{V}^{(1)} = \vec{0} \quad 3-86$$

$$\frac{\gamma - 1}{\Omega_{th}} \vec{\nabla} \cdot \vec{V}^{(1)} - i\omega \tilde{T}^{(1)} - \gamma_s \vec{\nabla}^2 \tilde{T}^{(1)} = 0 \quad 3-87$$

où

$$\vec{V}^{(1)} = \vec{V}^{(1)} \cdot \exp(i\omega t) \quad 3-88$$

$$T^{(1)} = \tilde{T}^{(1)} \cdot \exp(i\omega t) \quad 3-89$$

Ω_{th} est le coefficient thermodynamique de dilatation à pression constante ou coefficient d'expansion thermique.

Pour simplifier les notations, dans le reste du paragraphe, on confondra les variables $(\vec{V}^{(1)}, T^{(1)})$ et $(\vec{V}^{(1)}, \tilde{T}^{(1)})$. On peut donc supposer que le vecteur vitesse $\vec{V}^{(1)}$ s'écrit, sous la forme plus générale, en fonction d'un potentiel scalaire et d'un potentiel vecteur suivant la décomposition d'Helmholtz:

$$\vec{V}^{(1)} = -\vec{\nabla} \varphi + \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad 3-90$$

Après avoir substitué la nouvelle expression de la vitesse perturbée 3-90 dans le système 3-86 et 3-87, on montre que les potentiels φ et A vérifient:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} + k_v^2 \vec{A} = \vec{0} \quad 3-91$$

$$\left(\vec{\nabla}^2 + k_c^2 \right) \left(\vec{\nabla}^2 + k_T^2 \right) \varphi = 0 \quad 3-92$$

Le vecteur $\vec{V}^{(1)}$ comporte trois contributions dont deux dérivent d'un potentiel scalaire φ , et la dernière d'un potentiel vecteur A . Ces potentiels satisfont les équations 3-91 et 3-92 où :

$$k_C^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ 1 - \left(i \frac{\omega}{c^2} \right) \left[\frac{4\mu}{3\rho} + (\gamma - 1)\zeta \right] \right\}^{-1} \quad 3-93$$

$$k_T^2 = i \frac{\omega}{\zeta} \quad 3-94$$

$$k_V^2 = i \frac{\omega\rho}{\mu} \quad 3-95$$

Les ondes correspondant à ces trois nombres seront appelées respectivement, « onde de compression », « onde thermique » et « onde visqueuse ».

L'établissement du système 3-91 à 3-95, valable pour un fluide visqueux newtonien reste classique ([92], [93]) mais il a été repris ici en détail pour rappeler la démarche suivie pour introduire les nombres d'onde caractéristiques du système fluide le plus général.

Contrairement au modèle qui sera développé au paragraphe suivant, on ne s'intéresse pas aux caractéristiques de propagation du système diphasique mais on cherche à résoudre les équations de propagation dans chaque phase en prenant en compte le phénomène de diffusion au niveau des particules sphériques.

3.2.2.2 Etude de la diffusion sonore autour d'une particule

On s'intéresse à la propagation d'une onde plane de compression, de nombre d'onde k_C , se propageant dans le milieu fluide composant la phase continue. On suppose qu'en l'absence de la particule, cette onde engendre seulement des oscillations de vitesses longitudinales et irrotationnelles. On peut donc écrire le vecteur vitesse sous la forme :

$$\vec{V}^{(1)} = -\vec{\nabla} \varphi_0 \quad 3-96$$

où φ_0 est le potentiel de l'onde incidente.

Dans un repère cylindro-polaire, axé sur la direction de propagation et centré sur la particule, on a alors [95] :

$$\varphi_0 = \exp(ik_C z) = \exp(ik_C r \cos \theta) \quad 3-97$$

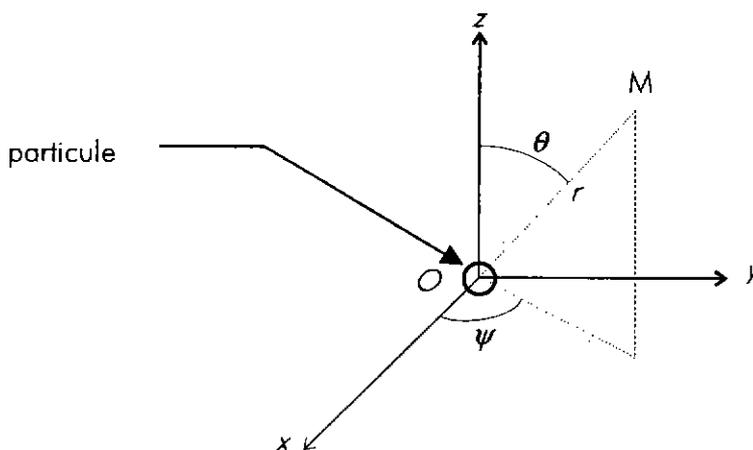


Figure 3.12 : Système de coordonnées sphériques utilisé.

Dans le système de coordonnées sphériques r , θ et ψ , décrit sur la figure 3.12, la solution de l'équation d'Helmholtz s'obtient par séparation des variables [90].

Une solution particulière est de la forme :

$$S = A \exp(im\psi) P_n^m(\cos\theta) h_n(kr) \quad 3-98$$

où $P_n^m(\eta)$ est une fonction sphérique.

$$P_n^m(\eta) = (1-\eta^2)^{\frac{1}{2}n} \frac{d^n}{d\eta^n} P_m(\eta) \quad 3-99$$

où $P_m(z)$ est un polynôme de Legendre.

$$P_m(\eta) = \frac{1}{2^m m!} \frac{d^m}{d\eta^m} (\eta^2 - 1)^m \quad 3-100$$

et $h_n(kr)$ est la fonction de Hankel sphérique d'ordre n .

Les fonctions de Hankel sphériques seront utilisées pour décrire les ondes se propageant à l'extérieur de la sphère car, la partie imaginaire de $h_n(kr)$ n'est pas bornée en $r=0$. On utilisera donc les fonctions de Bessel sphériques $J_n(kr)$, parties réelles des fonctions de Hankel sphériques $h_n(kr)$ pour décrire les ondes à l'intérieur de la sphère [95].

De plus, l'exponentielle $\exp(ikr \cos\theta)$ se décompose sur la base des fonctions $P_n(\cos\theta) J_n(kr)$ sous la forme :

$$\varphi_0 = \sum_0^{\infty} i^n (2n+1) J_n(k_C r) P_n(\cos\theta) \quad 3-101$$

Etant donné que la séparation des variables impose la décomposition des solutions suivant la même base, il sera tout naturel, dans la phase continue, de rechercher les expressions de l'onde de compression réfléchie, de l'onde thermique et de l'onde visqueuse sous la forme :

$$\varphi_R = \sum_0^{\infty} i^n (2n+1) A_n h_n(k_C r) P_n(\cos\theta) \quad 3-102$$

$$\Phi = \sum_0^{\infty} i^n (2n+1) B_n h_n(k_T r) P_n(\cos\theta) \quad 3-103$$

$$A_\psi = \sum_1^{\infty} i^n (2n+1) C_n h_n(k_V r) \frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta} \quad 3-104$$

Le problème étant axisymétrique, les deux potentiels φ et Φ ne dépendent pas de ψ ($m=0$) et sont donc simplement exprimés en fonction des polynômes de Legendre. Pour la même raison, le vecteur A est orthoradial et n'aura qu'une seule composante suivant ψ .

Les ondes à l'intérieur de la sphère seront exprimées de façon similaire :

$$\varphi = \sum_0^{\infty} i^n (2n+1) A_n' J_n(k_C' r) P_n(\cos\theta) \quad 3-105$$

$$\Phi = \sum_0^{\infty} i^n (2n+1) B_n' J_n(k_T' r) P_n(\cos \theta) \quad 3-106$$

$$A_{\psi} = \sum_1^{\infty} i^n (2n+1) C_n' J_n(k_V' r) \frac{dP_n(\cos \theta)}{d\theta} \quad 3-107$$

où les variables k_C' , k_T' et k_V' sont relatives au milieu dispersé et sont définies en 3-105, 3-106 et 3-107.

L'ensemble des coefficients A_n , B_n , C_n , A_n' , B_n' , C_n' est ensuite déterminé en écrivant les bilans à l'interface.

Le bilan de masse à l'interface lorsque l'on suppose qu'il n'y a pas de transfert de masse et qu'il n'y a pas de glissement à l'interface, permet d'écrire :

$$\vec{V} = \vec{V}' \quad 3-108$$

Si l'on écrit le bilan de quantité de mouvement à l'interface en supposant qu'il n'y a pas de transfert de masse et en négligeant l'effet Marangoni, on a [97] :

$$\vec{\pi} \cdot \vec{n} - \vec{\pi}' \cdot \vec{n} - \sigma (\vec{\nabla}_s \cdot \vec{n}) \vec{n} = \vec{0} \quad 3-109$$

où $\vec{\pi}$ est le tenseur des contraintes, σ est la tension superficielle, \vec{n} est le vecteur normal extérieur à la surface de l'inclusion et $\vec{\nabla}_s$ est la divergence surfacique.

Si l'on suppose les transferts d'énergie à l'interface réversibles [98], on obtient la condition de continuité des températures à l'interface :

$$T = T' \quad 3-110$$

Enfin lorsque l'on écrit le bilan d'énergie à l'interface, on obtient l'égalité des flux de chaleur :

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial n} = \kappa' \frac{\partial T'}{\partial n} \quad 3-111$$

L'ensemble de ces bilans est valable quelle que soit la forme de l'interface. En particulier, ces bilans peuvent être appliqués sur la surface de la particule légèrement déformée par le passage de l'onde ultrasonore. L'écriture de ces bilans à l'interface pour les variables à l'ordre 1 va donc se faire en deux étapes: la première consiste à linéariser les bilans d'interface pour chaque point de la surface déformée et la seconde consiste à transférer les bilans d'interface obtenus à l'ordre 1 sur la surface d'équilibre de la particule [99].

On suppose qu'au passage de l'onde ultrasonore, le rayon de l'inclusion subit de petites déformations autour de sa position d'équilibre de la forme :

$$r = a + S_n P_n(\cos \theta) = a + r_1 \quad 3-112$$

Les oscillations du rayon r étant forcées à la pulsation imposée par l'onde incidente, le découplage temporel, identique à celui utilisé pour les autres variables du premier ordre a déjà été effectué dans 3-110.

La linéarisation d'une équation à l'interface va s'écrire :

$$E(r) = E^{(0)}(r) + E^{(1)}(r) = 0 \quad 3-113$$

Le transfert sur l'interface d'équilibre en $r=a$ donne :

$$E(r) = E^{(0)}(a) + \bar{\nabla} E^{(0)}(a) \cdot r_1 \cdot \bar{e}_r + E^{(1)}(a) \quad 3-114$$

On peut montrer qu'à l'ordre 1, la continuité du vecteur vitesse à l'interface va s'écrire pour $r=a$:

$$\bar{v}^{(1)} - \bar{v}'^{(1)} = (\bar{\nabla} \bar{v}^{(0)} - \bar{\nabla}' \bar{v}^{(0)'}) \cdot r_1 \cdot \bar{e}_r \quad 3-115$$

Or l'inclusion étant supposée au repos dans sa position d'équilibre :

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{v}^{(0)} = \bar{\nabla}' \cdot \bar{v}^{(0)'} = 0 \quad 3-116$$

Après projection de l'équation 3-114 sur r et θ , on obtient :

$$V_r^{(1)} = V_r'^{(1)} \quad 3-117$$

$$V_\theta^{(1)} = V_\theta'^{(1)} \quad 3-118$$

Le bilan de quantité de mouvement obtenu à l'ordre 1 sur la surface d'équilibre après linéarisation et transfert, une fois projeté sur le vecteur \bar{n} normal à l'interface d'équilibre, devient :

$$\pi_{rr}^{(1)} - \pi_{rr}'^{(1)} = \sigma (\bar{\nabla}_s \cdot \bar{n})^{(1)} + r_1 \bar{\nabla} (\pi_{rr}^{(0)} - \pi_{rr}'^{(0)}) \cdot \bar{e}_r \quad 3-119$$

où σ est le coefficient de tension superficielle.

Or, les tenseurs $\pi_{rr}^{(0)}$ et $\pi_{rr}'^{(0)}$ sont supposés uniformes à l'ordre 0 et la divergence surfacique de \bar{n} est telle que [81] :

$$(\bar{\nabla}_s \cdot \bar{n}) = (\bar{\nabla}_s \cdot \bar{n})^{(0)} + (\bar{\nabla}_s \cdot \bar{n})^{(1)} = \frac{2}{a} + \frac{(n-1)(n+1)}{a^2} S_n P_n(\cos \theta) \quad 3-120$$

L'équation 3-119 devient donc :

$$\pi_{rr}^{(1)} = \pi_{rr}'^{(1)} + \frac{(n-1)(n+1)}{a^2} r_1 \sigma \quad 3-121$$

De la même façon, la projection du bilan de quantité de mouvement sur la tangente à l'interface non déformée, compte tenu que $\pi_{r\theta}^{(0)}$ et $\pi_{r\theta}'^{(0)}$ sont uniformes, implique :

$$\pi_{r\theta}^{(1)} = \pi_{r\theta}'^{(1)} \quad 3-122$$

De même, sachant que les températures $T^{(0)}$ et $T'^{(0)}$ sont uniformes sur toute l'interface à l'équilibre, l'écriture de la continuité de la température et du flux de chaleur à l'ordre 1 après linéarisation et transfert devient :

$$T^{(1)} = T'^{(1)} \quad 3-123$$

$$\kappa \frac{\partial T^{(1)}}{\partial n} = \kappa' \frac{\partial T'^{(1)}}{\partial n} \quad 3-124$$

La vitesse de déplacement de l'interface s'écrit à l'ordre 1 :

$$V_{ir} = V_r^{(1)} = \omega r_1 \quad 3-125$$

Tous les termes des équations 3-117, 3-118, 3-121 à 3-125 sont décomposables en fonction des harmoniques sphériques. On obtient un système qui généralise le système présenté par Epstein et Cahart [92] et l'identification peut être effectuée terme à terme pour tous les rangs n afin de déterminer les coefficients $A_n, B_n, C_n, A_n', B_n', C_n'$ et S_n .

Cependant il est important de savoir si il est réellement nécessaire de conserver l'ensemble de ces équations pour le domaine de fréquence qui nous intéresse.

Il est possible, en particulier, d'essayer de simplifier le système en évaluant le poids du terme en S_n dans l'équation 3-120. Celle-ci peut s'exprimer, à l'ordre n , sous forme symbolique par :

$$d_n + a_n A_n + b_n B_n + c_n C_n + a_n' A_n' + b_n' B_n' + c_n' C_n' = s S_n \quad 3-126$$

Cette équation comportant un terme source d_n relatif à l'onde incidente et indépendant des coefficients $A_n, B_n, C_n, A_n', B_n',$ et C_n' , on peut le comparer au terme en S_n sans faire d'hypothèse sur les autres coefficients.

Une analyse d'échelle montre que le terme en S_n lié à la déformation de la particule, peut être représenté par $(n-1)(n+1)r_1\sigma/a^2$, alors que le terme source d_n est de l'ordre de $\{[-i\omega\rho + 2\mu k_C^2]J_n(k_C a) + 2\mu k_C^2 J_n''(k_C a)\}V_r^{(1)}/k_C$.

Si l'on estime alors le poids de chaque terme, pour les premiers rangs n et pour ka de l'ordre de 0,01, dans le cas d'un mélange de type « brouillard air-eau », on peut montrer que :

$$(n-1)(n+1)\frac{r_1\sigma}{a^2} \ll \left\{ [-i\omega\rho + 2\mu k^2]J_n(k_C a) + 2\mu k_1^2 J_n''(k_C a) \right\} \frac{V_r^{(1)}}{k_C} \quad 3-127$$

Le terme en tension superficielle sera donc négligé dans l'équation 3-120 et le système à résoudre est donc composé des équations 3-117, 3-118, 3-121 à 3-125.

Pour une fréquence quelconque, le système très lourd à manipuler ne peut être résolu que numériquement. Cependant, dans certains domaines de ka , des simplifications sont possibles et une solution analytique peut tout de même être obtenue.

3.2.2.2.3 Calcul de l'atténuation dans le cas de la diffusion simple

L'intégration des fonctions de dissipations visqueuse et thermique sur l'ensemble du volume contenant la sphère et la phase continue permet de déterminer la perte d'énergie de l'onde acoustique causée par la présence de la sphère. Cette perte d'énergie W , en utilisant l'expression approchée des fonctions J_n et h_n à l'infini, s'exprime seulement en fonction des coefficients A_n de l'onde de compression réfléchie, les autres contributions s'annulant à l'infini [92] :

$$W = -2\pi\rho \frac{\omega}{k_C} \sum_0^{\infty} (2n+1) [\Re(A_n) + |A_n|^2] \quad 3-128$$

Or l'énergie de l'onde incidente est proportionnelle au produit suivant :

$$E_0 = \frac{1}{2} k_C \omega \rho \quad 3-129$$

On obtient ainsi le coefficient d'atténuation ultrasonore correspondant à la présence d'une particule (dans notre cas, une gouttelette), aussi appelé aire d'extinction de la particule :

$$s_{ext} = \frac{|W|}{E_0} = \frac{4\pi}{k_C^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) [\Re(A_n) + |A_n|^2] \quad 3-130$$

Lorsque l'on ne prend en compte que le phénomène de diffusion simple, il suffit alors de sommer N fois ce coefficient lorsqu'il y a N particules (gouttelettes) par unité de volume. Soit z la fraction volumique occupée par la phase condensée correspondant, le coefficient d'atténuation s'écrit :

$$\alpha_I = N \cdot s_{ext} = \frac{3z}{k_C^2 a^3} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) [\Re(A_n) + |A_n|^2] \quad 3-131$$

Ce coefficient correspond au coefficient d'atténuation de l'intensité de l'onde ultrasonore (ou de l'intensité acoustique) défini par :

$$\alpha_I = -\frac{1}{L} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad 3-132$$

où I_0 est l'intensité de l'onde incidente, I est l'intensité de l'onde après la traversée du milieu d'épaisseur L . Le coefficient en intensité α_I est exprimé en Np.m^{-1} ou dB.m^{-1} et correspond au double du coefficient en amplitude de la pression acoustique (noté α) qui apparaît tout au long de ce mémoire.

3.2.2.3 Intégration des effets de diffusion multiple

Lorsque la concentration en particules augmente, le coefficient d'atténuation déterminé dans le cas de la diffusion simple (relation 3-131) ne traduit plus de manière satisfaisante l'atténuation des ondes due à leur diffusion par les particules. Il est alors nécessaire de tenir compte des effets de la diffusion multiple.

Le formalisme de référence en matière de diffusion multiple a été introduit par Waterman et Truell en 1961 [100]. Ces auteurs ont d'abord écrit que l'onde $\psi_s(r/r_i; r_1, \dots, r_N)$ diffusée par le diffuseur r_i au point r lorsque l'ensemble des autres diffuseurs sont en r_1, \dots, r_N , peut être exprimée en fonction de l'onde d'excitation $\psi_E(r/r_i; r_1, \dots, r_N)$ par la relation :

$$\psi_s(r/r_i; r_1, \dots, r_N) = T(r_i) \psi_E(r/r_i; r_1, \dots, r_N) \quad 3-133$$

où $T(r_i)$ est l'opérateur de diffusion simple en r_i .

De la même façon, Waterman et Truell [100] expriment l'onde d'excitation sous forme de la somme de l'onde incidente ψ_{inc} et de la somme de toutes les ondes diffusées par les autres diffuseurs :

$$\psi_E(r/r_i; r_1, \dots, r_N) = \psi_{inc}(r) + \sum_{k \neq i}^N T(r_k) \psi_E(r/r_k; r_1, \dots, r_N) \quad 3-134$$

Il est nécessaire d'effectuer des moyennes spatiales des équations 3-133 et 3-134. Afin d'obtenir des solutions approchées de ces champs moyennés dans le cas d'un milieu diffusif homogène, Waterman et Truell [100] supposent trois conditions :

- Les champs moyennés présentent une symétrie de révolution par rapport à l'axe de propagation.
- Les diffuseurs sont distribués de façon homogène et isotrope (densité N uniforme).
- Les diffuseurs sont statistiquement indépendants en position.

Soit K le nombre d'onde complexe équivalent du milieu diffusif :

$$K = \frac{\omega}{c} - i\alpha$$

3- 135

et k_{c_0} celui de la phase continue défini par :

$$k_{c_0} = \frac{\omega}{c_0} - i\alpha_0$$

3- 136

où c_0 et α_0 sont la vitesse du son et l'atténuation ultrasonore dans la phase continue (gazeuse dans notre cas).

Après transformations de l'équation 3-132, on obtient une expression de K en fonction de k_{c_0} , de la densité N et de l'opérateur de diffusion simple. Or cet opérateur de diffusion peut être calculé en fonction des coefficients A_n , présentés au paragraphe 3.2.2.2.3 précédant, selon :

$$T(r_1)J_n(k_{c_0}|r-r_1|) = A_n h_n(k_{c_0}|r-r_1|)$$

3- 137

On obtient finalement :

$$\left(\frac{K}{k_{c_0}}\right)^2 = \left[1 + \frac{2\pi N f(0)}{k_{c_0}^2}\right]^2 - \left[\frac{2\pi N f(\pi)}{k_{c_0}^2}\right]^2$$

3- 138

$$\text{où } f(0) = \frac{1}{ik_{c_0}} \sum_0^{\infty} (2n+1)A_n$$

3- 139

$$\text{et } f(\pi) = \frac{1}{ik_{c_0}} \sum_0^{\infty} (-1)^n (2n+1)A_n$$

3- 140

La fonction $f(\theta)$ exprime en fait l'amplitude de l'onde diffusée par un seul diffuseur en fonction de l'angle θ par rapport à l'axe de propagation.

Des travaux postérieurs ([101] [102]) ont repris le formalisme de Waterman et Truell [100] en intégrant des fonctions de distributions de probabilité de la position des diffuseurs pour prendre en compte la dépendance entre la position d'un diffuseur et celle des diffuseurs adjacents. Cependant, pour le cas où $ka \ll 1$ (limite des grandes longueurs d'onde) et si l'on ne considère que les deux premiers coefficients A_0 et A_1 (les suivants étant très vite négligeables), les expressions de K proposées par les différents auteurs sont identiques.

3.2.2.4 Expression de l'atténuation et de la vitesse du son du milieu diphasique

Pour obtenir l'expression du nombre d'onde équivalent K , il s'agit en fait de déterminer les premières valeurs des A_n lorsque l'on a des particules fluides en suspension.

Les coefficients de diffusion A_n correspondent :

- pour $n=0$ à la pulsation des gouttes
- pour $n=1$ au mouvement de translation des gouttes
- pour $n>1$ au changement de forme des gouttes.

Les ordres $n=0$ et $n=1$ sont suffisants dans notre cas. Epstein et Cahart [92] donnent les expressions des coefficients A_0 et A_1 sous la forme :

$$A_0 = -\frac{1}{3} i k_{c_0} \sigma^3 (k_{c_0}^2 - \xi \cdot k_{c_1}^2) + i k_{c_0} \sigma \omega (1-G)^2 F^{-1} \quad 3-141$$

avec comme notations :

$$\xi = \frac{\rho_0}{\rho_1}, \quad \omega = -(\gamma-1) \frac{k_{c_0}^2}{k_{T_0}^2}, \quad G = \frac{\kappa_0 / \Omega_{h_0} \xi_0}{\kappa_1 / \Omega_{h_1} \xi_1} \quad \text{et} \quad F = \frac{h_0(k_{T_0} \sigma)}{(k_{T_0} \sigma) h_1(k_{T_0} \sigma)} - \frac{\kappa_0}{\kappa_1} \frac{J_0(k_{T_1} \sigma)}{(k_{T_1} \sigma) J_1(k_{T_1} \sigma)}$$

$$A_1 = -\frac{1}{3} i k_{c_0} \sigma^3 (\xi - 1) \frac{\text{Num.}}{\text{Dén.}} \quad 3-142$$

$$\text{avec } \text{Num.} = h_2(k_{v_0} \sigma) Q(k_{v_1} \sigma) - \left(\frac{\mu_0}{\mu_1} \right) h_1(k_{v_0} \sigma) J_2(k_{v_1} \sigma)$$

$$\text{Dén.} = [3\xi \cdot h_2(k_{v_0} \sigma) + 2(\xi - 1) \cdot h_0(k_{v_0} \sigma)] Q(k_{v_1} \sigma) - \left(\frac{\mu_0}{\mu_1} \right) (\xi + 2) \cdot (k_{v_0} \sigma) h_1(k_{v_0} \sigma) J_2(k_{v_1} \sigma)$$

$$\text{et } Q(k_{v_1} \sigma) = (k_{v_1} \sigma) J_1(k_{v_1} \sigma) - 2 \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu_1} \right) J_2(k_{v_1} \sigma)$$

Si l'on définit le coefficient B_n par :

$$B_n = \frac{3A_n}{(k_{c_0} \sigma)^3} \quad 3-143$$

L'équation 3-138 s'écrit :

$$\left(\frac{K}{k_{c_0}} \right)^2 = 1 - [iz(B_0 + 3B_1) + z^2 3B_0 B_1] \quad 3-144$$

Si on exprime les coefficients B_0 et B_1 sous forme de partie réelle et partie imaginaire tel que :

$$B_0 = R_0 + iI_0 \quad \text{et} \quad B_1 = R_1 + iI_1 \quad 3-145$$

Alors 3-144 devient :

$$\left(\frac{K}{k_{c_0}} \right)^2 = 1 - [iz(P_1 + iQ_1) + z^2(P_2 + iQ_2)] \quad 3-146$$

$$\text{avec } P_1 = R_0 + 3R_1 \quad \text{et} \quad Q_1 = I_0 + 3I_1 \quad 3-147$$

$$\text{et } P_2 = 3R_0 R_1 - 3I_0 I_1 \quad \text{et} \quad Q_2 = 3R_0 I_1 + 3I_0 R_1 \quad 3-148$$

D'autre part, on peut exprimer les nombres d'onde complexes K et k_{c_0} sous la forme exponentielle à partir de 3-135 et 3-136 :

$$\left(\frac{K}{k_{C_0}}\right)^2 = \frac{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 + \alpha^2}{\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 + \alpha_0^2} \cdot \exp 2i \left[\arctan\left(\frac{\alpha c}{\omega}\right) - \arctan\left(\frac{\alpha_0 c_0}{\omega}\right) \right] \quad 3-149$$

Sachant que $\frac{\alpha c}{\omega} \ll 1$ et $\frac{\alpha_0 c_0}{\omega} \ll 1$, l'équation 3-149 peut s'écrire (en effectuant un développement limité au 1^{er} ordre des fonctions $x \rightarrow \arctan(x)$ et $x \rightarrow \exp(x)$ lorsque $x \ll 1$) :

$$\left(\frac{K}{k_{C_0}}\right)^2 \approx \left(\frac{c_0}{c}\right)^2 \left[1 - 2i \left(\frac{\alpha c}{\omega} - \frac{\alpha_0 c_0}{\omega} \right) \right] \quad 3-150$$

On peut alors séparer 3-146 en 3-151 et 3-152 :

$$\frac{c_0}{c} \approx \left[1 + zQ_1 - z^2P_2 \right]^{1/2} \quad 3-151$$

$$2 \left(\frac{c_0}{c} \right)^2 \left(\frac{\alpha c}{\omega} - \frac{\alpha_0 c_0}{\omega} \right) \approx -z(P_1 + zQ_2) \quad 3-152$$

Les expressions de la vitesse du son équivalente c et de l'atténuation équivalente des ultrasons α à travers le mélange diphasique dispersé obtenues en utilisant 3-151 et 3-152 s'écrivent alors :

$$c \approx \frac{c_0}{\left[1 + zQ_1 - z^2P_2 \right]^{1/2}} \quad 3-153$$

$$\alpha = \left[1 + zQ_1 - z^2P_2 \right]^{1/2} \alpha_0 - \frac{1}{2} \frac{z(P_1 + zQ_2)}{\left[1 + zQ_1 - z^2P_2 \right]^{1/2}} \frac{\omega}{c_0} \quad 3-154$$

où P_1 , P_2 , Q_1 et Q_2 sont des coefficients fonctions de la taille a des particules, de la fréquence f des ultrasons et des propriétés thermophysiques des phases continue et dispersée

Elles permettent de connaître l'évolution des caractéristiques de la propagation des ultrasons dans un milieu diphasique dispersé pour un état de référence donné en fonction des paramètres tels que la fréquence des ondes ultrasonores, la taille des particules ou la fraction volumique occupée par la phase dispersée.

3.2.3 Modèle à deux fluides

3.2.3.1 Introduction

Comme dans l'approche du modèle de diffusion, le principe consiste à supposer que l'ensemble des paramètres permettant de décrire l'écoulement subit de petites perturbations au passage d'une onde acoustique.

Après avoir posé le problème et les hypothèses générales, le mouvement d'une suspension sera donc étudié via les équations de comportement des particules linéarisées. Certaines hypothèses sur lesquelles nous reviendrons par la suite permettent d'assimiler la phase dispersée condensée à un milieu continu. On ne s'intéresse plus à l'interaction directe entre les ondes et les particules mais le mélange

diphase est étudié sous un aspect global.

Ces résultats nous conduisent à étudier ensuite le comportement d'une onde sonore dans un gaz idéal comprenant des particules. Ce modèle à deux fluides est aussi parfois appelé modèle à phases couplées.

En effet, la résolution du système des petites perturbations oscillantes fournit l'équation de dispersion dont la solution donne la dépendance de la vitesse de propagation et de l'atténuation de l'onde ultrasonore en fonction des paramètres du problème.

Cette approche a suscité la plus grande attention : Temkin et Dobbins [103] furent les premiers à développer cette théorie qui montre explicitement le caractère de relaxation du mélange diphase. Sous certaines conditions expérimentales, les mêmes auteurs ont mesuré à l'aide d'un interféromètre acoustique l'atténuation et la dispersion du son à travers un aérosol composé de particules d'acide oléique dans de l'azote. Ils ont ainsi validé expérimentalement leur théorie dans le domaine de fréquences audibles [90].

Atkinson et Kytöma [104] comme Harker et Temple [75] ont écrit les bilans de masse et de quantité de mouvement pour chacune des deux phases en tenant compte du terme de traînée de Stokes et du terme de masse ajoutée dans le but de confronter les résultats théoriques à des mesures d'atténuation dans des suspensions de particules solides dans un liquide. Leur modèle plus général que celui de Temkin et Dobbins présente de l'intérêt mais il a tout de même l'inconvénient de ne pas tenir compte des effets thermiques sur la propagation de l'onde puisque l'évolution thermique est imposée (isotherme).

Gumerov et al [105] ont exposé un état de l'art très complet des études acoustiques des suspensions de particules dans du gaz. Ils ont également développé une théorie suivant la même approche mais en considérant stationnaires les transferts de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre un gaz (vapeur) et des particules dispersées (gouttelettes) soumis à des perturbations acoustiques à hautes fréquences.

Plus récemment, Dodemand [106] a lui aussi suivi la même démarche en adoptant le formalisme développé par Kuentzmann [107]. Ce modèle est utilisé pour étudier l'amortissement d'ondes acoustiques dans les chambres de combustion [88] [108]. Des articles très récents montrent que des recherches sont effectuées pour améliorer les modèles. Temkin [109] développe un modèle plus élaboré que celui qu'il avait exposé bien auparavant dans la référence [103]. Il étend la plage de fréquences pour laquelle ce modèle est valable et présente de nouveaux résultats théoriques. Gubaidullin et al. [117] introduisent dans leur modèle les transferts de phase en tenant compte de l'évaporation et la condensation et en considérant le bilan de conservation pour les trois fluides à savoir la phase liquide constituant les particules, la phase vapeur du liquide et la phase gazeuse.

Le modèle à deux fluides développé par Dodemand apparaît certainement comme un des plus complets et des plus simples à mettre en œuvre parmi ceux utilisant cette approche globale. C'est donc celui que nous allons détailler et commenter afin de caractériser la propagation des ultrasons dans une suspension.

3.2.3.2 Hypothèses générales

Tout d'abord, l'étude est limitée au cas des suspensions diphases diluées, c'est-à-dire que nous supposons faible la fraction volumique $z = v_1 / (v_0 + v_1)$ occupée par la phase condensée.

Nous ferons les hypothèses suivantes :

- la distribution des particules est supposée statiquement homogène de manière à ce que la condition d'isotropie soit satisfaite.
- les particules sont indéformables, sphériques de même diamètre et sans rotation.
- les forces à distance (force de pesanteur et poussée d'Archimède comprises) seront négligées.
- les termes d'interaction entre particules (effets de distance, collisions) seront négligés.
- nous admettrons que l'on peut faire une étude statistique du mouvement de la suspension et que

la phase condensée peut être décrite comme un milieu continu.

- nous partons d'un milieu au repos dans l'état de référence.
- l'état perturbé étant un mouvement oscillatoire en fonction du temps et de l'espace.
- le calcul suppose implicitement que le rayon des particules (a) est beaucoup plus petit que la longueur d'onde acoustique ($ka \ll 1$)

3.2.3.3 Equation du mouvement des particules et analyse linéaire des vitesses en petites perturbations oscillantes

L'équation du mouvement d'une particule sphérique, indéformable, sans rotation et non pesante est :

$$\frac{4}{3}\pi.a^3.\rho_1 \frac{d_1 \vec{V}_1}{dt} = \boxed{6\pi.\mu_0.a.(\vec{V}_0 - \vec{V}_1)} + \boxed{\frac{2}{3}\pi.a^3.\rho_0 \left(\frac{d_0 \vec{V}_0}{dt} - \frac{d_1 \vec{V}_1}{dt} \right)} - \boxed{\frac{4}{3}\pi.a^3.(\vec{\nabla}.P)}$$

(a)

(b)

(c)

$$+ 6a^2.\sqrt{\pi.\rho_0.\mu_0} \cdot \int_0^t \frac{\left(\frac{d_0 \vec{V}_0}{dt} - \frac{d_1 \vec{V}_1}{dt} \right)}{\sqrt{t-t'}} dt'$$

(d)

3- 155

Les notations d_1/dt et d_0/dt désignent les dérivées particulières associées respectivement aux particules et au gaz, p étant la pression locale dans le fluide.

Le terme (a) est le terme de traînée visqueuse limitée à la traînée de Stokes.

Le terme (b) représente l'effet de masse ajoutée. Ce terme d'inertie virtuelle met en jeu l'accélération relative.

La force (c) représente un terme de poussée dû au gradient de pression statique, supposé uniforme dans le voisinage de la particule. Il semble que l'on évalue assez bien ce terme dans le cas d'une très faible proportion de particules, en écrivant l'équation simplifiée de la quantité de mouvement du fluide :

$$-\vec{\nabla}.P = \rho_0.d_0 \vec{V}_0 / dt \tag{3- 156}$$

Le terme (d), appelé terme de Basset, prend en compte l'histoire des effets du milieu visqueux sur la particule en mouvement instationnaire.

Le mouvement sera supposé monodimensionnel et la relation 3-155 donnant le mouvement de la particule sera projetée sur l'axe de ce mouvement.

Nous introduisons de petites oscillations périodiques au voisinage de l'état de repos :

$$\vec{V}_0^{(1)} = \vec{\tilde{V}}_0 \cdot \exp(i\omega t)$$

$$\vec{V}_1^{(1)} = \vec{\tilde{V}}_1 \cdot \exp(i\omega t)$$

3- 157

où $\vec{\tilde{V}}_0$ et $\vec{\tilde{V}}_1$ ne dépendent pas du temps.

Ces perturbations ne dépendent pas de la position puisque le fluide est supposé incompressible.

L'équation du mouvement est linéarisée en évaluant le terme de Basset pour t infini. Physiquement, cela revient à faire le calcul pour le régime oscillatoire établi et à ignorer les transitoires d'établissement.

L'équation 3-155 s'écrit finalement sous la forme :

$$Z = \frac{1 + \frac{3}{2}i\omega\tau + \frac{3}{2}(i+1)\sqrt{\omega\tau}}{1 + \left(\chi + \frac{1}{2}\right)i\omega\tau + \frac{3}{2}(i+1)\sqrt{\omega\tau}} \quad 3-158$$

avec $Z = \frac{\|\vec{v}_1^{(1)}\|}{\|\vec{v}_0^{(1)}\|}$, $\tau = \frac{2\rho_0\sigma^2}{9\mu_0}$ et χ est le rapport $\frac{\rho_1}{\rho_0}$

ρ_1 est la masse volumique de la matière dont sont constituées les particules et ρ_0 la masse volumique de la matière dont est constituée le gaz porteur (masses volumiques spécifiques).

La fonction ainsi définie a été étudiée dans le plan complexe en prenant en compte successivement dans le second membre de l'équation 3-155 : le terme (a) seul, puis les termes (a) et (b), les termes (a), (b) et (c) et enfin l'ensemble des termes. Dodemand et al. [110] ont montré, en étudiant le rapport des modules des vitesses et leur déphasage, que les termes instationnaires (b), (c) et (d) de 3-155 sont négligeables si χ est suffisamment grand

Dans un milieu constitué de gouttes d'eau dans de l'air, χ étant de l'ordre de 10^3 . Si on ne considère que le terme de Stokes, l'équation 3-158 devient alors :

$$Z = \frac{1}{1 + i\chi\omega\tau} \quad 3-159$$

3.2.3.4 Propagation du son en milieu diphasique dispersé

On définit un temps de relaxation thermique pour modéliser les transferts thermiques entre les deux phases. Ce temps est défini comme la chaleur sensible de la particule, par rapport à la température du gaz, que divise le flux thermique entre le gaz et la particule.

Après avoir fait un bilan énergétique d'une particule sphérique et en tenant compte du fait que le régime de Stokes correspond à un transfert thermique par conduction pure ($Nu=2$ pour une sphère), ce temps s'écrit [107] :

$$\tau_T = \frac{3}{2} Pr \cdot \beta \cdot \tau_v \quad 3-160$$

où Pr est le nombre de Prandtl, β est le rapport des chaleurs massiques des deux phases, et le temps τ_v représente un temps de relaxation dynamique (ou de frottement visqueux) défini comme le rapport entre la quantité de mouvement d'une particule dans un repère lié au fluide et la force d'interaction fluide-particule. Il s'écrit :

$$\tau_v = \frac{2\sigma^2\rho_1}{9\mu_0} \quad 3-161$$

Les équations suivantes décrivent successivement les bilans de masse de la phase gazeuse et de la phase condensée, ceux de la quantité de mouvement du mélange et de la phase condensée, puis ceux de l'énergie pour le mélange et pour la phase condensée :

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_{0a} \vec{V}_0 = 0 \quad \text{où } \rho_{0a} = (1-z) \cdot \rho_0 \quad 3-162$$

où \vec{V}_0 est égale à la vitesse en coordonnées d'Euler de la phase continue.

(z étant la fraction volumique occupée par la phase condensée dispersée et ρ_{0a} correspond à la masse volumique apparente de la phase continue dans le mélange)

$$\frac{\partial \rho_{1a}}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_{1a} \vec{V}_1 = 0 \quad \text{où } \rho_{1a} = z \cdot \rho_1 \quad 3-163$$

où \vec{V}_1 est égale à la vitesse en coordonnées d'Euler de la phase dispersée.

$$\rho_{0a} \frac{d_0 \vec{V}_0}{dt} + \vec{\nabla} \cdot P_0 + \rho_{1a} \frac{d_1 \vec{V}_1}{dt} = \vec{0} \quad 3-164$$

La quantité de mouvement des particules vérifie 3-155. Les équations suivantes représentent respectivement la conservation de l'énergie du mélange (somme des équations de conservation de l'énergie des phases continue et dispersée) et la conservation de l'énergie de la particule seule :

$$\rho_{0a} \frac{d_0 (e_0 + V_0^2 / 2)}{dt} + \operatorname{div} (P_0 \vec{V}_0) + \rho_{1a} \frac{d_1 (e_1 + V_1^2 / 2)}{dt} = 0 \quad 3-165$$

$$\frac{d_1 T_1}{dt} = \frac{(T_0 - T_1)}{\tau_T} \quad 3-166$$

L'équation d'état de la phase continue est la suivante :

$$P_0 = \rho_0 \cdot r_0 \cdot T_0 \quad 3-167$$

Les équations 3-162 à 3-167 sont linéarisées au voisinage de l'état de référence (0) au repos et à l'équilibre thermique uniforme. Le système obtenu peut être réduit par élimination des cinq variables scalaires de perturbation, à deux équations vectorielles aux dérivées partielles en \vec{V}_0 et \vec{V}_1 où apparaissent le coefficient isentropique γ_0 du gaz et sa célérité caractéristique $c_0 = \sqrt{\gamma_0 r_0 T_0}$, ainsi que le coefficient $X = \frac{z \cdot \chi}{(1-z)}$.

Nous considérons des ondes sonores planes, les perturbations induites $\|\vec{V}_0\|$ et $\|\vec{V}_1\|$ seront périodiques et de la forme de 3-28 où \vec{V}_0 et \vec{V}_1 ne dépendent ni du temps, ni de la position.

Les deux équations vectorielles sont projetées sur l'axe de direction de propagation des ondes sonores et on obtient l'équation de dispersion:

$$\left(\frac{K}{k_{C_0}} \right)^2 = \frac{1 + X\beta\gamma + i\omega\tau_T}{1 + X\beta + i\omega\tau_T} \cdot (1 + X \cdot Z) \quad 3-168$$

où K est le nombre d'onde complexe du milieu diphasique dispersé défini en 3-135 et k_{C_0} celui du milieu continu défini en 3-136. Il faut noter que Z est donné par soit par 3-159 si seule la force de

Stokes est prise en compte, soit par 3-158 si l'ensemble des forces est considéré.

La simplification du rapport des nombres d'onde est réalisé par la même méthode qu'en 3-149 et 3-150, ainsi :

$$\frac{c}{c_0} = \left\{ \Re \left[\frac{1 + \chi\beta\gamma + i\omega\tau_T}{1 + \chi\beta + i\omega\tau_T} \cdot (1 + \chi.Z) \right] \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad 3-169$$

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \left\{ \Re \left[\frac{1 + \chi\beta\gamma + i\omega\tau_T}{1 + \chi\beta + i\omega\tau_T} \cdot (1 + \chi.Z) \right] \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{\omega}{2c_0} \Im \left[\frac{1 + \chi\beta\gamma + i\omega\tau_T}{1 + \chi\beta + i\omega\tau_T} \cdot (1 + \chi.Z) \right] \cdot \left\{ \Re \left[\frac{1 + \chi\beta\gamma + i\omega\tau_T}{1 + \chi\beta + i\omega\tau_T} \cdot (1 + \chi.Z) \right] \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad 3-170$$

Les relations 3-169 et 3-170 permettent d'exprimer l'atténuation et la vitesse du son d'un milieu diphasique.

A un état de référence donné, les paramètres de ces deux grandeurs sont la fréquence angulaire ou pulsation de l'onde sonore ω , le rayon des particules α et z la fraction volumique de la phase condensée.

Remarquons que si X devient très petit, la fraction de la phase condensée (z) tend vers zéro et on obtient bien les valeurs caractéristiques d'un écoulement monophasique, soit $c=c_0$ et $\alpha=\alpha_0$.

3.2.4 Limitations des modèles

(partie confidentielle)

3.2.5 Application au cas d'un brouillard

(partie confidentielle)

3.3 Stratégie de l'étude

(partie confidentielle)

3.3 Mesures ultrasonores à travers un écoulement de type brouillard

(partie confidentielle)

CONCLUSION

Cette thèse s'inscrit dans le cadre général de la caractérisation des écoulements à l'aide de techniques basées sur l'utilisation des ultrasons. Le travail effectué a été orienté vers l'étude des écoulements de gaz en conduite cylindrique avec pour objectif l'amélioration de la précision de comptage du gaz sec ou du gaz humide.

La première partie de ce travail est directement liée la caractérisation des perturbations d'écoulement de gaz sec en conduite. Nous avons développé un système de mesure par tomographie ultrasonore capable de déterminer les trois composantes de la vitesse du gaz dans toute une section de conduite circulaire et permettant également de retrouver les paramètres caractéristiques des écoulements perturbés, tels que le taux de dissymétrie ou le nombre de « swirl ».

Suite aux travaux de thèse de J. Demolis [1] qui ont abouti à la mise au point d'un premier dispositif de mesure des composantes transversales (radiales et tangentielles) de la vitesse dans une section de conduite, une extension de la méthode de tomographie ultrasonore pour mesurer la troisième composante de la vitesse (la composante axiale) a été entreprise.

La tomographie ultrasonore telle qu'on l'a étudiée consiste à remonter au profil de vitesse en un certain nombre de points répartis sur toute la section de conduite par un algorithme numérique à partir de temps de propagation d'ondes ultrasonores entre capteurs disposés autour de la conduite. S'appuyant sur les travaux antérieurs, une méthode par chronométrie de la mesure de ces temps a été validée avec succès en écoulement turbulent.

Le formalisme d'équations, utilisé pour déterminer les composantes transversales et basé sur le principe de fonctionnement du débitmètre à ultrasons, a été adapté à la reconstruction du profil de vitesse axial. Le système linéaire résultant de la discrétisation des « chemins ultrasonores » projetés sur un maillage de la section d'étude est résolu itérativement par la méthode du gradient conjugué. L'influence du type et de la taille de ce maillage sur la qualité de la reconstruction a montré que des maillages qui, à priori, semblaient bien adaptés à la géométrie circulaire, laissant la possibilité de resserrer les mailles près de la paroi (maillages polaires ou de type O-grid), dégradait le profil reconstruit même si les vitesses proches de la paroi étaient légèrement plus précises. Ces tests, qui ont été effectués pour la reconstruction de profils de vitesse théoriques, nous ont finalement amenés à choisir un maillage cartésien de la section. L'avantage de ce dernier réside dans la répartition des points de discrétisation des « chemins ultrasonores » qui est bien plus régulière par élément du maillage car tous les éléments sont de forme et de dimension identiques.

Pour mettre en œuvre cette méthode, il a fallu concevoir et fabriquer une manchette de mesure complémentaire à celle utilisée pour reconstruire l'écoulement transversal. Pour que les mesures de temps de parcours (DTP) soient sensibles au profil de vitesse axial, le dispositif doit être composé de deux sections droites de conduite dans chacune desquelles un capteur orienté avec un angle de 45° par rapport à l'axe de la conduite cylindrique. Ce choix d'orientation fait suite à une étude de faisabilité de plusieurs configurations d'inclinaison des capteurs. Le critère de sélection est d'obtenir un signal de réception d'amplitude suffisamment importante pour avoir un bon rapport signal sur bruit en présence d'écoulement.

La chaîne d'acquisition des mesures est constituée d'un générateur de tension transmettant un signal particulier et permettant de stimuler le capteur piézo-électrique jouant le rôle d'émetteur, d'un filtre-amplificateur traitant le signal de réception. Le signal électrique est alors analysé par un PC après son acquisition par une carte analogique-numérique.

La validation d'un tel dispositif de tomographie ultrasonore a d'abord consisté à reconstruire le profil de vitesse axial d'écoulements turbulents pleinement développés d'air, pour des nombres de Reynolds allant de 10^4 à 10^5 . Les expériences ont été réalisées sur un banc aérodynamique dont les conduites sont de diamètre 100 mm. Bien que la mesure des DTP soit précise et fiable, les problèmes

numériques lors de la reconstruction de la vitesse ont confirmé les résultats de l'étude sur les profils de vitesse théoriques, à savoir que les vitesses proches de la paroi, où les gradients sont plus importants que dans le restant de la section, sont sous-évaluées par la tomographie. Néanmoins, le profil est reconstruit de manière satisfaisante au cœur de la conduite.

Etant donné que cette technique est développée dans le but de détecter et de quantifier les perturbations du profil de vitesse, il était nécessaire de tester le système en présence d'écoulements « calibrés » présentant des « anomalies » dans le profil de vitesse (comparé au profil d'un écoulement pleinement développé). C'est ainsi que le profil de vitesse axial a été mesuré en aval d'un générateur à tubes créant une dissymétrie de ce profil par rapport à l'axe de la conduite. Le profil reconstruit par tomographie a été confronté à des mesures par anémométrie fil chaud. La perturbation est caractérisée par le taux de dissymétrie global sur toute la section et sa valeur calculée par les mesures des deux méthodes montre un bon accord.

Afin d'estimer les performances du dispositif de tomographie complet vis à vis d'une perturbation tridimensionnelle, les trois composantes de la vitesse d'écoulements giratoires (où le fluide est en rotation en bloc) de différentes intensités ont été mesurées avec succès. Et, malgré les difficultés persistantes dans la reconstruction du profil de vitesse près de la paroi, le nombre de swirl qui quantifie l'intensité de la rotation en tenant compte des profils de vitesse axial et tangential est déterminé de manière satisfaisante.

En conclusion, la tomographie ultrasonore est un moyen intéressant de caractérisation du profil tridimensionnel de vitesse d'un écoulement turbulent et perturbé de gaz car il donne une information sur les trois composantes de la vitesse sur toute une section de conduite. De plus, ses caractères non-intrusif (contrairement à une sonde fil chaud) et propre (contrairement à l'anémométrie laser qui nécessite un ensemencement de l'écoulement gazeux) constituent des avantages supplémentaires de cette technique.

Les perspectives de cette étude sont liées, d'une part à l'amélioration des capteurs qui représentent la source des ultrasons, et d'autre part à l'automatisation du système de mesure. L'utilisation de capteur avec un angle de directivité plus grand, avec un meilleur rendement électroacoustique et une fréquence de fonctionnement plus élevée permettrait respectivement de mesurer plus de temps de parcours avec un seul émetteur, de réduire le rapport signal sur bruit (qui influe beaucoup sur la précision de la mesure) et de pouvoir opter pour une méthode de mesure par intercorrélation paraissant beaucoup plus prometteuse en milieu fortement perturbé et bruyé. Les transducteurs capacitifs sont susceptibles d'offrir ces caractéristiques [7] [139]. L'automatisation du processus passe inévitablement par l'utilisation d'une matrice de commutation capable de permuter les capteurs pour qu'ils soient ou émetteurs, ou récepteurs. Une réduction supplémentaire du temps de mesure est de fabriquer une manchette avec plus de capteurs autour de la chaque section pour éviter les nombreux démontages et autres rotations qui sont obligatoires actuellement. La miniaturisation des capteurs serait aussi bénéfique dans ce sens.

Enfin, l'étude sur les algorithmes de reconstruction avec les différents maillages a montré les limitations numériques de reconstruction de type tomographique. Si la future génération de transducteur laissait la possibilité d'effectuer des mesures de DTP précises tout en plaçant les capteurs en dehors de la conduite (de type « clamp-on »), alors un balayage à faisceaux acoustiques parallèles de la section d'étude serait possible et entraînerait une reconstruction beaucoup plus performante que celle que l'on obtient avec le balayage à faisceaux divergents.

La seconde partie de cette thèse a pour but de déterminer, à partir de mesures ultrasonores, la quantité de liquide et la taille des gouttes présentes sous forme dispersée dans un écoulement de gaz humide en conduite. Ces informations (fraction liquide et taille des gouttes) permettent d'améliorer la précision de comptage des débitmètres utilisés pour le gaz humide, en intégrant ces paramètres dans les facteurs correctifs actuellement utilisés. Cette recherche représente une innovation importante dans le domaine du comptage de gaz humide, et a été initiée dans le cadre de cette thèse.

Tout d'abord, une étude bibliographique et théorique de la propagation des ondes ultrasonores à

travers un gaz, un liquide ou un mélange gaz-liquide était primordiale. Cette étude nous a permis de mettre en valeur les paramètres influents sur les caractéristiques de la propagation. Deux modèles théoriques de propagation des ultrasons dans un milieu diphasique dispersé ont été choisis et développés.

Le premier modèle, le modèle de diffusion, est fondé sur une approche acoustique de l'interaction d'une onde plane incidente et d'une particule sphérique. Les caractéristiques de la propagation en terme de vitesse et d'absorption de l'onde sont exprimées en fonction du coefficient de diffusion de la particule. Ensuite, les effets de diffusion multiple sont pris en compte en plus des effets thermo-visqueux et de relaxation moléculaire sur la propagation de l'onde lorsque la concentration en particules augmente.

Une seconde approche, plus globale, consiste à considérer le mélange diphasique comme homogène et la phase dispersée comme un milieu continu. Ce modèle, appelé modèle à deux fluides (ou parfois, à phases couplées) n'est valable que pour des mélanges dilués (i.e., à très faible proportion de particules).

Pour l'établissement de chacun des deux modèles, la méthode des petites perturbations oscillantes est appliquée afin de linéariser les équations de conservation. Leur limitation commune est que le produit ka (k est le nombre d'onde et a la taille des particules) doit être très petit devant l'unité. C'est le cas pour un écoulement de gaz humide et des fréquences dans le domaine ultrasonores mais relativement faibles (inférieures à 500 kHz).

Après une étude paramétrique de ces deux modèles appliqués à un milieu de type brouillard de gouttes d'eau dans de l'air, il est possible de mettre en évidence l'évolution de la vitesse du son et du coefficient d'absorption en fonction de la fréquence, de la taille des gouttes et de la fraction volumique d'eau.

Page intentionnellement blanche

ANNEXE A :

DESCRIPTION THEORIQUE D'UN FAISCEAU ULTRASONORE
EMIS PAR UN TRANSDUCTEUR PLAN

Lambert et al. [61] définissent une représentation du faisceau ultrasonore pour tous les transducteurs dont la vocation est d'être utilisés en émission / réception :

- le faisceau est caractérisé en chaque point de l'espace par l'amplitude relative de l'écho provoqué par un réflecteur ponctuel qui y serait placé ; ce réflecteur est supposé parfait, suffisamment petit pour être considéré comme une source secondaire ré-émettant une onde sphérique d'amplitude proportionnelle à la pression acoustique qu'il reçoit.

- le milieu dans lequel se propage l'onde ultrasonore est supposé homogène, isotrope et non absorbant.

Les calculs théoriques des faisceaux acoustiques sont généralement effectués en considérant les pressions acoustiques créées dans le milieu de propagation.

Si un diamètre de tâche focale ou une largeur du faisceau donné à n dB correspond à une définition pour laquelle le transducteur ultrasonore est supposé travailler en émission /réception, alors la définition est équivalente au diamètre ou à la largeur qui seraient définis à $n/2$ dB par un calcul de la pression acoustique dans le milieu de propagation par le transducteur utilisé en émission uniquement.

A.1 Représentation du faisceau acoustique d'un transducteur plan

Le champ acoustique d'un transducteur plan (supposé vibrer comme un piston à une fréquence donnée et émettant dans un milieu homogène, isotrope et non dispersif) peut être décomposé en deux zones à partir de l'émetteur (*Figure A-1*) :

- la zone proche du transducteur, appelée **champ proche** ou **zone de Fresnel**, caractérisée par des irrégularités de l'amplitude de l'écho du réflecteur ponctuel acoustique qui se traduisent, notamment sur l'axe, par une succession de maxima et de minima dans la direction de propagation ;

- la zone située au-delà du champ proche, appelée **champ éloigné** ou **zone de Fraunhofer**, pour laquelle l'amplitude de l'écho du réflecteur ponctuel décroît de façon monotone vers la périphérie du faisceau et, suivant l'axe, proportionnellement à la distance.

Le dernier maximum suivant l'axe de propagation détermine la limite du champ proche dont la longueur est symbolisée par l_0 .

Dans le cas d'un transducteur circulaire, la longueur du champ proche l_0 est donnée par la relation approchée :

$$l_0 = \frac{D^2 - \lambda^2}{4\lambda} \approx \frac{D^2}{4\lambda} \quad \text{A-1}$$

où : D = diamètre du transducteur et λ = longueur d'onde des ultrasons

La longueur du champ proche est d'autant plus grande que le diamètre du transducteur est grand ou que la longueur d'onde est faible (c'est-à-dire la fréquence élevée).

Remarque : les capteurs piézo-électriques que nous utilisons sont les capteurs Murata MA40E7 ayant une fréquence nominale centrée à 40 kHz et un diamètre utile du transducteur de 11 mm. Si on considère de l'air à température ambiante et à pression atmosphérique (la vitesse du son est alors

d'environ 340 m.s^{-1}), cette longueur l_0 a pour valeur $3,6 \text{ mm}$.

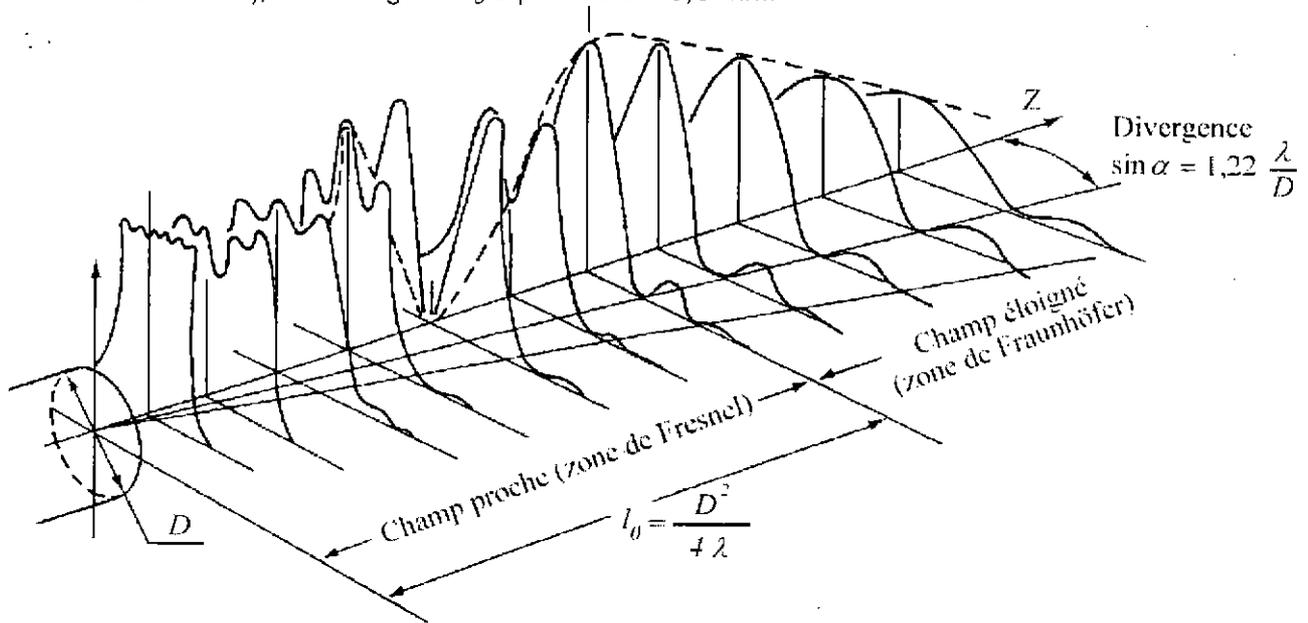


Figure A-1 : Champ acoustique théorique d'un transducteur.

La forme du faisceau ultrasonore provenant d'un transducteur plan est gouvernée par les effets d'interférence entre l'onde plane émise par la surface du capteur (un disque dans notre cas) et les ondes sphériques superposées qui sont émises par la périphérie du capteur (Figure A.2).

La théorie élémentaire de la diffraction peut donc être appliquée suivant le principe de Huygens.

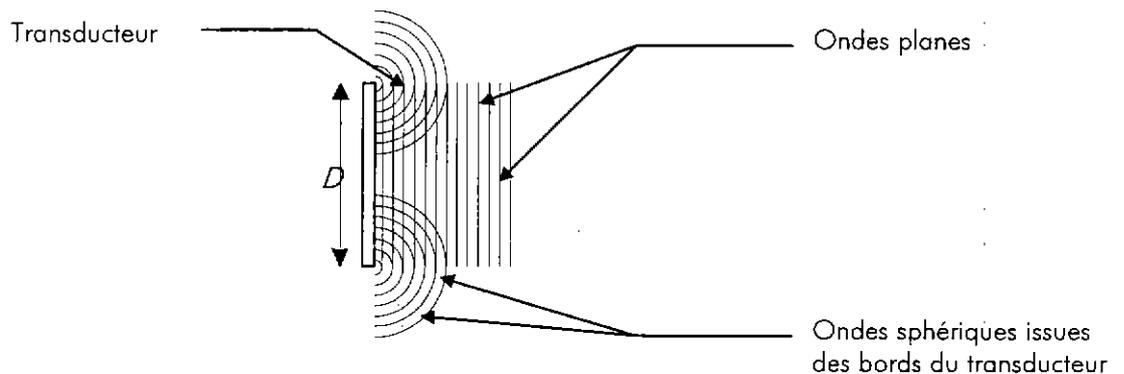


Figure A-2 : Structure des interférences du champ ultrasonore près du transducteur.

La répartition de la pression acoustique le long de l'axe peut être alors calculée par la formule approchée [95] :

$$\frac{P_z}{P_0} \approx \left| 2 \sin \left(\frac{D^2 \pi}{4\lambda} \frac{1}{2z} \right) \right| \quad \text{A-2}$$

P_0 = pression acoustique initiale

P_z = pression à la distance z du transducteur

Dans le champ éloigné, pour une distance au transducteur $z \geq 3.l_0$, le phénomène de diffraction devient négligeable et la pression acoustique décroît continûment; elle est alors sensiblement inversement proportionnelle à la distance z :

$$\frac{P_z}{P_0} \approx \pi \frac{l_0}{z} \quad \Rightarrow \quad \frac{P_z}{P_0} \approx \frac{K}{z} \quad \text{A-3}$$

avec $K = 11,31$ mm dans notre configuration

L'analyse de l'évolution de la pression acoustique perpendiculairement à l'axe de propagation constitue un autre moyen de caractériser le faisceau acoustique.

La forme transversale du faisceau est déduite de la pression mesurée ou calculée pour un écart conventionnel par rapport à la pression sur l'axe du faisceau.

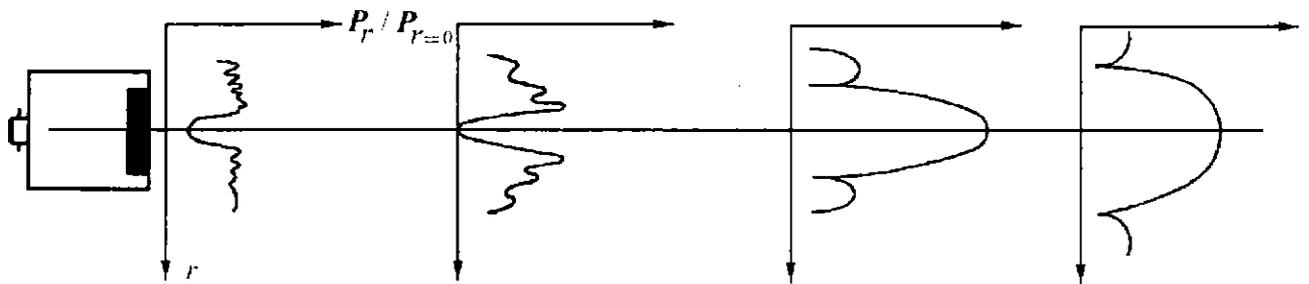


Figure A-3 : Répartition de la pression acoustique dans les plans perpendiculaires à l'axe du faisceau.

On distinguera deux zones :

- le champ proche, où cette répartition est assez perturbée et en particulier où l'on peut être en présence d'un minimum sur l'axe du faisceau,
- le champ éloigné où cette répartition conserve une allure semblable quelle que soit la distance au transducteur et où le maximum de pression est toujours sur l'axe du transducteur.

Dans le champ éloigné, on peut montrer que le champ sonore près de l'axe du faisceau se rapproche de la forme d'une onde sphérique. [5]. Ainsi la répartition de la pression acoustique dans un plan perpendiculaire, à la distance z du transducteur, peut être décrite analytiquement par une fonction de Bessel d'ordre 1 :

$$\frac{P_r}{P_{r=0}} \approx 2 \frac{J_1\left(\pi \frac{D r}{\lambda z}\right)}{\pi \frac{D r}{\lambda z}} \quad \text{A-4}$$

P_r = pression à la distance r de l'axe

$P_{r=0}$ = pression sur l'axe à la distance z du centre du transducteur

D = diamètre du transducteur

λ = longueur d'onde dans le milieu de propagation

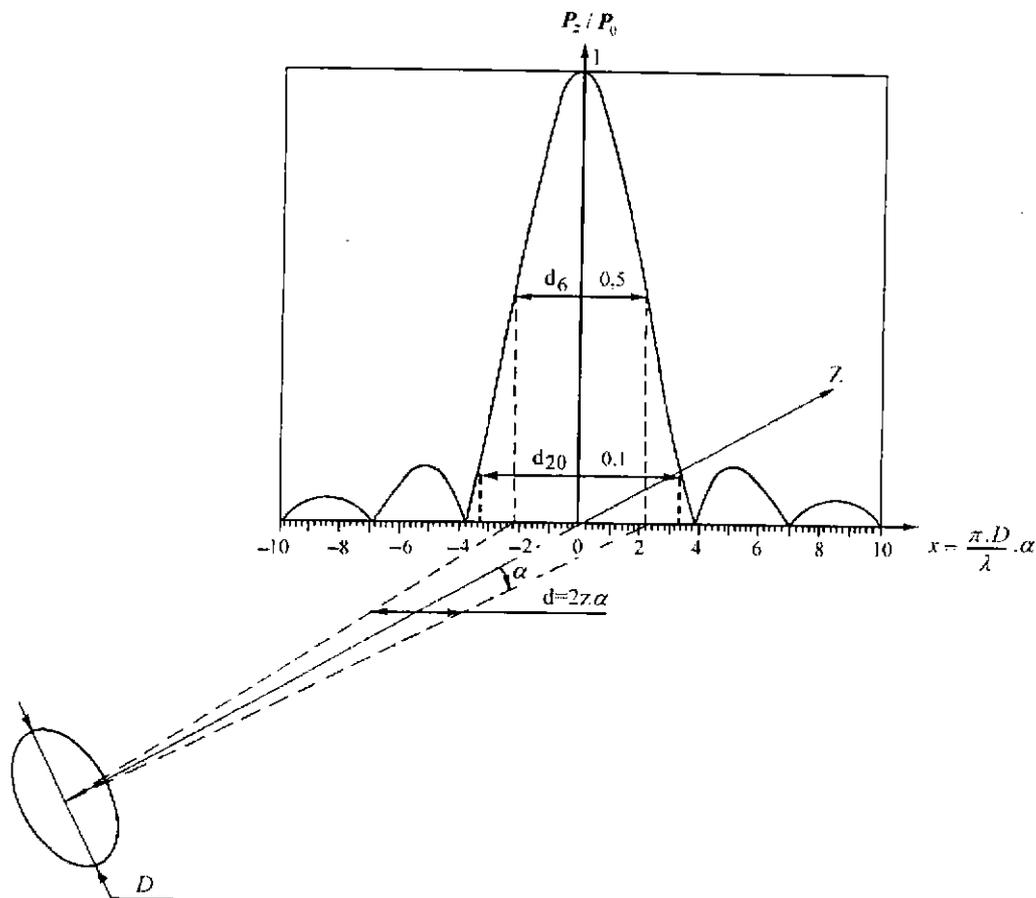


Figure A-4 : Répartition de la pression acoustique dans un plan perpendiculaire au faisceau.
- Angle de divergence

Dans le champ éloigné, cette répartition est caractérisée par un élargissement continu du lobe central (figure A-4). Cet élargissement peut être défini par l'angle α déterminé par une diminution donnée de la pression acoustique par rapport à la pression obtenue sur l'axe.

Cet angle α appelé angle de divergence peut être calculé par la formule :

$$\sin \alpha = k \frac{\lambda}{D}$$

A-5

k étant une grandeur sans dimension dépendant du critère d'atténuation retenu.

$k = 0,5$ pour une divergence donnée par une diminution de 0,7 de la pression acoustique (3 dB) et donc de 0,5 de l'amplitude de l'écho obtenu sur un réflecteur ponctuel.

$k = 1,22$ pour le premier passage à zéro de la pression acoustique.

Cet angle de divergence est d'autant plus grand que le diamètre utile D du traducteur est faible ou que la longueur d'onde est grande (fréquence faible).

Exemple : Un traducteur de $D = 11$ mm, $f = 40$ kHz émet dans l'air ; l'angle de divergence du faisceau est donné par :

$$\sin \alpha = 0,5 \frac{340 / 40 \cdot 10^3}{11 \cdot 10^{-3}} = 0,386 \Rightarrow \alpha = 22,7^\circ$$

et au premier zéro du lobe principal ($k = 1,22$), $\sin \alpha = 0,942 \Rightarrow \alpha = 70,4^\circ$

Ces valeurs correspondent à la directivité des capteurs MURATA utilisés lors de la tomographie ultrasonore. Ce sont des capteurs générant un faisceau ultrasonore à grande ouverture, caractéristique recherchée pour cette application.

Il est possible de schématiser simplement un faisceau acoustique émis par un transducteur au moyen de son angle de divergence (figure A-5).

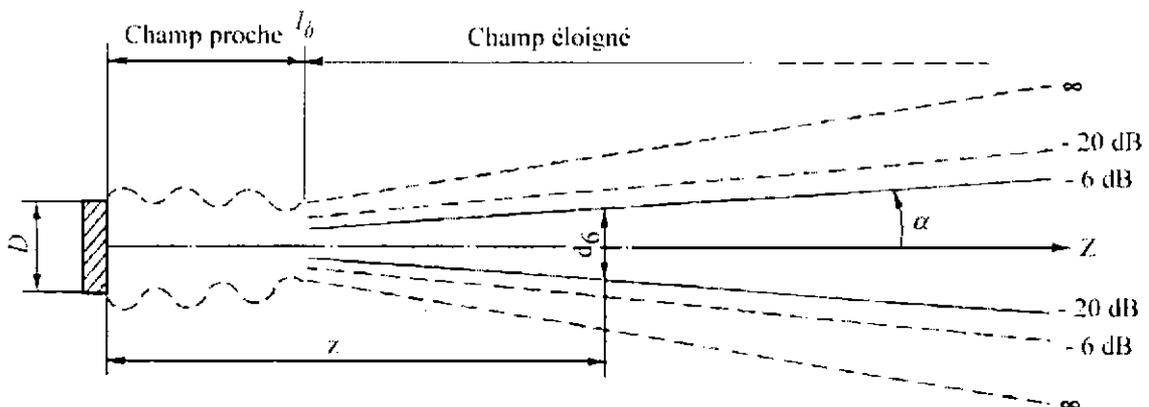


Figure A-5 : Profil du champ acoustique théorique, en émission / réception, d'un transducteur (excitation sinusoïdale, émetteur circulaire).

Divergence du faisceau	Largeur du faisceau
$\sin \alpha = k \frac{\lambda}{D}$	<ul style="list-style-type: none"> - à la distance $l_0 = \frac{D^2}{4\lambda}$ (limite du champ proche) <ul style="list-style-type: none"> $d_6 = 0,25 D$ à -6 dB $d_{20} = 0,43 D$ à -20 dB
avec $k : 0,5$ à -6 dB $k : 0,9$ à -20 dB $k : 1,22$ au 1 ^{er} zéro du lobe principal	<ul style="list-style-type: none"> - à la distance z, au delà du champ proche : <ul style="list-style-type: none"> $d_6 = 0,25 D \frac{z}{l_0} = \lambda \frac{z}{D}$ à -6 dB $d_{20} = 0,43 D \frac{z}{l_0} = 1,7 \frac{z}{D}$ à -20 dB

A.2 Directivité d'un transducteur

En complément de la répartition de la pression acoustique au devant d'un transducteur (le long de son axe et dans les plans perpendiculaires), il est possible aussi de schématiser les caractéristiques de ce transducteur par son diagramme de directivité, c'est-à-dire par la variation de la pression émise en fonction de la direction d'émission. Les diagrammes de directivité sont généralement donnés sous forme polaire.

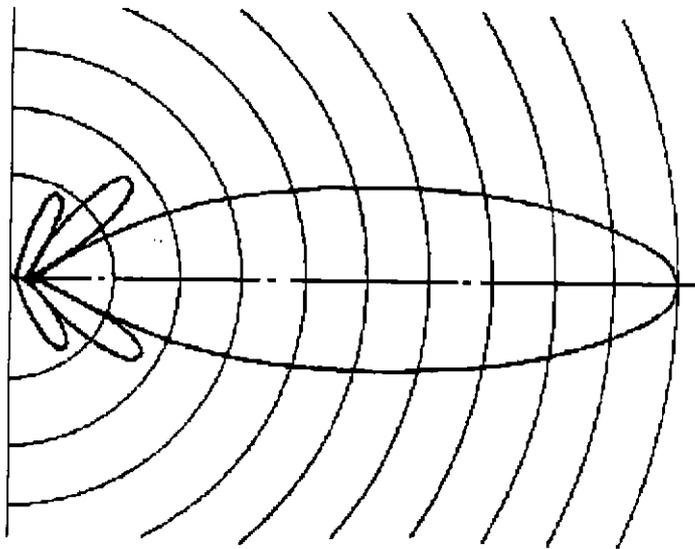


Figure A-6 : Directivité d'un traducteur.

L'allure du diagramme de directivité est confirmée dans de nombreuses publications dont l'ouvrage de L C Lynnworth [4]. Ces références mentionnent l'influence de la directivité des transducteurs en conduite dans le cas de débitmètres ultrasonores (Figure A-7).

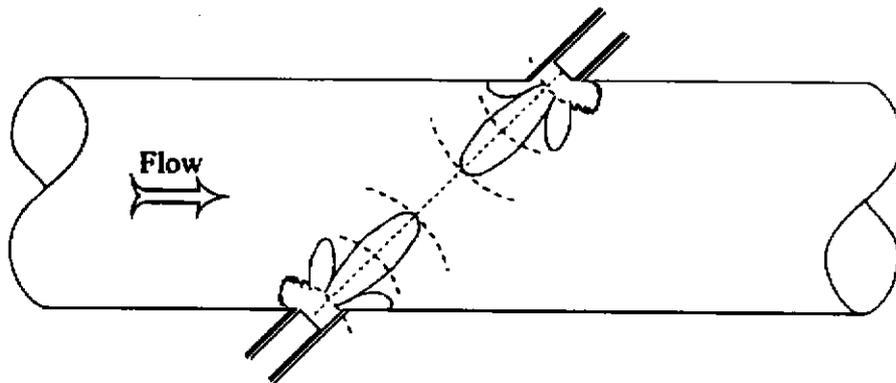


Figure A-7 : Croquis qualitatif de la directivité des transducteurs en conduite .Influence des lobes sur le côté des transducteurs.

Cette étude théorique d'un faisceau ultrasonore émis par un traducteur plan nous a permis de mieux appréhender la sensibilité de l'orientation des capteurs sur les mesures d'atténuation et de temps de vol pour le choix de la configuration des capteurs (conception de la manchette de tomographie pour la reconstruction de la composante axiale de la vitesse). Les résultats détaillés sur la faisabilité de l'orientation des capteurs sont présentés dans l'Annexe B.

ANNEXE B :

ETUDE DE FAISABILITE SUR L'ORIENTATION DES CAPTEURS

Avant-propos

L'analyse théorique des caractéristiques d'un faisceau ultrasonore émis par un transducteur plan (capteur piézo-électrique supposé vibrer comme un piston) nous a donnée quelques éléments quant à l'influence de l'orientation du capteur sur l'amplitude du signal ultrasonore reçu (Annexe A). Une étude détaillée de ce paramètre est alors envisagée pour concevoir la manchette expérimentale. Cette étude comporte plusieurs étapes : après avoir défini les degrés de liberté de rotation des capteurs (repères et angles), j'expliquerai le choix d'étude de certaines configurations d'orientation ; ensuite, les mesures d'atténuation angulaire en champ libre (simulant les différents faisceaux ultrasonores dans la conduite) ainsi qu'une étude comparative sur les configurations définies nous permettront de conclure sur le choix de l'orientation des capteurs adoptée pour la fabrication de future manchette de tomographie ultrasonore intégrant la mesure de la composante axiale de la vitesse.

B.1 Définitions des repères et angles de rotation des capteurs

La manchette actuelle qui est composée d'une seule section permet de mesurer des temps de vol dans le plan de cette section. Dans la nouvelle manchette à deux sections, la géométrie devient tridimensionnelle. Il est donc important de bien choisir les repères et angles décrivant l'orientation d'un capteur. Celle-ci va être définie par la position ponctuelle (centre de la face du cylindre en contact avec le fluide) du capteur ou transducteur sur la circonférence de la section et par son axe d'orientation correspondant à l'axe du cylindre que forme ce capteur.

- Position du capteur a_i dans la section droite:

On reprend la disposition des capteurs autour de la section telle qu'elle est définie pour le dispositif expérimental de mesure du champ de vitesse transversal [1] : un capteur récepteur et sept capteurs émetteurs sur le demi-cercle opposé. Ce sera la même configuration pour les deux sections. On définit ainsi la position du capteur a_i par l'angle θ_i (Figure B-1).

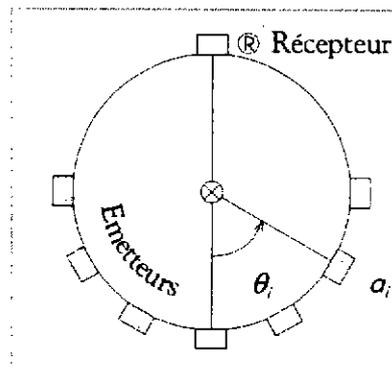


Figure B-1 : Disposition des capteurs autour de la section de conduite.

- Direction de l'axe du capteur a_i :

On définit la direction de l'axe du capteur a_i par deux angles φ_i et γ_i :

- l'angle φ_i correspond à la rotation du capteur dans le plan de la section droite autour de la génératrice de la conduite passant par la position ponctuelle de ce capteur (Figure B-2).
- l'angle γ_i correspond à la rotation du capteur dans le plan $(x' a_i z)$ autour de l'axe $(a_i y)$ (Figure B-3).

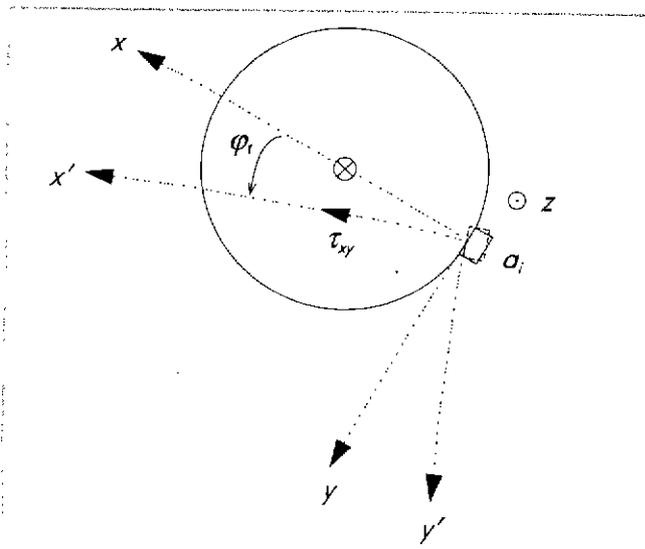


Figure B-2 : Axes dans la section droite.

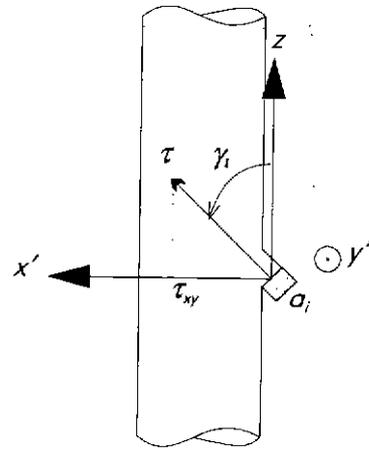


Figure B-3 : Angle d'inclinaison par rapport à l'axe de la conduite

B.2 Différentes configurations

La manchette « composantes transversales » (cf. § 2.2.4.1) est constituée d'une section (a) telle que chaque capteur soit fixé perpendiculairement à la paroi de la conduite, c'est-à-dire que $\gamma_i = \pi/2$ et $\varphi_i = 0$ quel que soit le capteur ($\Leftrightarrow \forall i \in \{1;2;3;4;5;6;7\}$). On appellera ce type de section une section à capteurs non inclinés.

A partir de cette section (a), on choisit de mesurer l'atténuation angulaire de l'onde ultrasonore lorsque l'on rajoute à une distance égale à un diamètre une section identique (b). Ce sera la *configuration N°1* (pas d'inclinaison) \Rightarrow Figure B-4

Toujours en gardant la section actuelle à capteur non inclinés (a), on place alors une section (b) où les capteurs vont être orientés différemment dans le but d'obtenir un signal de réception de meilleure qualité : ce sera la *configuration N°2*. Plusieurs possibilités ont été testées pour différentes valeurs de γ_i avec $\varphi_i = 0^\circ \Rightarrow$ Figure B-5

Remarque : l'angle γ_i sera pris successivement égal à 45° (cas où le capteur émetteur d'une section est en vis-à-vis avec le capteur récepteur à $\theta_i = 0^\circ$ de l'autre section), à $37,5^\circ$ (le capteur est alors orienté vers le barycentre de l'ensemble des 7 points - capteurs - espacés sur le demi-cercle de la section opposée) et à $26,6^\circ$ (orientation vers le centre de la section opposée).

Un dernier cas (2-7) consistera à prendre les angles γ_i et φ_i de telle manière que les 7 capteurs émetteurs de la section (b) soient orientés vers le capteur récepteur de la section (a). Pour chaque angle θ_i , les angles γ_i et φ_i ont des valeurs différentes (calcul des relations entre ces 3 angles en annexe).

La *configuration N°3* ne fait plus intervenir la section actuelle mais deux sections à capteurs inclinés. Il vient alors un certain nombre de cas à tester. On distinguera dans les angles γ et φ l'orientation d'un capteur émetteur (γ_e et φ_e) de celle d'un capteur récepteur (γ_r et φ_r).

D'abord on tentera de montrer l'influence de l'orientation du capteur récepteur (γ_r) pour une orientation des capteurs émetteurs fixes ($\gamma_e = \pi/4$) \rightarrow *configuration 3a* (dans ce cas γ_e et φ_e sont nuls).

Ensuite, l'influence de l'orientation des capteurs émetteurs (γ_e) sera mise en évidence \rightarrow *configuration 3b* (dans ce cas aussi γ_r et φ_r sont nuls).

On étudiera pour finir les cas qui donneront a priori les meilleurs résultats, à savoir γ_e et φ_e tels que chacun des capteurs émetteurs soit orienté vers le capteur récepteur de la section opposée pour différentes orientations du capteur récepteur ($\gamma_r = 45^\circ, 37,5^\circ$ et $26,6^\circ, \varphi_r = 0^\circ$) \rightarrow *configuration 3c*. \Rightarrow Figure B-6

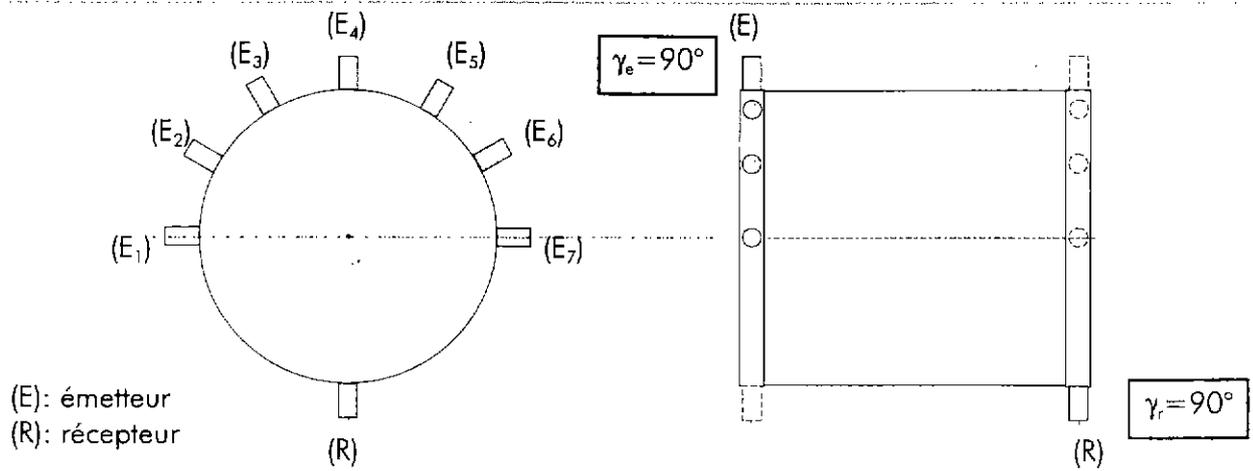


Figure B-4 : Configuration N°1

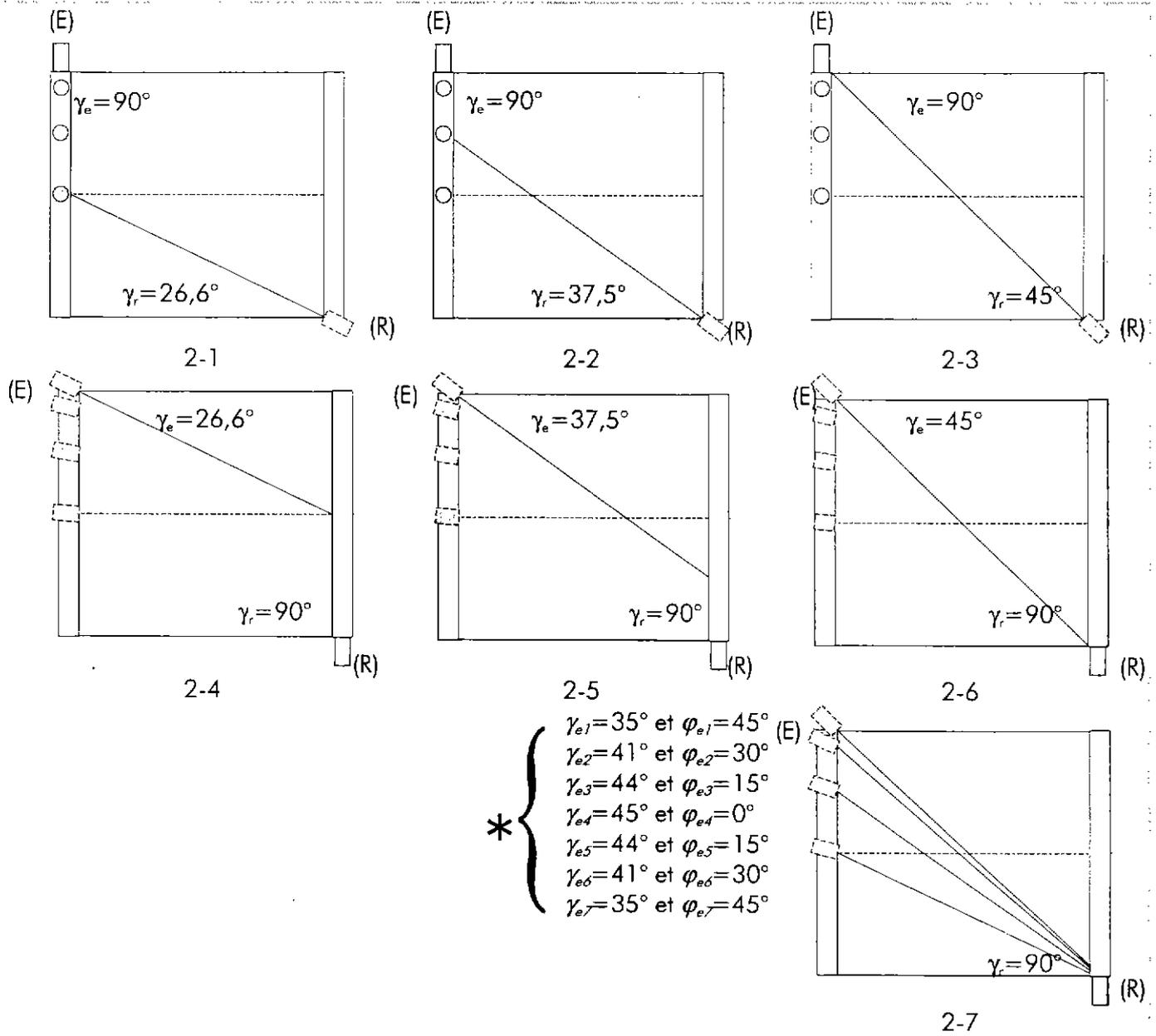


Figure B-5 : Configurations N°2

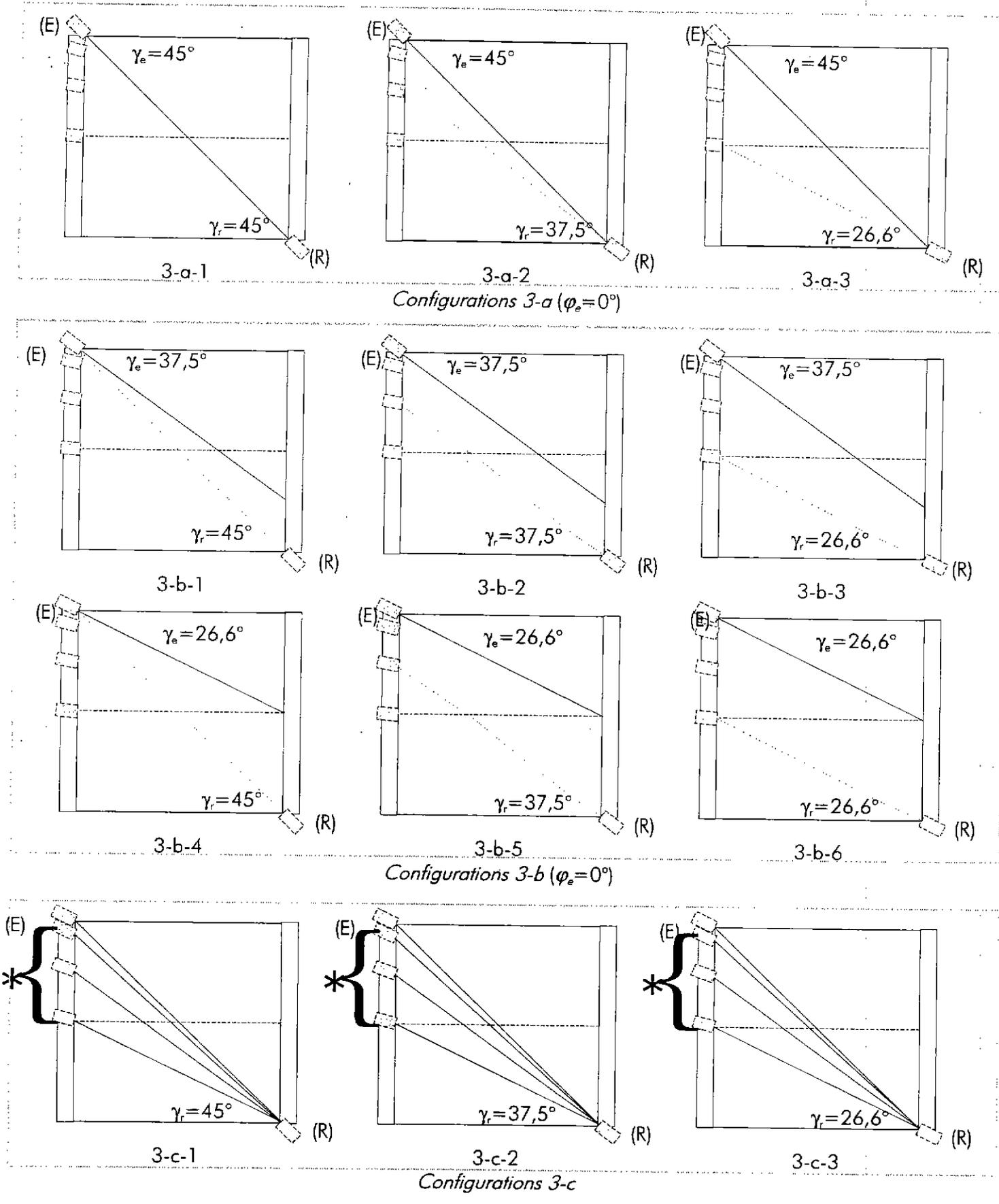


Figure B-6 : Configurations N°3

B.3 Mesures d'atténuation angulaire

Après avoir défini au paragraphe précédent les différentes combinaisons d'orientation des capteurs dans le cadre de la conception de la manchette de tomographie ultrasonore intégrant la mesure de la composante axiale de la vitesse, il restait à tester tous ces cas afin de pouvoir faire un choix lors de la fabrication de cette manchette. Le travail consiste à mesurer l'amplitude du signal reçu par un capteur récepteur orienté de diverses manières en ayant également orienté le capteur émetteur.

Le but de la tomographie ultrasonore est de récolter des temps de parcours de l'onde sonore à travers le fluide. Pour mesurer avec précision ce temps, il est important d'obtenir un signal de réception avec une amplitude la plus grande possible (surtout par rapport au bruit parasite).

Nous comparerons l'amplitude $A(\theta)$ du signal obtenu lorsque les capteurs émetteur et récepteur sont orientés par rapport à l'amplitude du signal lorsque les deux capteurs sont en vis-à-vis et distants de $\sqrt{2} \cdot D$, c'est-à-dire ici 141,4 mm (pour un diamètre de conduite $D=100$ mm). Cette amplitude est notée A_0 ou $A(\theta=0^\circ)$ et correspond à l'amplitude maximale.

On définit à l'aide de ce rapport l'atténuation angulaire par: $-20 \times \log\left(\frac{A(\theta)}{A_0}\right)$ exprimée en décibel (dB) et A en volt.

B.3.1 Dispositif expérimental

Pour étudier la faisabilité des différentes configurations, nous avons choisi de simuler ces dernières en champ libre: chacun des deux capteurs est fixé sur un mat permettant de les éloigner des réflexions du sol. Ces mats sont articulés de façon à ce que le capteur puisse être orienté suivant les angles γ et φ définis au paragraphe II. Un mat reste fixe par rapport au sol pendant que l'autre peut pivoter autour de l'axe représentant l'axe de la conduite de 100 mm de diamètre. Le écartements entre capteurs récepteur et émetteurs sont mesurés au pied à coulisse (précision de 20 μm). Les angles sont réglés à l'aide de demi-disques gradués à environ 2 degrés près. Cette étude de faisabilité est effectuée à l'air libre pour des raisons de simplicité de mise en œuvre par rapport aux mêmes configurations sur la conduite. Enfin, pour minimiser les courants convectifs qui viendraient perturber les mesures, un ensemble de paravants suffisamment éloignés des capteurs entoure le dispositif.

B.3.2 La mesure d'atténuation angulaire

L'acquisition du signal de réception se fait avec une fréquence d'échantillonnage de 500 kHz. La valeur de l'amplitude correspond à l'amplitude de 10 moyennes de 50 signaux.

Les atténuations angulaires sont calculées pour des mesures d'amplitudes $A(\theta)$ avec θ variant tous les 10° de 0 à 90° . On ne considère donc que le balayage du quart de cercle en supposant que le signal est symétrique par rapport à l'axe du capteur émetteur (cf. *figure B-4*: seules les positions des capteurs (E_1) à (E_4) sont simulées). Nous exploiterons les mesures en représentant l'atténuation en dB sous forme d'un diagramme de directivité en coordonnées polaires.

B.3.3 Etude préliminaire

Afin de caractériser au mieux le faisceau ultrasonore, on veut d'abord mettre en évidence l'influence de l'orientation du capteur récepteur par rapport à celle de l'émetteur. On définit pour cela les deux configurations suivantes : (les deux capteurs étant distants de 70 mm)

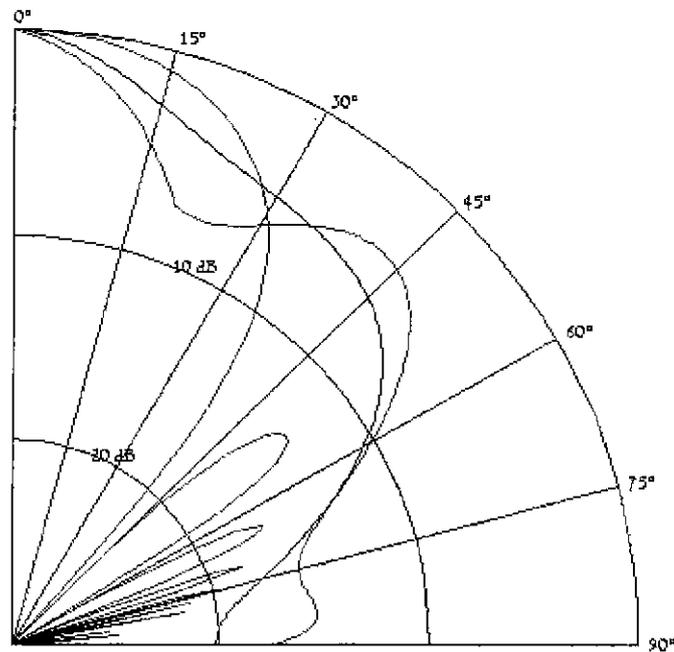
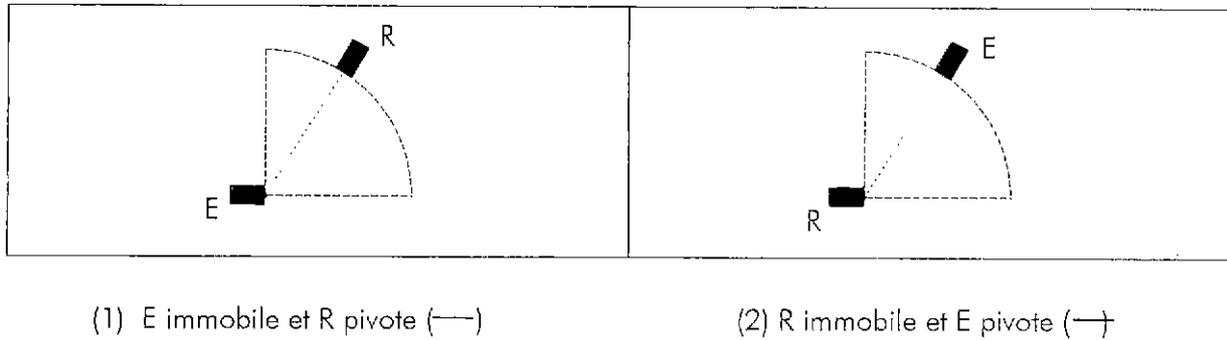


Figure B-7 : Comparaison « théorie-mesures » sur l'atténuation angulaire.

Dans le cas (1), les formes du faisceau ultrasonore apparaissent clairement: le lobe principal ou central pour des valeurs de θ jusqu'à 25° , puis le lobe d'ordre 1 de 25° à environ 75° et un lobe d'ordre supérieur jusqu'à 90° .

Dans le cas (2), étant donné que le capteur émetteur est toujours orienté vers le capteur récepteur, seule l'amplitude maximale (du lobe principal) intervient dans l'atténuation angulaire.

La courbe verte représente l'atténuation angulaire théorique calculée à l'aide des relations A-2 et A-4.

Comme déjà mentionné au paragraphe 2.2.3.2, on remarque que les fluctuations de l'atténuation sont beaucoup plus nettes en théorie en notant que les points de mesure ne se trouvent seulement que tous les 10° (les courbes rouge et bleue correspondent aux points interpolés \Rightarrow courbes lissées). Il faut noter également que la théorie nous permet de connaître la pression acoustique en un point de l'espace et non de tenir compte de l'orientation du capteur récepteur.

B.3.4 Comparaison des résultats des différentes configurations

- Influence de l'inclinaison du capteur récepteur (angle γ_r)

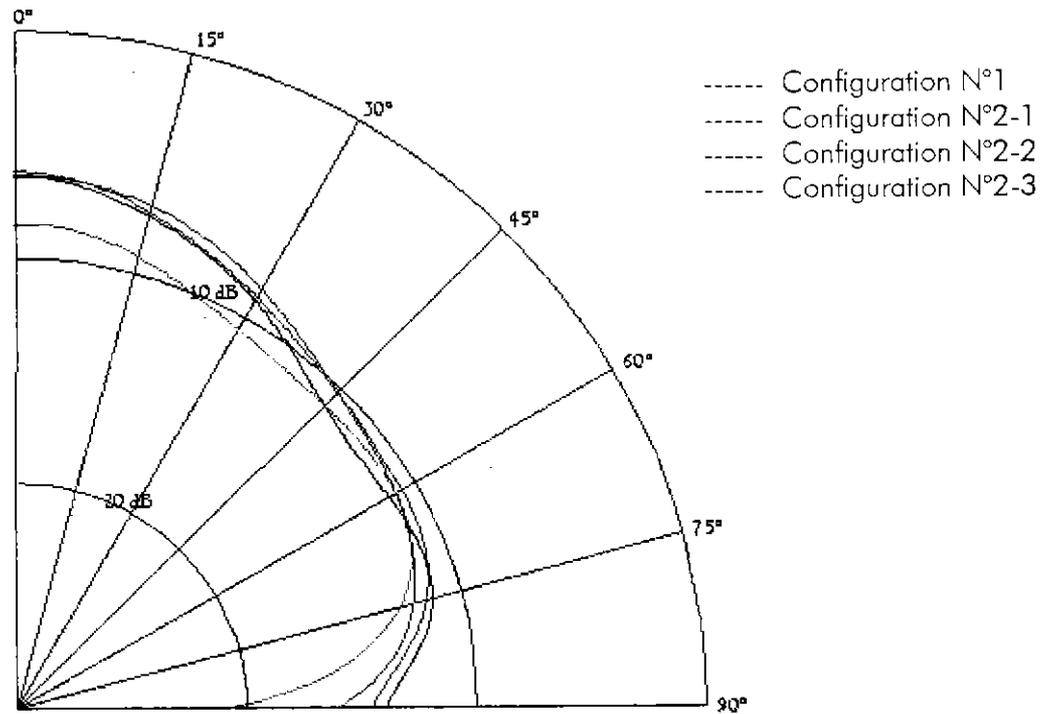


Figure B-8

- Influence de l'inclinaison du capteur émetteur (angle γ_e)

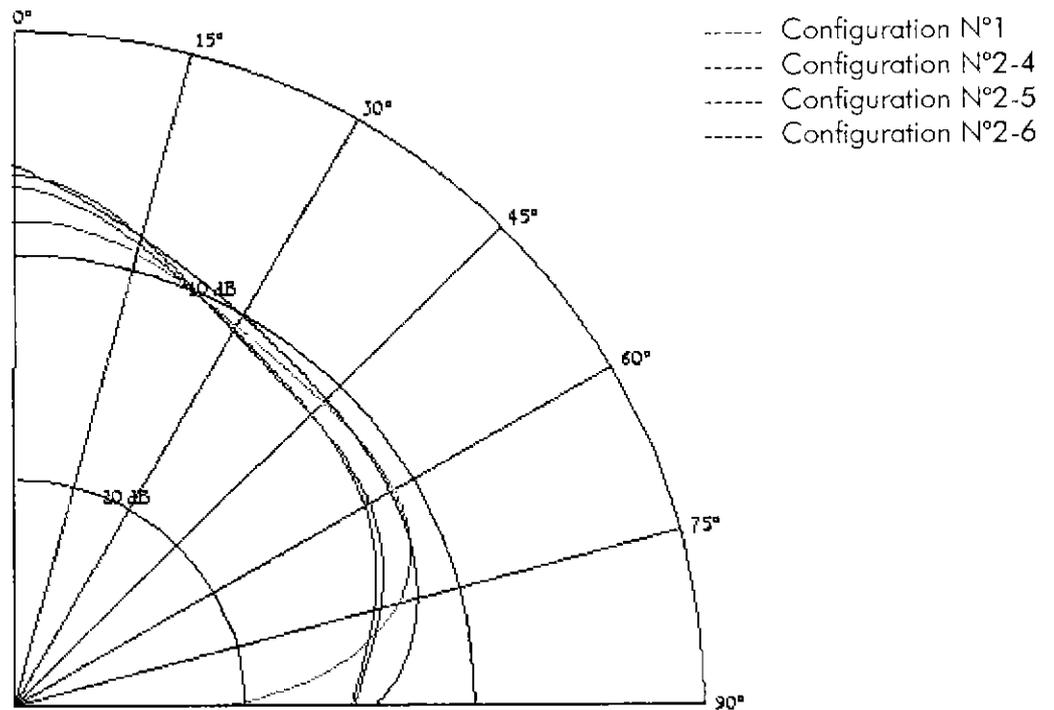


Figure B-9

- Influence de l'inclinaison du capteur émetteur (angle γ_e)

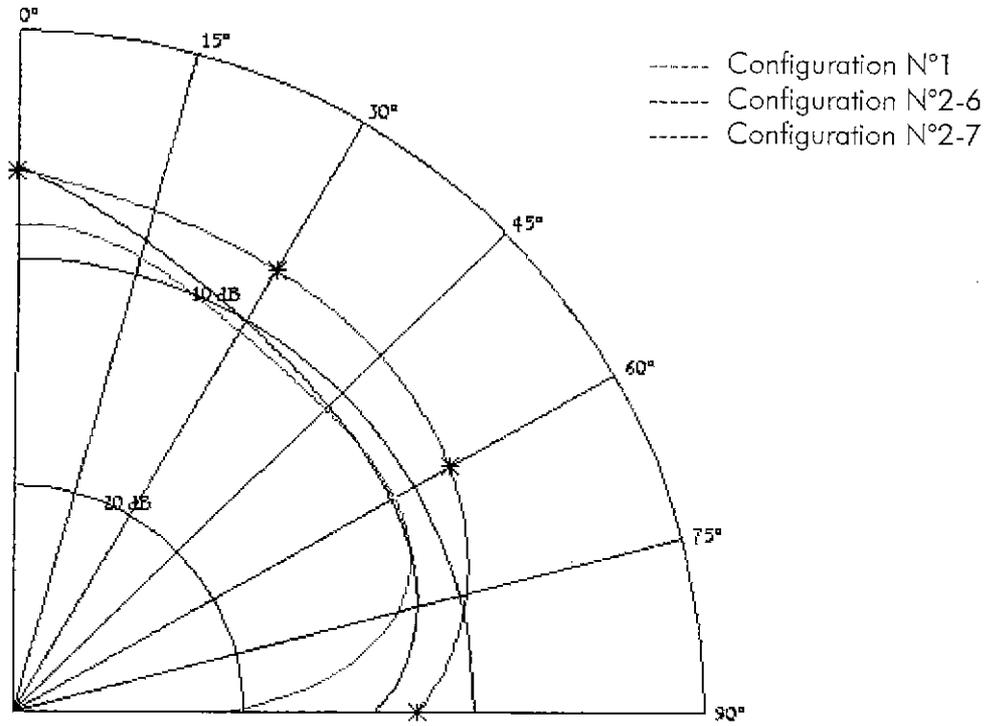


Figure B-10

- Influence de l'inclinaison du capteur récepteur (angle γ_r)

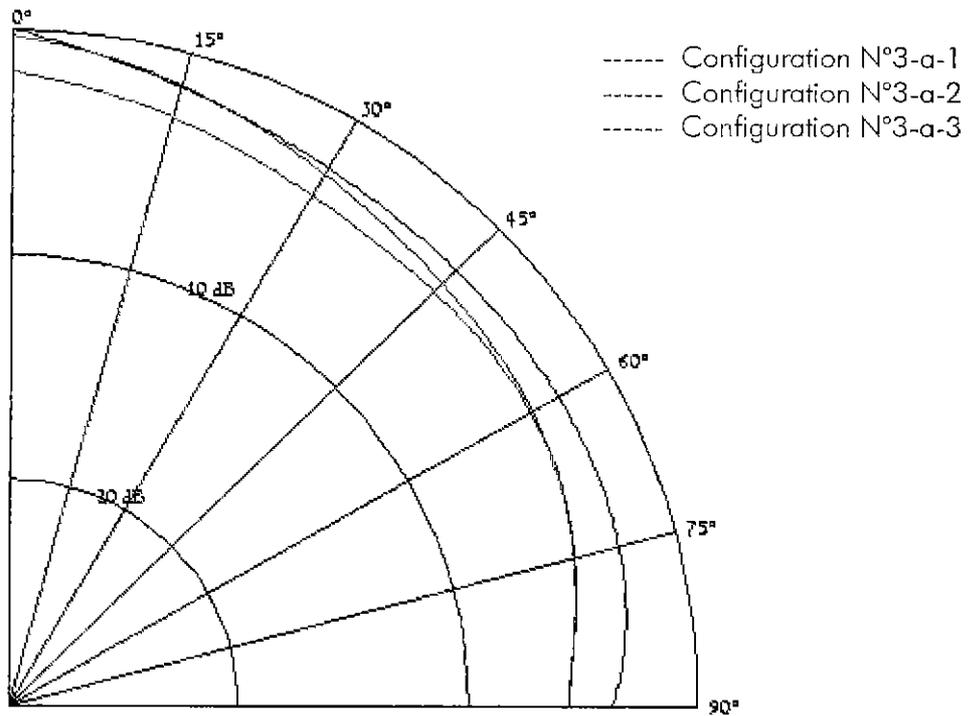


Figure B-11

- Influence de l'angle γ_e pour $\gamma_r=45^\circ$

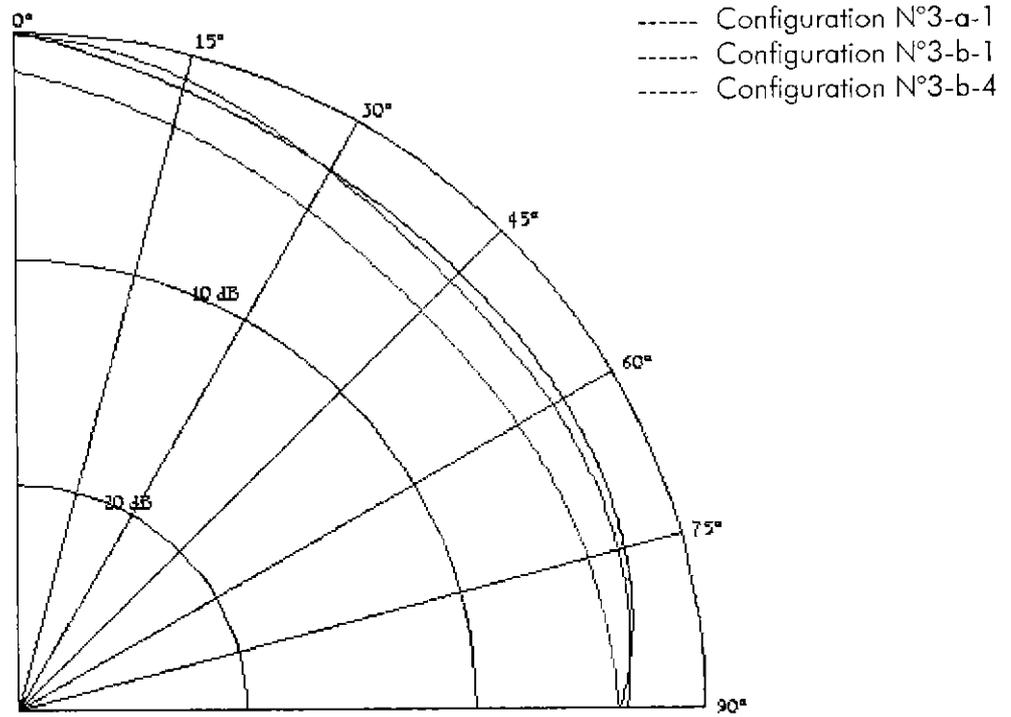


Figure B-12

- Influence de l'angle γ_e pour $\gamma_r=37,5^\circ$

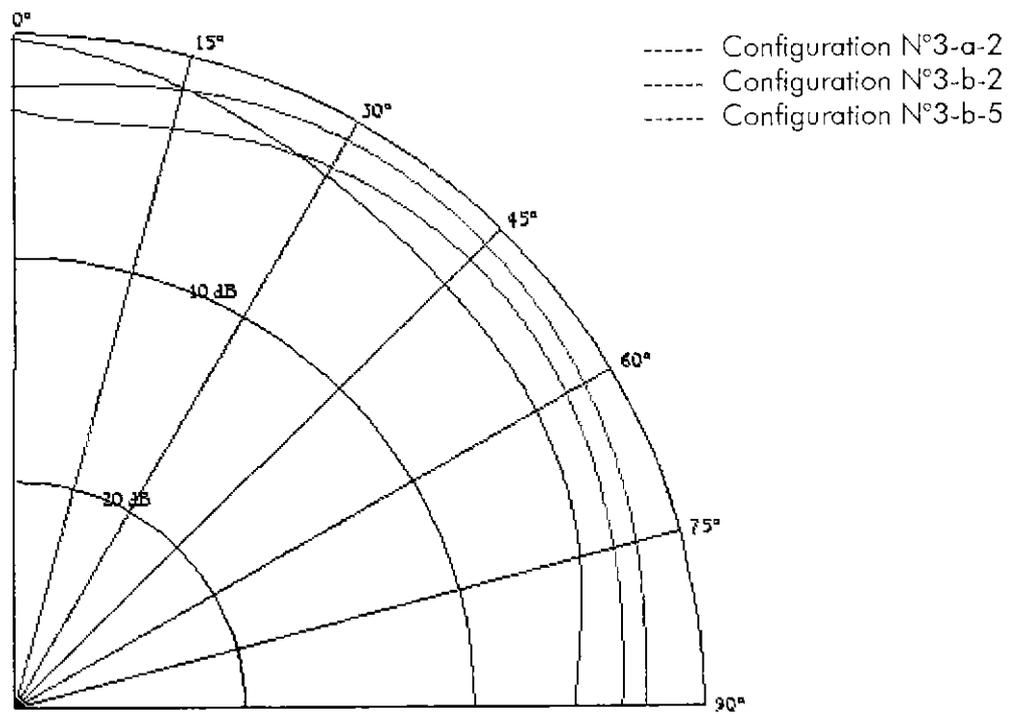


Figure B-13

- γ_e et φ_e sont pris tels que chaque émetteur soit orienté vers le récepteur

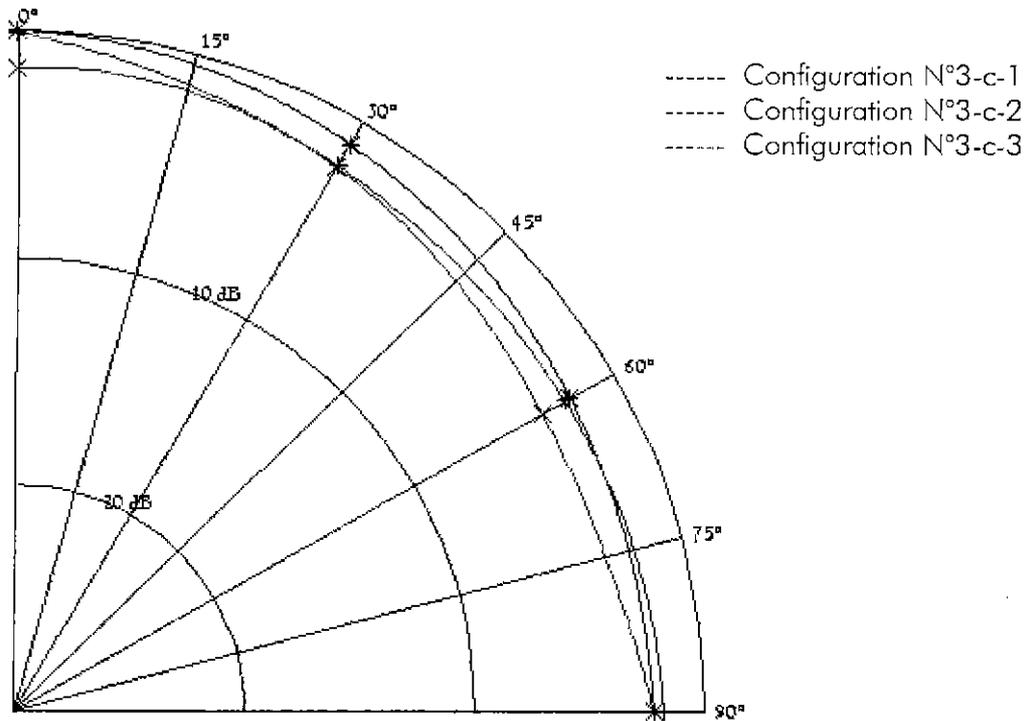


Figure B-14

- comparaison des différentes configurations ($\gamma=45^\circ$)

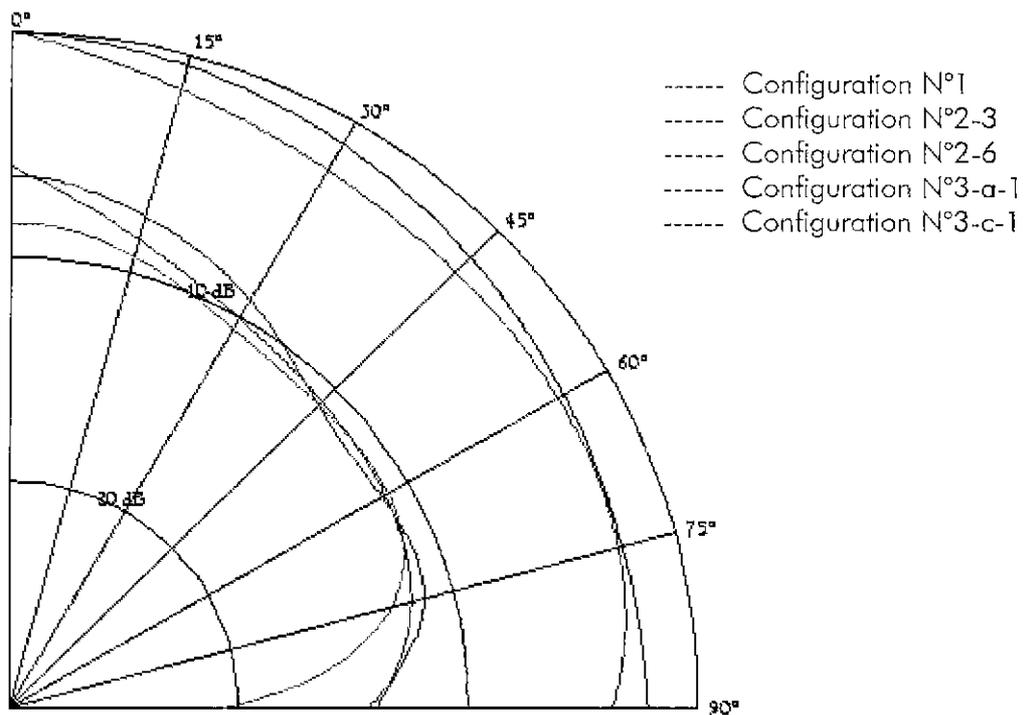


Figure B-15

B.3.5 Commentaires et conclusions

- 1^{ière} étude: une section à capteurs non inclinés (c-à-d. fixés perpendiculairement à la paroi de la conduite) et l'autre à capteurs inclinés (configurations N°2).

La **figure B-8** nous montre que le fait d'orienter différemment le capteur récepteur ne diminue que très faiblement l'atténuation angulaire.

Même commentaire pour la **figure B-9** lorsque l'on oriente seulement le capteur émetteur.

Orienter chaque émetteur vers le récepteur améliore nettement le signal de réception puisque l'atténuation dans ce cas est inférieure à 10 dB jusqu'à un angle de 75° (**figure B-10**).

- 2^{ème} étude: les deux sections (émettrice et réceptrice) sont à capteurs inclinés (configurations N°3)

- Influence de l'angle γ_r (avec $\varphi_r=0^\circ$) lorsque $\gamma_{ei}=45^\circ$ et $\varphi_{ei}=0^\circ \forall i \in \{1;2;3;4;5;6;7\}$

Cette influence est minime sur l'atténuation angulaire (**figure B-11**). Mais le fait d'incliner les capteurs dans les deux sections (configurations N°3) donne des atténuations inférieures à 6 dB; tandis que dans les configurations N°1 et N°2, elles sont toujours supérieures à cette valeur.

- Influence de l'angle γ_e (avec $\varphi_e=0^\circ$) lorsque $\gamma_r=45^\circ$ et $\gamma_r=37,5^\circ$ ($\varphi_{ei}=0^\circ$)

L'orientation des capteurs émetteurs n'améliore que très peu l'amplitude du signal reçu (**fig. B-12 et B-13**).

Dans l'ensemble des résultats des configurations 3-a et 3-b, les meilleurs résultats sont tout de même obtenus pour $\gamma_e=45^\circ$ et $\gamma_r=45^\circ$ (cas 3-a-1).

- la **figures B-14** montre que si tous les capteurs sont orientés vers le capteur récepteur, l'atténuation angulaire devient inférieure à 4 dB.

- Critère de sélection:

Afin de détecter un temps de parcours entre un émetteur et un récepteur avec exactitude, nous avons choisi comme critère de sélection parmi les différentes configurations une atténuation inférieure à 6 dB pour un angle entre $\pm 45^\circ$. C'est cette même condition qui nous a permis de choisir le type de capteurs (Murata) dans le cas de reconstruction du profil de vitesse transversal.

- Conclusions:

En tenant compte de ce critère et à la vue de la **figure B-15**, nous excluons les configurations N°1 et N°2 (au moins une des deux sections étant à capteurs non inclinés).

Par contre, toutes les configurations N°3 (a, b et c) vérifient bien ce critère.

Il ne sera pas possible d'utiliser la manchette actuelle à capteurs non inclinés pour mesurer la composante axiale de la vitesse. Les deux sections nécessaires à cette mesure seront donc à capteurs inclinés, la configuration N°3-c-1 donnant les meilleurs résultats.

Pourtant nous n'avons pas opté pour cette dernière configuration. En effet la fabrication d'une telle manchette avec des orifices (dans lesquels sont fixés les capteurs) orientés suivant deux angles (φ et γ différents pour chaque capteur) par rapport à la direction d'un rayon de section de conduite est plutôt complexe.

Nous avons alors choisi la configuration N°3-a-1 (**figure B-6**) plus simple en mettre en œuvre.

Page intentionnellement blanche

ANNEXE C : CARACTERISTIQUES ACOUSTIQUES

ET THERMOPHYSIQUES DES GAZ ET LIQUIDES ETUDIÉS

Afin d'étudier le comportement des caractéristiques des ondes ultrasonores à travers un milieu diphasique dispersé, les modèles théoriques sont appliqués dans le cas d'un brouillard de particules liquides dans un gaz au paragraphe 3.2.5.

Pour calculer la vitesse du son et le coefficient d'absorption d'un diphasique dispersé à l'aide des modèles, il est nécessaire de connaître pour chaque fluide sa masse volumique (ρ), sa viscosité dynamique (μ), sa capacité calorifique à pression constante (C_p), son index isentropique (γ), sa conductivité thermique (κ), son coefficient d'expansion thermique (Ω_{th}), et ses propriétés acoustiques, à savoir, son coefficient d'absorption sonore en fonction de la fréquence (α) et la vitesse du son (c).

C.1 Air et eau

Ces grandeurs sont répertoriées ici pour de l'air et de l'eau à pression atmosphérique à 15°C et sont utilisées dans l'application au paragraphe 3.2.5.2. Leurs valeurs proviennent en général de lois empiriques. Concernant le coefficient d'absorption des ultrasons α , le tableau 3-5 donne les valeurs pour l'air en fonction de quelques fréquences, dans les autres cas, les calculs sont effectués à partir de la norme ISO 9613 pour une fréquence, une température, une pression et une humidité relative données [101]. Pour l'eau, les fréquences de relaxation étant très élevées, seul le coefficient d'absorption classique est considéré (cf. § 3.2.1.3.1). Ce dernier est calculé par la relation suivante :

$$\alpha_{eau} = \frac{2\pi^2 f^2}{c_{eau}^3 \rho_{eau}} \left[\frac{4}{3} \mu_{eau} + (\gamma_{eau} - 1) \frac{\kappa_{eau}}{C_{p_{eau}}} \right] \quad C-1$$

où f est la fréquence acoustique en Hertz (l'unité de α est le Néper par mètre, $Np.m^{-1}$).

	Air (°)	Eau (l)	Dimension
ρ	1.216	999.084	$kg.m^{-3}$
c	340.538	1466.25	$m.s^{-1}$
C_p	1005.6	4185.8	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
γ	1.401	1.003	sans dimension
κ	$2.53 \cdot 10^{-2}$	0.579	$J.m^{-1}.s^{-1}.K^{-1}$
Ω_{th}	$3.47 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	K^{-1}
μ	$1.789 \cdot 10^{-5}$	$1.149 \cdot 10^{-3}$	$kg.m^{-1}.s^{-1}$

Tableau C.1 : Caractéristiques thermophysiques de l'air et de l'eau à 15°C et à $1,013 \cdot 10^5 Pa$

Pour étudier l'influence de la température sur la propagation des ultrasons dans un milieu diphasique, nous avons utilisé les corrélations suivantes obtenues dans la littérature et valables sur un intervalle de 10 à 40°C (température T en °C - degré Celsius) :

Air : (références entre crochets)

$$\rho = 1,2688 - (3,9 \cdot 10^{-3} \cdot T) \quad [140]$$

$$c = \sqrt{1,401 \times 287,26 \times (T + 273,15)} \quad (\text{relation 3-42 - gaz parfait})$$

$$C_p = 1005,2 + (1,85 \cdot 10^{-2} \cdot T) + (4 \cdot 10^{-4} \cdot T^2) \quad [142]$$

$$\kappa = 2,41 \cdot 10^{-2} + (8 \cdot 10^{-5} \cdot T) - (2 \cdot 10^{-8} \cdot T^2) \quad [142]$$

$$\Omega_{th} = \sqrt{T + 273,15} \quad [57]$$

$$\mu = 1,458 \cdot 10^{-6} \times (T + 273,15) / (T + 383,55) \quad [10]$$

Eau :

$$\rho = 999,95 + (4,35 \cdot 10^{-2} \cdot T) - (7,2 \cdot 10^{-3} \cdot T^2) + (3 \cdot 10^{-5} \cdot T^3) \quad [141]$$

$$c = 1402,736 - (5,0336 \cdot T) - (5,795 \cdot 10^{-2} \cdot T^2) + (3,32 \cdot 10^{-4} \cdot T^3) - (1,4 \cdot 10^{-6} \cdot T^4) + (3 \cdot 10^{-9} \cdot T^5) \quad [93]$$

$$C_p = 4216 - (3,055 \cdot T) + (8,216 \cdot 10^{-2} \cdot T^2) - (8,95 \cdot 10^{-4} \cdot T^3) + (3,8 \cdot 10^{-6} \cdot T^4) \quad [93]$$

$$\kappa = 0,587 \times [1 + 2,81 \cdot 10^{-3} \cdot (T - 20)] \quad [93]$$

$$\Omega_{th} = -53,926 + (15,114 \cdot T) - (0,1053 \cdot T^2) \quad [143]$$

$$\mu = \exp[-24,71 + 4209/(T + 273,15) + 4,527 \cdot 10^{-2} \cdot (T + 273,15) - 3,376 \cdot 10^{-5} \cdot (T + 273,15)^2] \quad [52]$$

L'index isentropique γ ne variant que très peu avec la température, seules les valeurs du tableau C-1 sont utilisées.

C.2 Gaz naturel et pentane

Le paragraphe 3.2.5.4 est une étude de l'influence de la pression sur les caractéristiques des ultrasons en gaz humide. Pour cela, on applique les deux modèles théoriques (modèle de diffusion et modèle à deux fluides) pour un mélange diphasique de composition proche de celle d'un écoulement de « wet gas » de type industriel. Le gaz est un gaz naturel dont les caractéristiques proviennent de Gaz de France [7]. Ce gaz naturel réel exploité au niveau des terminaux de livraison de TAISNIERES (59) contient 88,1% de méthane, 5,4% d'éthane, 1,2% de propane, 3,3% d'azote et 1,4% de CO₂. Le liquide choisi est le pentane (C₅H₁₂), hydrocarbure liquide de la famille des alcanes. Ces propriétés sont calculées par des formules semi-empiriques (pour c et α , cf. [59] et pour les autres, cf. [64]).

Les grandeurs sont données pour une température de 15°C. Les lois d'évolution des coefficients d'absorption ne sont valables que pour des fréquences de 20 kHz à 500 kHz.

Pression	20 bar	30 bar	40 bar	50 bar	60 bar
ρ	15,7	24,1	32,9	42,1	51,7
c	407,8	404,3	401,4	399,2	397,7
α fonction de f (en Np.m ⁻¹)	$7 \cdot 10^{-11} \cdot f^2$ $+ 5 \cdot 10^{-7} \cdot f$	$4 \cdot 10^{-11} \cdot f^2$ $+ 9 \cdot 10^{-7} \cdot f$	$3 \cdot 10^{-11} \cdot f^2$ $+ 2 \cdot 10^{-7} \cdot f$	$2 \cdot 10^{-11} \cdot f^2$ $- 1 \cdot 10^{-7} \cdot f$	$1 \cdot 10^{-11} \cdot f^2$ $- 3 \cdot 10^{-7} \cdot f$
C_p	2175	2258	2350	2451	2559
γ	1,30	1,31	1,32	1,34	1,36
κ	0,0327	0,0341	0,0356	0,0373	0,0390
$\mu (10^{-5})$	1,126	1,152	1,182	1,216	1,257

Tableau C.2 : Evolution des caractéristiques du gaz naturel H à 15°C avec la pression.

Pression	20 bar	30 bar	40 bar	50 bar	60 bar
ρ	632,91	634,28	635,63	636,95	638,25
c	1034,2	1035,8	1037,4	1039,0	1040,6
$\alpha (10^{-14} \cdot f^2)$	6,299	6,298	6,297	6,296	6,295
C_p	2231,2	2228,7	2226,4	2224,4	2222,5
κ	0,11116	0,11177	0,11237	0,11298	0,11359
$\Omega_{th} (10^{-3})$	1,51791	1,50144	1,4856	1,47033	1,45561
$\mu (10^{-5})$	24,76	25,15	25,53	25,9	26,26

Tableau C.3 : Evolution des caractéristiques du pentane (hydrocarbure liquide) à 15°C avec la pression.

Remarque : Le coefficient d'expansion thermique du gaz naturel et l'index isentropique du pentane sont quasiment constants pour des pressions inférieures à 60 bar ($\Omega_{th}(\text{gaz}) = 3,47 \cdot 10^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ et $\chi(\text{pentane}) = 1,00336$).

ANNEXE D :

CARACTERISATION DES TRANSDUCTEURS ULTRASONORES UTILISES LORS DES MESURES EN GAZ HUMIDE MESURE DU COEFFICIENT D'ABSORPTION DES ULTRASONS DANS L'AIR

La connaissance de l'atténuation des ondes ultrasonores à travers un milieu fluide de référence monophasique et au repos est nécessaire avant de chercher à exploiter une mesure d'atténuation dans un milieu perturbé (soit en rajoutant une seconde phase dispersée dans la première, soit à travers un milieu en écoulement).

Nous avons décrit au paragraphe 3.2.1.3 les phénomènes physiques provoquant cette atténuation et à partir desquels a été écrite une norme ISO [67] permettant de calculer le coefficient d'atténuation d'une onde sonore lorsqu'elle se propage dans de l'air au repos pour des conditions atmosphériques données (température, pression, humidité).

Mais comment relier ce coefficient à la pression acoustique générée par les transducteurs ? Peut-on considérer que les ondes ultrasonores assez loin de leur origine sont planes, sphériques ?

D.1 Dispositif expérimental

Afin de caractériser le mieux possible le champ acoustique, nous avons mesuré la pression acoustique générée par les différents transducteurs utilisés lors de la tomographie (cf. chapitre 2) et lors des mesures ultrasonores en milieu diphasique (cf. chapitre 3) à l'aide d'un microphone de type Brüel & Kjær 4135. En outre, on effectue ces mesures dans la chambre anéchoïque du Centre de Toulouse de l'ONERA permettant de réduire toute réflexion parasite. Ses dimensions sont $l=4$ mètres, $L=8$ mètres et $h=4,5$ mètres. La température intérieure est réglable et régulée de 15 à 25 °C, de même pour l'hygrométrie de 30 à 60 % et pour la pression jusqu'à 7 bars. Cette pièce qui est une construction réalisée comme un élément entièrement découplé du reste de l'ouvrage est muni d'une hotte aspirante silencieuse.

Lors des mesures, on fixe le capteur ultrasonique et le microphone sur des pieds réglable en hauteur ; on les dispose en vis-à-vis, puis on fait varier l'écartement les séparant tous les centimètres de 2 à 30 cm.

D.2 Loi d'atténuation d'une onde sphérique

Pour obtenir des ondes planes, il faut que la longueur d'onde des ultrasons émis soit très petite devant le diamètre de la céramique [8]. Les capteurs utilisés et testés lors de ce travail ont pour dimension un diamètre de l'ordre du centimètre et les fréquences d'émission s'échelonnent entre 25 et 100 kHz, ce qui implique une longueur d'onde également de l'ordre du centimètre ; alors la condition " d'onde plane " n'est pas respectée. Le faisceau ultrasonore engendré est à cône d'ouverture avec un angle important (de 25° pour 100 kHz à 120° pour 25 kHz), donc on peut envisager que les ondes en dehors du champ proche (ce qui correspond à la zone au-delà du centimètre) soient sphériques.

Dans le cas d'ondes planes, la pression acoustique P (exprimée en Pascal) suit une loi exponentielle (D-1) où P_0 est la pression acoustique de référence à une distance z_0 du capteur émetteur et α est le coefficient d'atténuation ou d'absorption en amplitude défini au paragraphe 3.2.1.3.

$$\frac{P}{P_0} = e^{-\alpha(z-z_0)}$$

D-1

Dans le cas d'ondes sphériques, la décroissance de la pression sonore est aussi généralement décrite par une loi exponentielle qui exprime que la perte d'énergie d'une portion de l'onde qui se

propage sur une distance dz est proportionnelle à son intensité et à la distance parcourue dz .

Si I est l'intensité de l'onde (ou densité de flux d'énergie), le flux d'énergie E dans l'angle solide Ω , pour une source placée au sommet O , peut s'écrire :

$$E = S I = \Omega z^2 I \quad \text{D-2}$$

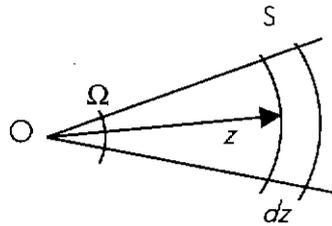


Figure D.1 : Définition d'un angle solide.

La perte d'énergie dE sur l'épaisseur dz est proportionnelle à E et à dz , soit :

$$dE = d(\Omega z^2 I) = -m E dz \quad \text{D-3}$$

soit :

$$dE = -m \Omega z^2 I dz \quad \text{D-4}$$

m étant une constante caractéristique du milieu pour l'onde considérée, appelée coefficient d'absorption en intensité qui s'exprime en m^{-1} .

La relation D-4 s'écrit aussi (dérivation logarithmique) :

$$\frac{dI}{I} + 2 \frac{dz}{z} = -m dz \quad \text{D-5}$$

soit

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 e^{-m(z-z_0)} \quad \text{D-6}$$

Alors la pression acoustique décroît également suivant une loi proportionnelle à $\frac{1}{z} e^{-\alpha z}$:

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{z_0}{z} \right) e^{-\alpha(z-z_0)} \quad \text{D-7}$$

avec :

$$m = 2\alpha \quad \text{D-8}$$

où α est le coefficient d'atténuation ou d'absorption en amplitude déjà défini auparavant.

D.3 Détermination du coefficient d'absorption

Les mesures de pression acoustique ont été effectuées à pression atmosphérique, à une température de 20°C et pour une humidité relative de 60% pour les différents types de capteurs ultrasoniques. Ayant fixé les conditions atmosphériques, et pour chaque fréquence de résonance des capteurs, il était possible de calculer le coefficient α par la norme ISO [67].

Sur la *figure D-2*, les points expérimentaux (\diamond) représentent la pression acoustique pour le capteur émetteur à 25 kHz de marque ETALON. Une première approche a été d'interpoler ces points par une loi en puissance de la distance parcourue par l'onde ultrasonore. Pour ce cas, la puissance permettant de se rapprocher au mieux de ces points est $n=0,97$ (*Figure D-2*). On retrouve cette tendance pour l'ensemble des essais avec des valeurs de n inférieure mais très proche de l'unité.

A partir de là, la série de points a été interpolée par la forme D-7 donnant des résultats satisfaisants. Ainsi, en obtenant l'évolution de la pression acoustique en s'éloignant du transducteur, il a été possible de vérifier que les coefficients d'absorption des ultrasons calculés dans l'air [69] et variant avec la fréquence permettaient de montrer que les ondes sonores générées par les transducteurs utilisés étaient de la forme sphérique dans le champ lointain du faisceau acoustique.

Remarques :

- La constante k est définie par :

$$k = P_0 \left(\frac{e^{-\alpha z_0}}{z_0} \right)^{-1}$$

D-9

où P_0 est la pression acoustique de référence en z_0 (ici, on prend $z_0=0,1$ m).

- Pour les conditions atmosphériques fixées auparavant, le coefficient d'absorption (α) des ultrasons varie de 0,07 m⁻¹ (ou 0,61 dB.m⁻¹) pour 25 kHz à 0,4 m⁻¹ (ou 3.47 dB.m⁻¹) pour 100 kHz.
- Il faut noter que ces résultats ont été obtenus en chambre sourde. Il est probable que lorsque les capteurs émettent à l'intérieur d'une conduite cylindrique, les réflexions sur les parois entraînent des interférences qui modifient l'évolution sphérique du faisceau.

D.4 Vérification de la linéarité entre l'amplitude de la pression acoustique et l'amplitude de tension de réception

Afin de vérifier si les transducteurs utilisés ont une réponse linéaire entre la pression acoustique au niveau de leur partie active et la tension du signal de réception, nous avons comparé les mesures présentées au paragraphe précédent avec les mesures d'amplitude du signal de réception en positionnant deux capteurs en vis-à-vis et en les éloignant progressivement (dispositif de la *figure 2-37*). Ce test a été effectué pour chacune des quatre paires de capteurs (à 25, 40, 75 et 100 kHz). On observe dans chaque cas une évolution quasi-linéaire à une distance suffisamment lointaine de la zone de champ proche (cf. Annexe A). La *figure D-3* représente ces résultats pour la paire de capteurs fonctionnant à 25 kHz.

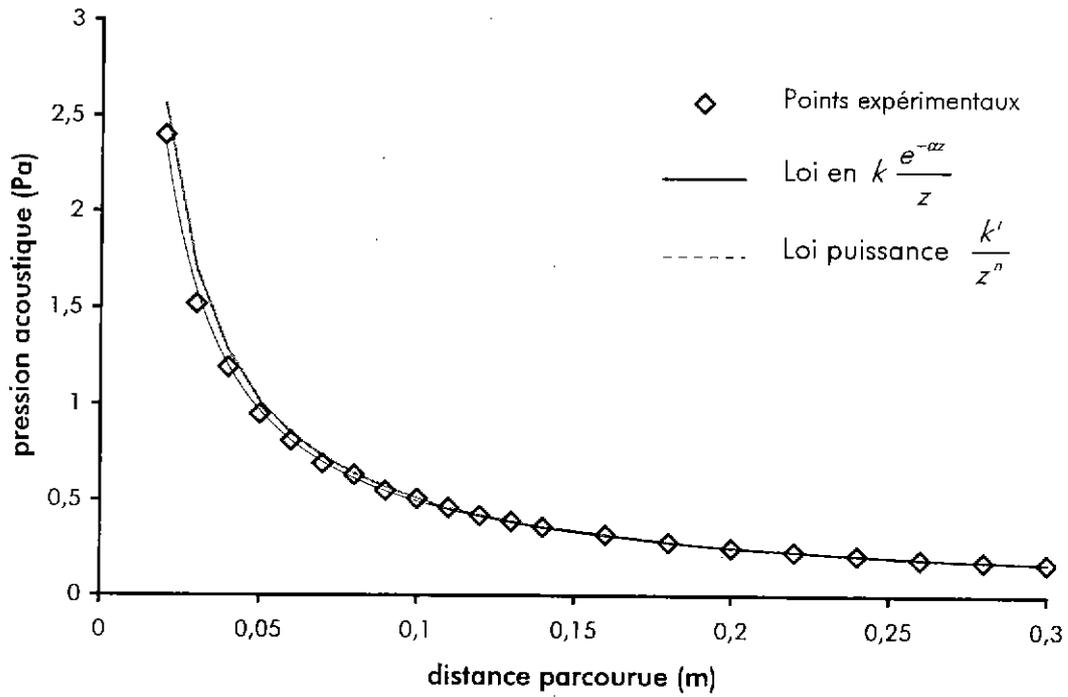


Figure D-2 : Evolution de la pression acoustique le long de l'axe de propagation du faisceau ultrasonore.

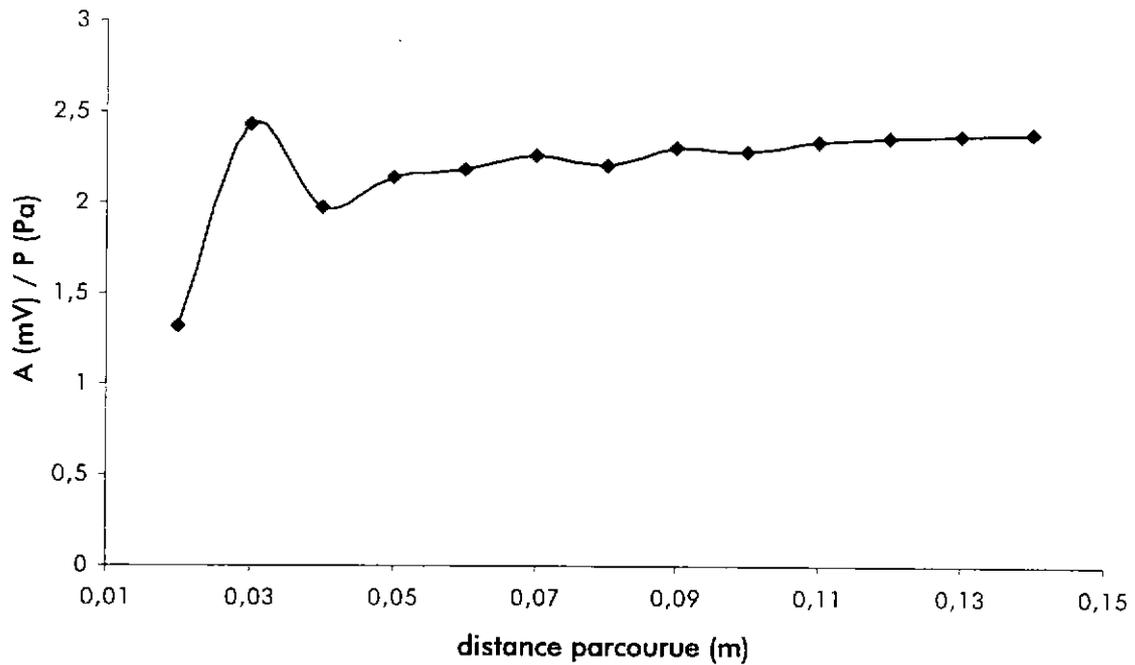


Figure D-3 : Vérification de la linéarité entre la tension du signal et la pression acoustique.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] DEMOLIS J.
Reconstruction du profil de vitesse d'un écoulement d'air en conduite par tomographie ultrasonore.
Thèse, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace de Toulouse, 1997.
- [2] J.W.S. RAYLEIGH
The theory of sound.
Unabridged second revised edition, Dover Publications, 1945.
- [3] D. ENSMINGER
Ultrasonics, Fundamentals, Technology, Applications.
Marcel Dekker, 2nd Ed., 1988.
- [4] L. C. LYNNWORTH
Ultrasonic measurements for process control, Theory, Techniques, Applications.
Academic Press, London, 1989
- [5] M. G. SILK
Ultrasonic transducers for nondestructive testing.
Adam Hilger Ltd, Bristol, 1984
- [6] M. J. POVEY
Ultrasonics techniques for fluids characterization.
Academic Press, 1997
- [7] P. BRASSIER
Débitmétrie par technique ultrasonore en milieu gazeux industriel.
Thèse, Université de Bordeaux I, 2000
- [8] R.C. ASHER
Ultrasonics Sensors for chemical and process plant.
Institute of Physics Publishing, 1997
- [9] Norme internationale ISO
Measurement of fluid flow in closed conduits – Methods using transit time ultrasonic flowmeters.
ISO/TC 30/N 590, 10th Working draft, 1996
- [10] I.L. RYHMING
Dynamique des fluides.
Presses polytechniques et universitaires romandes, 1991
- [11] T. COUSINS, F.J.J. HUISMANS
The effect of different path configurations on ultrasonic flow measurement.
12th Int. North Sea Flow Measurement Workshop, october 24-27, 1994, Norvège.
- [12] K. VAN BLOEMENDAAL, P.M.A. VAN DER KAM
Installation effects on multi-path ultrasonic flow meters : the « ULTRAFLOW Project ».
12th Int. North Sea Flow Measurement Workshop, october 24-27, 1994, Norvège.
- [13] AGA American Gas Association
Measurement of gas by multipath ultrasonic meters.
Report n°9., Catalog No.XQ9801 june 1998.
- [14] C.N. PANNEL, W.A.B. EVANS, D.A. JACKSON
A new integration technique for flowmeters with chordal paths.
Flow Meas. Instrum. Vol.1 n°4 pp.216-224, 1990

- [15] F. VULOVIC, B. HARBRINK, K. VAN BLOEMENDAAL
 Installation effects on multi-path ultrasonic flow meters designed for profile disturbance.
13th Int. North Sea Flow Measurement Workshop, october 23-26 1995, Lillehammer, Norvège.
- [16] K. E. FRØYSA, P. LUNDE, R. SAKARIASSEN, J. GREENSTAD, R. NORHEIM
 Operation of multipath ultrasonic gas flow meters in noisy environments.
14th Int. North Sea Flow Measurement Workshop, october 28-31 1996, Ecosse.
- [17] H.J. DANÉ, R. WILSACK
 Upstream pipe wall roughness influence on ultrasonic flow measurement.
17th Int. North Sea Flow Measurement Workshop, october 25-28 1999, Oslo, Norvège.
- [18] A. HILGENSTOCK, T. HÜWENER, B. NATH
 Prediction of measurement errors of ultrasonic flowmeters in disturbed flowconditions.
International Gas Research Conference, pp.174-184, San Diego, USA, November 8-11, 1998
- [19] K.J. ZANKER
 Installation effects on single- and multi-path ultrasonic meters.
10th Int. Conf. on Flow Measurement, FLOMEKO'2000, june 4-8 2000, Salvador, Bahia, Brésil.
- [20] K.J. ZANKER, W.R. FREUND
 Developments of multipath transit time ultrasonic gas flow meters.
12th Int. North Sea Flow Measurement Workshop, october 24-27, 1994, Norvège.
- [21] M.B. WILSON
 The development and testing of an ultrasonic flow meter for wet gas application.
 Seminar on measurement of wet gas, 1996
- [22] P. LUNDE, K.E. FROYSA, J.B. FOSSDAL, T. HEISTAD
 Functional enhancements within ultrasonic gas flow measurement.
17th Int. North Sea Flow Measurement Workshop, october 25-28 1999, Oslo, Norvège.
- [23] WASHINGTON
 Measuring the flow of wet gas.
North Sea Flow Measurement Workshop, 1989.
- [24] H. P. BENSLE
 Détermination de l'aire interfaciale, du taux de vide et du diamètre moyen de Sauter dans un écoulement à bulles à partir de l'atténuation d'un faisceau d'ultrasons.
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1990
- [25] T. KAMEI, A. SERIZAWA
 Two dimensional local instantaneous measurement of liquid film thickness around simulated nuclear fuel rod using ultrasonic transmission techniques.
Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98, Lyon, France, June 8-12, 1998
- [26] M.A. BENJAMIN, A. MANSOUR, U.G. SAMANT, S. JHA, Y. LIAO, T. HARRIS, S.M. JENG
 Film thickness, droplet size measurements and correlations for large pressure-swirl atomizers.
Int. Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, june 2-5, 1998, Stockholm, Suède.
- [27] M. GOPAL, P. JEPSON
 Development of a novel non-intrusive, ultrasonic flow meter for wet gas pipelines.
FED-Vol.236 Fluids Engineering Division Conference., Vol.1 pp.647-652, ASME 1996
- [28] W. RAWES, M.L. SANDERSON
 Ultrasonic amplitude and time measurements in gas identification.
10th Int. Conf. on Flow Measurement, FLOMEKO'2000, june 4-8 2000, Salvador, Bahia, Brésil.

- [29] J. DEMOLIS, P. GAJAN, A. STRZELECKI, A. BONTEMPS
Etude d'un système diagnostic de perturbations d'écoulements.
Rapport Technique ONERA, R.F. 1/5400.16 DMAE, juillet 1998.
- [30] A. C. KAK, M. SLANEY
Principles of computerized tomographic imaging.
IEEE Press, 1987.
- [31] T.G. HERMAN
Image reconstruction from projections, The fundamentals of computerized tomography.
Academic Press, Inc. (London), 1980.
- [32] B.S. HOYLE
Process tomography using ultrasonic sensors.
Meas. Sci. Technol., Vol.7 pp.272-280, 1996
- [33] M.J. LIGTHILL
The fourth annual Fairy lecture : The propagation of sounds through moving fluids.
J. Sound and Vibration, Vol.24 n°4 pp.471-492, 1972
- [34] R. A. WILLIAMS, M. S. BECK
Process tomography. Principles, techniques and applications.
Butterworth Heinemann, 1995
- [35] W.M.D. WRIGHT, D.W. SCHINDEL, D. A. HUTCHINS, P.W. CARPENTER, D.P. JANSEN
Ultrasonic tomographic imaging of temperature and flows fields in gases using air-coupled capacitance transducers.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.104 n°6 pp.3446-3455, 1998
- [36] S.D. TSE, R.A. ANTHENIEN, A.C FERNANDEZ-PELLO, K. MIYASAKA
An application of ultrasonic tomographic imaging to study smoldering combustion.
Combustion and Flame, Vol.116 pp.120-135, 1999
- [37] J. WOLF
Investigation of bubbly flow by ultrasonic tomography.
Part. Part. Syst. Charact., Vol.5 pp.170-173, 1988
- [38] L.J. XU, L.A. XU
Gas/liquid two-phase flow regime identification by ultrasonic tomography.
Flow Meas. Instrum. Vol.8 n°3/4 pp.145-155, 1997
- [39] S. A. JOHNSON, J. F. GREENLEAF, M. TANAKA, G. FLANDRO
Reconstructing three-dimensional temperature and fluid velocity vector fields from acoustic transmission measurements.
ISA Transactions, Vol. 16 n°3 pp.3-15, 1977
- [40] H. BRAUN, A. HAUCK
Tomographic reconstruction of velocity vector fields.
IEEE Trans. Signal. Proc., vol. 39, N°2, pp.361-369, 1991.
- [41] K.I. KOMIYA, S. TEERAWATANACHAI
Ultrasonic tomography for visualizing the velocity profile of air flow.
Flow Meas. Instrum., Vol. 4, No. 2, pp.61-65, 1993.
- [42] J. DEMOLIS, J. ESCANDE, P. GAJAN, A. STRZELECKI
The use of ultrasonic tomography to characterize internal flows in pipes.
9th Int. Conf. on Flow Measurement, FLOMEKO'98, june 15-17 1998, Lund, Suède.

- [43] O. BARBARA
Etude de l'écoulement dans un coude : influence des caractéristiques de l'écoulement amont.
Thèse, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace de Toulouse, 1998.
- [44] J. ESCANDE, P. GAJAN, A. STRZELECKI
Flow simulation inside ultrasonic meters.
Rapport Technique ONERA, R.T. 5400.73/DMAE/Y, août 1999.
- [45] L. MALARD
Contribution à l'étude expérimentale des écoulements giratoires en conduite.
Thèse, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace de Toulouse, 1993.
- [46] R. W. MILLER
Flow measurement engineering handbook.
Mc Graw-Hill Book Company, 1983
- [47] H. J. DANE
Ultrasonic measurement of unsteady gas flow.
Flow Meas. Instrum. Vol.8 n°3/4 pp.183-190, 1997
- [48] J. ESCANDE, P. GAJAN, A. STRZELECKI
3D velocity profile reconstruction of gas flow in a pipe with ultrasonic tomography.
10th Int. Conf. on Flow Measurement, FLOMEKO'2000, june 4-8 2000, Salvador, Bahia, Brésil.
- [49] P. GAJAN, P. HEBRARD, P. MILLAN, A. GIOVANNINI, A. ISBER, A. STRZELECKI, P. TRICHET
Basic study on flow metering of fluids in pipes containing an orifice plate.
Rapport GRI, 92/0045, mars 1991.
- [50] G.F. HEWITT
Measurement of two phase flow parameters.
Academic Press Inc., Ltd, 1978.
- [51] D. BISSIERES, J.L. ESTIVALEZES, G. LAVERGNE, P. GAJAN, A. STRZELECKI
Comptage gaz en présence d'une phase liquide.
Rapport Technique ONERA, R.F. 1/2773.00 DMAE, janvier 1998.
- [52] R. DELETAIN, P. GAJAN, A. STRZELECKI, A. BONTEMPS
Comptage gaz en présence d'une phase condensée.
Rapport Technique ONERA, R.T. 1/5400.48-49 DMAEY, juin 1999.
- [53] A. FORTIER
Mécanique des suspensions.
Masson & Cie, 1967.
- [54] Hand book of multiphase metering
Norwegian society for oil and gas measurement.
NFOGM, Report n°1, 1995.
- [55] C. BOYER
Etude d'un procédé de mesures des débits d'un écoulement triphasique de type eau-huile-gaz.
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996.
- [56] A. STRZELECKI, P. GAJAN P., J.P. COUPUT, V. DE LA HARPE
Behaviour of venturi meters in two-phase flows.
10th Int. Conf. on Flow Measurement, FLOMEKO'2000, june 4-8 2000, Salvador, Bahia, Brésil.
- [57] R. HOCH, J.P. BERNARD, J. JACQUES
Acoustique Générale.
Cours de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 1978.

- [58] A. CARRERE
Thermodynamique Générale et Applications.
Cours de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 1997.
- [59] K. H. HERZFELD, T. A. LITOVITZ
Absorption and dispersion of ultrasonic waves.
Academic Press, New York and London, 1959.
- [60] L. LANDAU, E. LIFCHITZ
Mécanique des fluides.
Edition de Moscou, 1971.
- [61] A. LAMBERT, Y. PRALUS, J. RIVENEZ
Ultrasons- Propagation des ondes ultrasonores.
CETIM, Etablissement de Senlis, 1989.
- [62] A.D. PIERCE
Acoustics : an introduction to its physical principles and applications.
Mc Graw-Hill, New York, 1981.
- [63] M.J. CROCKER
Handbook of Acoustics.
John Wiley & Sons Inc, 1998.
- [64] R.C. REID, J.M. PRAUSNITZ, B.E. POLING
Properties of Gases and Liquids.
4th Edition, Mc Graw-Hill, New York, 1987.
- [65] C.L. MORFEY, G.P. HOWELL
Speed of sound in air as a function of frequency and humidity.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.68 n°5 pp.1525-1527, 1980.
- [66] G.S.K. WONG, T.F.W. EMBLETON
Experimental determination of the variation of specific heat ratio in air with humidity.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.77 n°2 pp.402-407, 1985.
- [67] Norme internationale ISO 9613-1
Acoustique – Atténuation du son lors de sa propagation à l'air libre.
Partie 1 : Calcul de l'absorption atmosphérique, 1993.
- [68] C.C. LEE, M. LAHHAM, B.G. MARTIN
Experimental verification of the Kramers-Kronig relationship for acoustic waves.
IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol.37 n°4, pp. 286-294, 1990.
- [69] A. MUENSTER
Theory of the liquid state, in A. van Itterbeek.
Ed. Physics of High Pressures and the Condensed Phase, North-Holland, Amsterdam, 1965.
- [70] M. CHAVEZ, V. SOSA, R. TSUMURA
Speed of sound in pure water.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.77 pp.420-423, 1985.
- [71] W.D. WILSON
Speed of sound in distilled water as function of temperature and pressure.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.31 n°8 pp.1067-1072, 1959.
- [72] L.W. ANSON, R.C. CHIVERS
Thermal effects in the attenuation of ultrasound in dilute suspensions for low values of acoustic radius. *Ultrasonics*, Vol.28 pp.16-26, 1990.

- [73] W. SCHAAFFS
Numerical data and functional relationships in science and technology.
Group 2, vol.5, Molecular acoustics, Springer, 1963.
- [74] R.J. URICK
A sound velocity method for determining the compressibility of finely divided substance.
J. Appl. Phys., Vol.18 pp.983-987, 1947.
- [75] A.H. HARKER, J.A.G. TEMPLE
Velocity and attenuation of ultrasound in suspensions of particles in fluids.
J. Phys. D : App. Phys., 21, pp.1576-1588, 1988.
- [76] R.C. GIBSON, M.N. TOKSOZ
Viscous attenuation of acoustic waves in suspension.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.85 n°5 pp.1925-1934, 1989.
- [77] L.D. HAMPTON
Acoustic properties of sediments.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.42 n°4 pp.882-890, 1967.
- [78] O. GERARD
Propagation acoustique dans un milieu diphasique : eau-bulles d'air.
Thèse, Université d'Aix-Marseille II, 1991.
- [79] E.E. MICHAELIDES, K.L. ZISSIS
Velocity of sound in two-phase mixtures.
Int. J. Heat & Fluid Flow, Vol.4 n°2 pp.79-84, 1983.
- [80] M. E. ETCHARREN
Etude de faisabilité d'un débitmètre ultrasonore adapté au transport industriel du gaz naturel.
Thèse, Université de Bordeaux I, 1989.
- [81] H. LAMB
Hydrodynamics.
6th Ed., Cambridge Univ. Press, London, 1932.
- [82] M. MINNAERT
On musical air bubbles and the sounds of running water.
Philosophical magazine, Vol.16 pp.235-248, 1933.
- [83] G. HETSRONI
Handbook of multiphase systems.
Mc Graw-Hill Book Company, 1982.
- [84] A. ISHIMARU
Wave propagation and scattering in random media.
Volume 1- Single scattering and transport theory, Academic Press, 1978.
- [85] S. J. KOLPATZIK, A. SCHMÜCKER
Numerical simulation of acoustic signal propagation in ultrasonic flowmeters.
International Gas Research Conference, pp.250-260, San Diego, USA, November 8-11, 1998.
- [86] F.M. WIENER
Sound propagation over ocean waters in fog.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.3 n°9 pp.1200-1205, 1961.
- [87] V.E. OSTAVECH, V. MELLERT, F. GERDES
Propagation of sound in a turbulent medium. I- Plane waves.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.102 n°5 pp.2561-2570, 1997.

- [88] N. LUPOGLAZOFF
Instabilités hautes fréquences. TOME II. Ecoulements diphasiques et amortissements d'ondes acoustiques par particules.
Rapport technique ONERA n°56/3725 EY, 1989.
- [89] J.F. VIREPINTE
Etude du comportement dynamique et thermique de gouttes en régime d'interaction dans le cas de jets rectilignes.
Thèse, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace de Toulouse, 1999.
- [90] S. TEMKIN, R. A. DOBBINS
Measurements of attenuation and dispersion of sound by an aerosol.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.40 n°5 pp.1016-1024, 1966.
- [91] R.J. URICK
The absorption of sound in suspensions of irregular particles
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.20 n°3 pp.283-289, 1948.
- [92] P.S. EPSTEIN, R.R. CAHART
The absorption of sound in suspensions and emulsions I. Water fog in air.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.25 n°3 pp.553-565, 1953.
- [93] J.R. ALLEGRA, S.A. HAWLEY
Attenuation of sound in suspensions and emulsions.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.51 n°5 pp. 1545-1564, 1971.
- [94] J.C.F. CHOW
Attenuation of acoustic waves in dilute emulsions and suspensions.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.36 n°12 pp.2395-2401, 1964.
- [95] P.M. MORSE, K.U. INGARD
Theoretical Acoustics.
Mc Graw-Hill Book Company, 1968.
- [96] P. M. MORSE, H. FESHBACH
Methods of theoretical physics.
Mc Graw-Hill Book Company, 1953.
- [97] A.T. SHIH, C.M. MEGARIDIS
Thermocapillary flow effects on convective droplet evaporation.
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.39 n°2 pp.247-252, 1996
- [98] J. M. DELHAYE
Conditions d'interface et sources d'entropie dans les systèmes diphasiques.
Rapport CEA-R-4562, 1974.
- [99] M. VAN DYKE
Perturbation methods in fluid mechanics.
Pub. The Parabolic Press, Stanford, California, 1975.
- [100] P.C. WATERMAN, R. TRUJELL
Multiple scattering of waves.
Journal of Mathematical Physics, 1961.
- [101] P. LLOYD, M.V. BERRY
Wave propagation through an assembly of spheres.
Proc. Phys. Soc., Vol.91, pp.678-688, 1967.

- [102] V.K. VARADAN, V.N. BRINGI, V.V. VARADAN, Y. MA
Coherent attenuation of acoustic waves by pair-correlated random distribution of scatterers with
inform and Gaussian size distribution.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.73 n°6 pp.1941-1947, 1983.
- [103] S. TEMKIN, R.A. DOBBINS
Attenuation and dispersion of sound by particulate-relaxation processes.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.40 n°2 pp.317-324, 1966.
- [104] C.M. ATKINSON, H.K. KYTOMÄÄ
Acoustic waves speed and attenuation in suspensions.
Int. J. Multiphase Flow, Vol.18, n°4, pp.577-592, 1992.
- [105] N.A. GUMEROV, A.I. IVANDAEV, R.I. NIGMATULIN
Sound waves in monodisperse gas-disperse gas-particle or vapourdroplet mixtures.
J. Fluid Mech., Vol.193, pp.53-74, 1988.
- [106] E. DODEMAND
Comportement d'une suspension en présence d'ondes acoustiques et de tourbillons.
Thèse, Université de Valenciennes, 1994.
- [107] P. KUENTZMANN
Aérothermochimie des suspensions.
Mémoires de sciences physiques, fascicule 72, Gauthier-Villars Editeur, 1973.
- [108] J. DUPAYS
Contribution à l'étude du rôle de la phase condensée dans la stabilité d'un propulseur à propergol
solide pour lanceur spatial.
Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1996.
- [109] S. TEMKIN
Sound propagation in dilute suspensions of rigid particles.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.103 n°2 pp.838-849, 1998.
- [110] E. DODEMAND, R. PRUD'HOMME, P. KUENTZMANN
Influence of unsteady forces acting on a particle in suspension : application to the sound
propagation.
Int. J. Multiphase Flow, Vol.21, n°1, pp.27-51, 1995.
- [111] H. LEMONNIER, C. BOYER
Phase fraction determination in three-phase dispersed flows by using ultrasonic methods.
Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98, Lyon, France, June 8-12, 1998.
- [112] V. O. KNUDSEN, J. V. WILSON, N. S. ANDERSON
The attenuation of audible sound in fog and smoke.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.20 pp.849-857, 1948.
- [113] J.W. ZINK, L.P. DELSASSO
Attenuation and dispersion of sound by solid particles suspended in a gas.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.30 pp.765-771, 1958.
- [114] S. H. O. MOSS, K. ATTENBOROUGH
Measurements of the narrow-band decay rates of a gas/particle suspension confined in a cylindrical
tube : Relationship to particle concentration.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.100 n°4 pp.1992-2001, 1996.
- [115] J. E. COLE, R. A. DOBBINS
Measurements of the attenuation of sound by a warm air fog.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.28 pp.202-209, 1970.

- [116] J. E. COLE, R. A. DOBBINS
Propagation of sound through atmospheric fog.
J. of the Atmospheric Sciences, Vol.27 pp.426-434, 1970.
- [117] D.A. GUBAIDULLIN, R.I. NIGMATULIN
On the theory of acoustic waves in polydispersed gas-vapor droplet suspensions
Int. J. Multiphase Flow, Vol.26, pp.207-228, 2000.
- [118] G. LAVERGNE, P. TRICHET, D. BISSIERES, H. CARENTZ, R. GROHENS
Notes de cours sur les écoulements diphasiques. *ENSAE*, 1998.
- [119] C. CROWE, M. SOMMERFELD, Y. TSUJI
Multiphase flows with droplets and particles.
CRC Press, 1998.
- [120] B. ZAMUNER
Etude expérimentale et numérique du brouillard en combustion issu d'un injecteur coaxial liquide-gaz. *Thèse*, Ecole Centrale Paris, 1995.
- [121] R. CLIFT, J.R. GRACE, M.E. WEBER
Bubbles, drops and particles.
Academic Press, 1978.
- [122] I.F. MURRAY, S.D. HEISTER
On a droplet's response to acoustic excitation.
Int. J. Multiphase Flow, Vol.25, pp.531-550, 1999.
- [123] A.L. YARIN, D.A. WEISS
Acoustically levitated drops : ultrasound and drop dynamics on and off resonance.
Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98, Lyon, France, June 8-12, 1998.
- [124] D. SINDAYIHEBURA, L. BOLLE
Ultrasonic atomization of liquids
ICLASS-'94, Rouen, France, 1994.
- [125] J. COUSIN, C. DUMOUCHEL
Characterization of sprays produced by low frequency ultrasonic atomizers.
ICLASS-'97, Tokyo, Japon, 1997.
- [126] S.D. DANILOV, M.A. MIRONOV
Breakup of a droplet in a high-intensity sound field.
J. Acoust. Soc. Of Am., Vol.92 n°5 pp.2747-2755, 1992.
- [127] O.V. ABRAMOV, Y.Y. BORISOV, R.A. OGANYAN
Critical pressure in the acoustic atomization of liquids.
Sov. Phys. Acoust. Flow, Vol.33, pp.339-341, 1987.
- [128] H.K. KYTÖMAA
Theory of sound propagation in suspensions : a guide to particle size and concentration characterization. *Powder Technology*, Vol.82, pp.115-121, 1995.
- [129] R. BOUCHER
Contribution à l'étude des ultrasons aériens : production et applications.
Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air, 1958
- [130] J.N. LEVINE, F.E.C. CULICK
Nonlinear analysis of solid rocket combustion instability -Volume 1
AFRPLTR-74-45, NTIS, 1974.

- [131] G.J. STOBIE, K. ZANKER
Ultrasonic meter : in-situ skid mounted flow testing.
13th Int. North Sea Flow Measurement Workshop, october 23-26 1995, Lillehammer, Norvège.
- [132] J.P. COUPUT, P. GAJAN, V. DE LA HARPE, A. STRZELECKI
Wet gas metering in the upstream area : needs, applications and developments.
18th Int. North Sea Flow Measurement Workshop, october 24-27 2000, Ecosse.
- [133] M. BORN, E. WOLF
Principles of optics electromagnetic. Theory of propagation interference and diffraction of light.
Pergamon Press, 1993.
- [134] A. STRZELECKI, P. GAJAN
Comptage gaz en présence d'une phase liquide.
Rapport Technique ONERA, R.F. 2/01631-01F DMAE, mai 2000.
- [135] A. BONTEMPS, A. STRZELECKI, P. GAJAN
Etude du conditionneur LAWS V & T en écoulement perturbé.
Rapport Technique ONERA, n° 2/2749.00 DMAE, novembre 1997.
- [136] R. DELETAIN, F. BISMES, P. GAJAN, A. STRZELECKI
Caractérisation d'injecteur liquide par visualisation et granulométrie.
8^{ème} coll. nat. de visu. et de trait. d'images en mécanique des fluides, FLUVISU 99, 1-4 juin 1999.
- [137] A. RAMOND
Traitement des signaux fournis par un vélocimètre laser – Application à la caractérisation d'écoulements turbulents.
Thèse, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace de Toulouse, 2000.
- [138] W.D. BACHALO, M.J. HOUSER
Phase/Doppler spray analyser for simultaneous measurements of drop size and velocity distribution.
Optic. Eng., Vol.23 n°5 pp.583-590, 1984.
- [139] I. LADABAUM, X. C. JIN, B. T. KHURI-YAKUB
Miniature drumheads : microfabricated ultrasonic transducers.
Ultrasonics, Vol.36, pp.25-29, 1998.
- [140] N.B. VARGAFTIK
Tables on the thermophysical properties of liquids and gases.
Hemisphere Publishing Corp., 1975.
- [141] R.H. PERRY, D. GREEN
Perry's chemical engineers' handbook.
Mc Graw Hill, 1984.
- [142] J. TAINE, J.P. PETIT
Transferts thermiques. Mécanique des fluides anisothermes.
Dunod, 1995.
- [143] R. C. WEAST
Handbook of chemistry and physics.
CRC Edition, 1970.
- [144] J. RADON
Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte langs gewisser Mannigfaltigkeiten.
Ber. Veb. Saechs Akad. Wiss., Leipzig, Math. Phys. Kl. 69, pp.262-277, 1917.

Titre :

CARACTERISATION D'UN ECOULEMENT DE GAZ SEC OU DE GAZ HUMIDE EN CONDUITE A L'AIDE DE TECHNIQUES ULTRASONORES

Résumé :

La première partie de la thèse concerne les écoulements de gaz sec et poursuit un travail d'une première thèse (*Demolis, 1997*) sur le développement d'un système de tomographie ultrasonore. Au-delà des possibilités d'un simple débitmètre, la tomographie ultrasonore permet de reconstituer le champ dynamique tridimensionnel d'un écoulement dans une section de conduite cylindrique. Les différences de temps de vol des ondes ultrasonores mesurées entre capteurs disposés autour de la conduite sont utilisées dans un algorithme algébrique itératif afin de remonter aux trois composantes de la vitesse. Cette méthode a été testée avec succès pour mesurer le champ de vitesse 3D d'écoulements d'air calibrés. L'information globale sur le champ dynamique obtenue dans toute une section de conduite donne la possibilité de déterminer les perturbations du profil de vitesse (taux de dissymétrie, intensité de la rotation de l'écoulement). Ce système de mesure non intrusif constitue donc un outil de diagnostic d'écoulement.

Une seconde partie a consisté à appliquer des techniques ultrasonores dans le but de caractériser les écoulements diphasiques de gaz humide en conduite (écoulements de type brouillard avec une fraction volumique liquide faible), écoulements présents en sortie de puits d'exploitation du gaz naturel. Une recherche bibliographique a permis d'étudier des modèles de propagation des ondes ultrasonores à travers un milieu diphasique dispersé. Dans la littérature, ces modèles sont développés pour des suspensions de particules solides dans un liquide ou pour des écoulements à bulles. Nous les avons étendus aux écoulements de gaz humide en les validant expérimentalement. A l'aide de ces modèles, les mesures de la vitesse du son et de l'atténuation des ultrasons (avec une méthode multi-fréquence) à travers ce brouillard en écoulement permettent de déduire les valeurs moyennes du titre (fraction liquide) et de la taille des gouttelettes dans l'écoulement diphasique.

Mots clés : Tomographie ultrasonore, écoulements de gaz en conduite, champ de vitesse tridimensionnel, temps de transit, algorithme de reconstruction, modèles de propagation des ultrasons à travers un milieu dispersé, caractérisation par ultrasons, écoulements diphasiques, taille de gouttes, titre liquide.

Title :

CHARACTERIZATION OF A DRY OR WET GAS FLOW IN A PIPE WITH ULTRASONIC TECHNIQUES

Abstract :

The first part of the thesis deals with gas flows and corresponds to the continuation of a past thesis (*Demolis, 1997*) about the development of an ultrasonic tomography device. Beyond possibilities of simple flowmeters, ultrasonic tomography allows to reconstruct the three-dimensional velocity field over a circular pipe cross section. The differences of transit times between transducers distributed around the pipe are used in an iterative algebraic reconstruction algorithm in order to reconstruct the three velocity components. This experimental method has been tested successfully to quantify the 3D velocity field of various flows (fully developed, asymmetric and swirling air flows). The ultrasonic tomography is a non-intrusive technique and the complete device is a diagnostic tool of a dry gas flow in a pipe.

The second part consists in applying ultrasonic techniques in order to characterize wet gas flows (multiphase flows in mist regime and composed of a weak fraction of liquid in the gas). We can find this type of flow in the oil and gas production upstream area. A bibliographical research allows studying the theoretical propagation of ultrasonic waves through a dispersed medium. In the literature, the resulting models are generally developed for solid particles suspended in a liquid or bubbles flows. In this work, we have extended the theory to wet gas flows and validated it experimentally. By using these models, the measurements of the velocity of sound and the absorption of ultrasounds through the wet gas (with a multi-frequency method) permit to determine the mean liquid fraction and the droplet size in the multiphase dispersed flow in a pipe.

Keywords : Ultrasonic tomography, gas flow in pipe, three-dimensional velocity profile, transit time, algorithm of reconstruction, models of ultrasonic propagation in a dispersed medium, ultrasonic characterization of a wet gas flow, droplets size, fraction of liquid in the gas.

Specialty: Fluid Mechanics