

THÈSE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir

le titre de DOCTEUR

SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Christophe DURANT

ETUDE EXPÉRIMENTALE DE L'EXCITATION ET DE LA RÉPONSE VIBROACOUSTIQUE D'UNE CONDUITE SOLLICITÉE PAR UN ÉCOULEMENT INTERNE.

Soutenue le 13 Juillet 1999 devant la Commission d'Examen

JURY

Mr	P. FILIPPI (Rapporteur)
Mr	J.L. GUYADER
Mr	D. JUVÉ
Mr	C. LESUEUR (Rapporteur)
Mr	P.O. MATTEI
Mr	G. ROBERT
Mr	J. SABOT

THÈSE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir

le titre de DOCTEUR

SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Christophe DURANT

ETUDE EXPÉRIMENTALE DE L'EXCITATION ET DE LA RÉPONSE VIBROACOUSTIQUE D'UNE CONDUITE SOLLICITÉE PAR UN ÉCOULEMENT INTERNE.

Soutenue le 13 Juillet 1999 devant la Commission d'Examen

JURY

Mr	P. FILIPPI (Rapporteur)
Mr	J.L. GUYADER
Mr	D. JUVÉ
Mr	C. LESUEUR (Rapporteur)
Mr	P.O. MATTEI
Mr	G. ROBERT
Mr	J. SABOT



- 1 -

ECOLE CENTRALE DE LYON
LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES
 Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)
 MISE A JOUR du 22.12.1998

 Directeur : Etienne PASCAUD
 Directeur Adjoint - Directeur des Etudes: Léo VINCENT
 Directeur Administration de la Recherche : Francis LEBOEUF

LABORATOIRE	NOM-PRENOM	GRADE
CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON : CEGELY UPRESA 5005	AURIOL Philippe NICOLAS Alain THOMAS Gérard BEROUAL Abderrahmane CLERC Guy KRAHENBUHL Laurent NICOLAS Laurent	PROFESSEUR ECL --- --- MAITRE DE CONFERENCES ECL --- DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS CHARGE DE RECHERCHE CNRS
EQUIPE ANALYSE NUMERIQUE LYON-ST ETIENNE UMR 5585	CHEN Liming MARION Martine MAITRE Jean-François MOUSSAOUI Mohand Arezki MUSY François	PROFESSEUR ECL --- --- --- MAITRE DE CONFERENCES ECL
ICTT	DAVID Bertrand KOULOUMDJIAN M. France	PROFESSEUR ECL PROFESSEUR LYON I
INGENIERIE ET FONCTIONNALISATION DES SURFACES IFOS UMR 5621	CHAUVET Jean- Paul GUIRALDENQ Pierre MARTELET Claude MARTIN Jean-René TREHEUX Daniel VANNES Bernard VINCENT Léo CHOVELON Jean-Marc LANGLADE-BOMBA Cécile NGUYEN Du SALVIA Michelle STREMSDOERFER Guy HERRMANN Jean-Marie JAFFREZIC Nicole PICHAT Pierre SOUTEYRAND Elyane	PROFESSEUR ECL --- --- --- --- --- --- --- MAITRE DE CONFERENCES ECL --- --- --- --- DIRECTEUR RECHERCHE CNRS --- --- CHARGE DE RECHERCHE CNRS

ECOLE CENTRALE DE LYON
LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES
 Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)
 MISE A JOUR du 22.12.1998

LABORATOIRE	NOM-PRENOM	GRADE
LABORATOIRE ELECTRONIQUE, AUTOMATIQUE ET MESURES ELECTRIQUES : LEAME UMR 5512	BLANCHET Robert	PROFESSEUR ECL
	JOSEPH Jacques	---
	LE HELLEY Michel	---
	PORTE Louis	---
	GAGNAIRE Alain	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	HELLOUIN Yves	---
	ROBACH Yves	---
	GARRIGUES Michel	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	HOLLINGER Guy	---
	KRAWCZYK Stanislas	---
	VIKTOROVITCH Pierre	---
	GRENET Geneviève	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	GENDRY Michel	---
TARDY Jacques	---	
LABORATOIRE DE TRIBOLOGIE ET DYNAMIQUE DES SYSTEMES : LTDS UMR 5513	CAMBOU Bernard	PROFESSEUR ECL
	GEORGES Jean-Marie	---
	JEZEQUEL Louis	---
	SABOT Jean	---
	MARTIN Jean-Michel	---
	SIDOROFF François	---
	DONNET Christophe	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	PONSONNET Laurence	---
	MATHIA Thomas	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	KAPSA Philippe	---
	LOUBET Jean-Luc	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	MAZUYER Denis	---
	LOPEZ Jacques	MAITRE DE CONFERENCES UCB
MIDOL Alain	---	
ROUSSEAU Jacques	PROFESSEUR ENISE	

ECOLE CENTRALE DE LYON
LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES
 Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)
 MISE A JOUR du 22.12.1998

- 3 -

LABORATOIRE	NOM - PRENOM	GRADE
LABORATOIRE DE MECANIQUE DES FLUIDES ET ACOUSTIQUE LMFA UMR 5509	MATHIEU Jean	PROFESSEUR EMERITE
	ARQUES Philippe	PROFESSEUR ECL
	BRUN Maurice	--
	CHAMPOUSSIN Jean-Claude	--
	COMTE-BELLOT Geneviève	--
	JEANDEL Denis	--
	JUVÉ Daniel	--
	LEBOEUF Francis	--
	PERKINS Richard	--
	ROGER Michel	--
	SCOTT Jean	--
	GALLAND Marie-annick	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	BATAILLE Jean	PROFESSEUR LYON I
	BUFFAT Marc	--
	GAY Bernard	--
	GENCE Jean-Noël	--
	LANCE Michel	--
	SUNYACH Michel	--
	BEN HADID Hamda	MAITRE DE CONFERENCES LYON I
	HAMADICHE Mahmoud	--
	MOREL Robert	PROFESSEUR INSA
	BERTOGLIO Jean-Pierre	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	BLANC-BENON Philippe	--
CAMBON Claude	--	
ESCUDIÉ DANY	CHARGE DE RECHERCHE CNRS	
FERRAND Pascal	--	
HENRY Daniel	--	
LE PENVEN Lionel	--	
GSI	AIT EL HADJ Smaïl	PROFESSEUR ECL

Remerciements

Cette thèse compte 161 pages mais celle-ci est peut-être la plus difficile à écrire. Comment remercier en quelques mots tous ceux qui ont participé de près ou de loin à ce travail et surtout comment faire pour ne pas en oublier ? Cela demanderait quasiment une autre thèse... Je vais donc essayer de faire au mieux.

Honneur à mon directeur de thèse, Monsieur Gilles ROBERT, pour lequel peu de mots suffiront car nous savons tous les deux ce que je lui dois.

Je tiens à remercier Monsieur le professeur D. JUVÉ, Directeur du Département de Mécanique des Fluides, Acoustique et Energétique de l'Ecole Centrale de Lyon, pour m'avoir accueilli dans son équipe pendant ces trois années.

Je remercie tout particulièrement Monsieur P. FILIPPI, Directeur de Recherches CNRS au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille, et Monsieur C. LESUEUR, Professeur à l'Institut Supérieur de l'Automobile et des Transports de Nevers, pour m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteurs de cette thèse.

J'exprime également ma gratitude à Monsieur J. SABOT, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, pour sa disponibilité et ses précieux conseils. C'est réellement un grand plaisir pour moi qu'il ait accepté de présider ce jury.

Cette thèse a été soutenue par le GDR Vibroacoustique 1138 du CNRS qui a favorisé la collaboration avec le Laboratoire de Vibration et d'Acoustique de l'INSA de Lyon et le Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille. A ce titre, je tiens à remercier le Professeur J.L. GUYADER pour sa participation au jury ainsi que Monsieur B. LAULAGNET pour son aide en début de thèse. Par ailleurs, je ne saurais oublier Monsieur P.O. MATTEI avec qui la collaboration a été très efficace et très agréable notamment grâce à son ouverture d'esprit qui a mis ses qualités de numéricien au service de cette thèse.

Ma gratitude s'adresse également à Monsieur J.P. FAVERGER qui a pris une part prépondérante dans la conception et la réalisation du moyen d'essai.

Jusque là, je ne pense pas avoir oublié quelqu'un mais le plus dur reste à venir ! Ils sont en effet nombreux ceux qui, dans ce travail, ont joué un rôle certes pas toujours scientifique mais oh combien nécessaire. Qu'ils soient de mon bureau, du laboratoire, des laboratoires voisins ou de plus loin encore, j'aimerais qu'en lisant ces lignes ils se reconnaissent et qu'il m'excuse de ne pas tous les citer. Merci les amis.

Ce sont plus que des remerciements que je dois adresser à mon amie, Sophie, qui m'a soutenu et supporté (dans les deux sens du terme) surtout dans les derniers mois. Qu'elle trouve ici une marque de ma reconnaissance.

Enfin, je voudrais dédier cette thèse à mes parents et à ma sœur qui, même s'ils ont suivi mon travail de loin, ont su se montrer présents et attentifs.

Résumé

Dans ce travail, nous nous intéressons au problème de la réponse vibratoire et du rayonnement acoustique des structures sollicitées par des écoulements turbulents. Ces problèmes d'interaction fluide-structure demeurent une préoccupation dans le secteur des transports à grande vitesse (confort acoustique des passagers) mais aussi dans le domaine de la production d'énergie nucléaire (exigence de sûreté). L'objectif à longs termes serait de pouvoir prédire numériquement la réponse d'une structure connaissant les caractéristiques de l'excitation induite par l'écoulement. Notre travail s'inscrit dans cette démarche.

L'étude des problèmes d'interaction fluide-structure est délicate compte tenu des différentes disciplines scientifiques qu'elle fait intervenir (mécanique des fluides, mécanique des vibrations, acoustique). Nous avons donc choisi d'étudier une configuration élémentaire permettant d'avoir accès aux différents paramètres du problème : excitation, vibration et acoustique. Cette configuration est celle d'une conduite cylindrique sollicitée par un écoulement interne pleinement développé. Avec ce dispositif, nous nous sommes fixé deux objectifs : en premier, analyser les différents mécanismes qui conduisent à la réponse acoustique de la conduite et, en second, créer une base de données complète qui puisse être utilisée pour caler des codes de prédictions.

Pour assurer la validité et la qualité de la base de données, nous portons un grand soin à la conception et à la réalisation du moyen d'essai. La zone de mesures se situe ainsi à 45 diamètres de l'extrémité amont de la conduite pour obtenir un écoulement pleinement développé (vitesse maximale : 130 m/s), ceci est confirmé par des mesures de profils de vitesse et d'évolution longitudinale de la pression statique. De son côté, la coque de diamètre 0,125 m, de longueur 0,46 m et d'épaisseur 0,5 mm dont nous mesurons la réponse vibroacoustique est contrôlée via une analyse modale.

Une attention particulière est portée sur l'aspect excitation tant du point de vue mesure que traitement. La pression pariétale induite par l'écoulement est mesurée par un réseau de microphones montés affleurant à la paroi interne de la conduite. Les résultats obtenus sont alors traités pour éliminer la contribution acoustique en basses fréquences et corriger la perte de résolution spatiale en hautes fréquences. Trois techniques dites de décontamination acoustique sont détaillées et testées, cette partie constitue une originalité de notre travail notamment pour ce qui est des résultats sur la densité interspectrale. Toutes les données relatives au champ de pression pariétale permettent d'alimenter un modèle traduisant le comportement fréquentiel et spatial du champ excitateur. Ce modèle est à son tour implanté dans un code de calcul développé au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille et différentes simulations montrent l'importance de la vitesse de convection sur les prédictions.

Pour compléter la base de données, la réponse vibratoire de la coque soumise à l'écoulement est mesurée à l'aide d'un vibromètre laser, de même son rayonnement acoustique est mesuré au moyen de microphones et d'une sonde intensimétrique. Ces réponses font apparaître un comportement modale clairement identifié jusqu'à 1600 Hz. Leur évolution avec la vitesse d'écoulement suit une loi puissance en $U_0^{3,2}$.

Abstract

In this study, we focus on flow induced vibration and noise phenomena. This type of fluid-structure interaction problem concerns mainly high speed transports (acoustic comfort) and nuclear power production (security). Long-dated, the global aim is the possibility to predict the vibroacoustic response of a structure knowing the characteristics of the flow excitation. Our work is in keeping with this general pattern.

The study of such phenomena is difficult because it includes several scientific branches as fluid mechanics, vibration mechanics and acoustic. Therefore, we chose to consider a simple configuration allowing to have access to the different parameters : excitation, vibration and acoustic. So, our experimental study considers the vibroacoustic response of a pipe excited by a fully developed internal flow. The aims of our work are (i) the understanding of the mechanism leading to the response of the pipe and (ii) the creation of a data bank usable for numerical predictions.

To insure the validity and the quality of our data bank, we take special care of the conception and the realization of the pipe rig facility which was mounted in anechoic wind tunnel of the LMFA. So, the test section is located 45 diameters from the upstream end of the pipe to achieve a fully developed flow. This characteristic is confirmed owing to velocity profiles and static pressure measurements up to a maximal centerline flow velocity of 130 m/s. Moreover, the 0.125 m diameter, 0.46 m long and 0.5 mm thickness shell which we measure the vibroacoustic response is controlled with a modal analysis.

We turn one's attention to the characterization of the excitation induced by the flow. The wall pressure field is measured with an array of flush-mounted microphones. Then, the results are treated to cancel the acoustic contribution in the low frequency range and to correct the loss of spatial resolution for higher frequencies. Three noise cancellation techniques are detailed and tested. This point represents an original part of our work, especially its extension to the cross-spectral density of the wall pressure field. All the data on the wall pressure field are regrouped in a model of excitation traducing its frequential and spatial behavior. Then, this model is introduced in numerical calculation developed by the Mechanics and Acoustic Laboratory of Marseille. Several simulations show the importance of the convection velocity on the predictions.

To complete the data bank, the vibration response of the pipe excited by the flow is measured with a laser vibrometer and the acoustic radiation is measured with microphones and an intensity probe. These responses exhibit a modal behavior identified up to 1600 Hz and follow a power law $U_0^{3,2}$ with the flow velocity.

Sommaire

Introduction	13
1 Configuration expérimentale et techniques d'acquisition	17
1.1 Dimensionnement de la coque	18
1.1.1 Détermination du diamètre	18
1.1.2 Détermination de la longueur	19
1.1.3 Détermination de l'épaisseur	19
1.2 Description de l'installation	20
1.2.1 La soufflerie anéchoïque	20
1.2.2 La conduite	20
1.2.3 La coque	23
1.2.4 Le tronçon instrumenté	24
1.3 Capteurs et étalonnage des chaînes de mesure	27
1.3.1 La mesure des profils de vitesse aérodynamique	27
1.3.2 La mesure de pression pariétale	27
1.3.3 La mesure de réponse vibratoire	28
1.3.4 La mesure de rayonnement acoustique	29
1.4 Traitement des signaux	30
1.4.1 Acquisition	30
1.4.2 Estimation des erreurs	31
2 Caractérisation de l'installation	35
2.1 Caractéristiques aérodynamiques	36
2.1.1 Profils de vitesse moyenne	36
2.1.2 Evolution de la pression statique	38
2.1.3 Caractéristiques turbulentes	42
2.2 Hypothèse de non influence des vibrations sur l'écoulement	42
2.3 Caractéristiques vibratoires	43
2.3.1 Caractéristiques modales de la coque	43
2.3.2 Isolation vibratoire de la coque	45
2.4 Caractéristiques acoustiques	47
2.5 Conclusion	48

3	Etude du champ de pression pariétale induit par l'écoulement turbulent interne pleinement développé	49
3.1	Analyse des mesures brutes	50
3.1.1	Densité spectrale des fluctuations de pression pariétale	50
	Contenu fréquentiel	50
	Identification de la composante <i>acoustique</i>	51
	Evolution de la densité spectrale avec la vitesse d'écoulement	52
3.1.2	Densité interspectrale des fluctuations de pression pariétale	53
	Fonction de cohérence	54
	Vitesse de phase	56
3.1.3	Conclusion	57
3.2	Techniques de <i>décontamination acoustique</i>	57
3.2.1	Présentation des techniques de <i>décontamination acoustique</i>	58
	Traitement par COP (<i>Coherent Output Power</i>)	58
	Traitement par soustraction temporelle	59
	Autres traitements	62
3.2.2	Résultats de la <i>décontamination acoustique</i> pour la densité spectrale	62
	Implantation circonférentielle	62
	Implantation longitudinale	67
3.2.3	Résultats de la <i>décontamination acoustique</i> pour la densité interspectrale	69
	Implantation circonférentielle	71
	Implantation longitudinale	72
3.2.4	Conclusion	73
3.3	Analyse des mesures après décontamination	74
3.3.1	Densité spectrale des fluctuations du champ de pression pariétale	74
3.3.2	Densité interspectrale des fluctuations du champ de pression pariétale	82
	Fonction de cohérence	82
	Vitesse de convection	86
3.3.3	Conclusion	88
3.4	Utilisation du modèle de densité interspectrale $\Phi_p(\xi, \eta, f)$ pour les simulations numériques	89
3.4.1	Validité du code	89
3.4.2	Influence des paramètres du modèle d'excitation sur la réponse vibratoire	90
	Influence de la densité spectrale $\Phi_p(f)$	91
	Influence de la longueur de corrélation longitudinale $L_\xi(f)$	91
	Influence de la longueur de corrélation circonférentielle $L_\eta(f)$	92
	Influence de la vitesse de convection $U_c(f)$	93
3.4.3	Conclusion	93
3.5	Conclusion	95

4	Analyse de la réponse vibroacoustique de la coque sollicitée par l'écoulement	97
4.1	La coque et ses mécanismes de réponse	98
4.1.1	Courbes de dispersion et fréquences caractéristiques	98
4.1.2	Mécanismes de réponse de la coque sollicitée par l'écoulement	100
	Réponse vibratoire	101
	Réponse acoustique	104
4.2	La réponse vibratoire	106
4.2.1	Description de la réponse vibratoire pour $U_o=100$ m/s	107
	Comportement fréquentiel	107
	Comportement spatial	108
4.2.2	Evolution de la réponse vibratoire avec la vitesse d'écoulement	109
4.3	La réponse acoustique	112
4.3.1	Description de la réponse acoustique pour $U_o=100$ m/s	112
	Comportement fréquentiel	112
	Comportement spatial	116
4.3.2	Evolution de la réponse acoustique avec la vitesse d'écoulement	121
4.4	Puissance acoustique et facteur de rayonnement	123
4.5	Conclusion	125
	Conclusion	127
	Annexes	129
A	La mesure de pression pariétale	129
A.1	Choix du montage	129
A.2	Intégration spatiale	131
A.2.1	Théorie de CORCOS	132
A.2.2	Application de la théorie de CORCOS	135
A.2.3	Limitations de la théorie de CORCOS	138
A.2.4	Autre Méthode	138
A.2.5	Conclusion	139
A.3	Affleurement et effet de sillage	140
B	Etalonnage acoustique d'un réseau de capteurs de pression pariétale	143
B.1	Principe	143
B.2	Emission acoustique et acquisition	143
B.3	Etalonnage en implantation circonférentielle	145
B.4	Etalonnage en implantation longitudinale	146
B.5	Conclusion	147
C	Eléments de développement théorique pour le calcul de la réponse vibroacoustique de la coque	149
C.1	Equations du problème	149

C.2	Réponse de la coque à l'excitation turbulente	150
C.3	Méthode d'équation intégrale de frontière pour la résolution du problème déterministe en régime harmonique	150
C.4	Résolution numérique des équations intégrales	151
D	Paramétrage et synthèse des acquisitions de réponse vibroacoustique	153
D.1	Définition du paramétrage et du maillage	153
D.2	Synthèse des acquisitions de réponse vibroacoustique	153
	Bibliographie	157

Liste des figures

1.1	Vue aval de la conduite et du système de baffles.	21
1.2	Dessin d'ensemble de la conduite (dimensions en mm).	22
1.3	Vue de la coque insérée dans la conduite.	23
1.4	Dessin d'ensemble du tronçon instrumenté (dimensions en mm).	25
1.5	Implantation circumférentielle des microphones dans le tronçon instrumenté.	26
1.6	Vue du chariot de déplacement du fil chaud et du pitot d'étalonnage.	26
1.7	Vue du fil chaud et du tube de pitot.	27
1.8	Vue du vibromètre laser pointant sur la coque.	29
1.9	Schéma du dispositif de mesure par vibromètre à laser.	29
1.10	Vue du dispositif de mesure de pression acoustique rayonnée.	30
2.1	Profils de vitesse moyenne adimensionnalisée avec la vitesse au centre de la conduite U_o	36
2.2	Comparaison des profils de vitesse moyenne mesurée (symboles) avec la loi puissance (trait plein).	37
2.3	Evolution de la pression statique le long de la conduite.	38
2.4	Loi de PRANDLT-NIKURADSE pour le coefficient de perte de charge λ	39
2.5	Loi de paroi pour les vitesses moyennes.	41
2.6	Loi déficitaire pour les vitesses moyennes.	41
2.7	Profils d'intensité de turbulence.	42
2.8	Densités spectrales de fluctuation de vitesse longitudinale pour $U_o=80$ m/s	43
2.9	Déformée modale (1,5) de la coque à 795 Hz.	44
2.10	Dispositifs d'isolation vibratoire.	45
2.11	Résultats de l'isolation vibratoire à 120 m/s.	46
2.12	Bruit de fond et densité spectrale de la pression acoustique rayonnée à 7 cm et 100 m/s.	48
3.1	Densité spectrale de la fluctuation de pression pariétale à 100 m/s.	50
3.2	Densités spectrales de la fluctuation de pression pariétale brutes et corrigées du phénomène d'intégration spatiale à 60, 80, 100, 120 et 132 m/s. Les densités spectrales à 80, 100, 120 et 132 m/s ont été relevées respectivement de 5, 10, 15 et 20 dB pour une meilleure visualisation.	51
3.3	Valeurs rms de la fluctuation de pression pariétale à 60, 80, 100, 120 et 132 m/s.	53

3.4	Evolution des fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f)$ et circonférentielle $B(\eta, f)$ avec la fréquence pour $U_o=100$ m/s. $0,13 < \xi_o/R < 1,66$ et $0,14 < \eta_o/R < 1,57$	54
3.5	Evolution des fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f_o)$ et circonférentielle $B(\eta, f_o)$ avec les séparations pour $U_o=100$ m/s. $f_o=200, 1000$ et 2400 Hz.	55
3.6	Evolution des fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f)$ et circonférentielle $B(\eta, f)$ avec la vitesse d'écoulement. $\xi_o/R = 0,51$ et $\eta_o/R = 0,14$	56
3.7	Phases redressées et vitesses de phase pour $U_o=100$ m/s.	57
3.8	Schéma de principe de la décontamination acoustique.	58
3.9	Implantation des capteurs pour la décontamination acoustique en conduite.	59
3.10	Implantation des capteurs pour la décontamination acoustique de la densité interspectrale en conduite.	61
3.11	Implantation circonférentielle des microphones pour la décontamination acoustique de la densité spectrale.	63
3.12	Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées par les 3 techniques pour le microphone 2 (implantation circonférentielle, $U_o=100$ m/s).	64
3.13	Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées par les 3 techniques pour le microphone 1 (implantation circonférentielle, $U_o=100$ m/s).	64
3.14	Cohérences entre les différences de signaux pour la technique à 3 microphones ($U_o=100$ m/s).	65
3.15	Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées pour le microphone 1 (implantation circonférentielle, $U_o=60$ m/s). Excitation aérodynamique + acoustique identifiée.	66
3.16	Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminée par COP pour le microphone 1 (implantation circonférentielle, $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s).	66
3.17	Evolution de la densité spectrale de la composante acoustique en fonction de la vitesse ($U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s).	67
3.18	Implantation longitudinale des microphones pour la décontamination acoustique de la densité spectrale.	68
3.19	Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées pour le microphone 2 (implantation longitudinale, $U_o=100$ m/s).	69
3.20	Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées pour le microphone 1 (implantation longitudinale, $U_o=60$ m/s). Excitation aérodynamique + acoustique identifiée. Les densités spectrales décontaminées par soustraction temporelle sont décalées de 10 dB pour une meilleure visualisation.	70
3.21	Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées pour le microphone 2 (implantation longitudinale, $U_o=60$ m/s). Excitation aérodynamique + acoustique identifiée. Les densités spectrales décontaminées par soustraction temporelle sont décalées de 10 dB pour une meilleure visualisation.	70
3.22	Fonctions de cohérence circonférentielles brute et décontaminée ($U_o=100$ m/s). (a) $\eta_o/R = 0,14$, (b) $\eta_o/R = 0,45$	71

3.23 Fonctions de cohérence circonférentielles brute et décontaminée ($U_o=60$ m/s, $\eta_o/R = 0,14$). Excitation aérodynamique + acoustique identifiée.	72
3.24 Fonctions de cohérence longitudinales brute et décontaminée ($U_o=100$ m/s, $\xi_o/R = 0,51$).	73
3.25 Phases des densités interspectrales brute et décontaminée et vitesses de phase correspondantes ($U_o=100$ m/s, $\xi_o/R = 0,51$).	74
3.26 Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale fournies par plusieurs microphones ($U_o=100$ m/s).	75
3.27 Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.	76
3.28 Evolution de $(\overline{p^2})^{1/2}$ normalisé par la dynamique de l'écoulement en fonction du diamètre normalisé d^+ pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.	76
3.29 Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s représentées avec le système d'échelles basé sur les variables externes. . .	78
3.30 Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s représentées avec le système d'échelles basé sur les variables mixtes. . .	78
3.31 Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s représentées avec le système d'échelles basé sur les variables internes. . .	79
3.32 Comparaison de divers mesures et simulation de densités spectrales de fluctuations de pression pariétale représentées avec le système d'échelles basé sur les variables externes (KEITH <i>et al.</i> 1992).	79
3.33 Comparaison de divers modèles de densités spectrales de fluctuations de pression pariétale représentées avec le système d'échelles basé sur les variables externes. . .	81
3.34 Fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f)$ et circonférentielle $B(\eta, f)$ pour $U_o=100$ m/s.	82
3.35 Evolution des fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f_o)$ et circonférentielle $B(\eta, f_o)$ avec les séparations pour $U_o=100$ m/s. $f_o=200$ et 2400 Hz.	83
3.36 Longueurs de corrélation longitudinale $L_\xi(f)$ et circonférentielle $L_\eta(f)$ représentées dans le système d'échelles basée sur les variables externes pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.	84
3.37 Evolution de la vitesse de convection en fonction de la séparation longitudinale pour plusieurs fréquences ($U_o=100$ m/s).	86
3.38 Vitesses de convection représentées dans le système d'échelles basée sur les variables externes pour $\xi/R = 0.13, 0.51, 1.18$ et 2.3 et $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s. . .	87
3.39 Densités spectrales de réponse en vitesse calculée et mesurée au point 20-4 pour $U_o=100$ m/s.	90
3.40 Densités spectrales de pression acoustique calculée et mesurée à 5 cm au droit du point 20-4 pour $U_o=100$ m/s.	91
3.41 Influence de la modélisation de $\Phi_p(f)$	92
3.42 Influence de la dispersion sur les mesures de $L_\xi(f)$	92
3.43 Influence de la modélisation de $L_\xi(f)$	93
3.44 Influence de la dispersion sur les mesures de $L_\eta(f)$	93

3.45	Influence de la modélisation de $L_\eta(f)$	94
3.46	Influence de la dispersion sur les mesures de $U_c(f)$	94
3.47	Influence de la modélisation de $U_c(f)$	94
4.1	Fréquences de résonance f_{mn} en fonction du nombre d'onde k_{mn}	99
4.2	Illustration schématique de la réponse vibratoire.	102
4.3	Visualisation du phénomène de coïncidence aérodynamique dans le plan (k, f)	103
4.4	Facteur de rayonnement dans l'air pour une coque (LAULAGNET 1989) ($f_a=1000$ Hz; $f_c=4000$ Hz).	106
4.5	Densité spectrale de réponse en vitesse mesurée à 100 m/s en un point situé à 8 cm de l'extrémité de la coque.	107
4.6	Densité spectrale de réponse en vitesse mesurée à 100 m/s en un point situé à 8 cm de l'extrémité de la coque et intégrée par tiers d'octaves.	108
4.7	Densité spectrale de réponse en vitesse mesurée à 100 m/s en un point situé au centre de la coque.	109
4.8	Cartographies de la réponse en vitesse de la coque pour $U_o=100$ m/s. (a) mode (1,3), (b) mode (2,4) et (c) mode (3,5)	110
4.9	Densités spectrales de réponse en vitesse mesurées à 8 cm de l'extrémité de la coque (point 20-8) pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.	112
4.10	Valeur rms de la vitesse mesurée à 8 cm de l'extrémité de la coque (point 20-8) pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.	113
4.11	Densité spectrale de pression acoustique mesurée à 5 cm de la coque au droit d'un point décalé de 5 cm par rapport au centre (point 3-4) pour $U_o=100$ m/s.	114
4.12	Localisation des sources acoustiques parasites ($U_o=100$ m/s). (a) Cohérence entre un microphone proche de la coque et un microphone proche du convergent, (b) Cohérence entre un microphone proche de la coque et un accéléromètre sur un tronçon rigide, (c) Cohérence entre un accéléromètre sur la coque et un accéléromètre sur un tronçon rigide, (d) Cohérence entre un microphone proche de la zone de mesures et un accéléromètre sur un tronçon rigide (configuration avec le tronçon instrumenté).	115
4.13	Illustration des composantes du rayonnement acoustique.	116
4.14	Résultats de la COP entre un microphone à 50 mm au droit du point 3-4 et un accéléromètre sur le point 3-7 de la coque ($U_o=100$ m/s). (a) Cohérence entre l'accéléromètre et le microphone, (b) Densité spectrale de pression acoustique et COP.	117
4.15	Directivité du rayonnement acoustique du mode (1,2) de la coque pour $R_m=10$ mm ($U_o=100$ m/s). (a) Densités spectrales de pression acoustique intégrée sur [920, 930 Hz], (b) Densités spectrales de pression acoustique intégrée sur [930, 940 Hz].	118
4.16	Directivité du rayonnement acoustique global de la coque pour $R_m=10$ mm ($U_o=100$ m/s). Densités spectrales de pression acoustique intégrée sur [500, 1600 Hz].	119

4.17	Densités spectrales de pression acoustique mesurées au droit d'un point décalé de 5 cm par rapport au centre de la coque (point 20-4) et COP pour $U_o=100$ m/s. (a) $R_m=4$ cm, (b) $R_m=30$ cm, (c) $R_m=100$ cm.	120
4.18	Décroissance de la valeur rms de la pression acoustique en fonction de la distance à l'axe de la coque pour $U_o=100$ m/s.	121
4.19	Densité spectrale de pression acoustique (après COP) à 50 mm au droit du point 3-4 pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.	122
4.20	Valeur rms de la pression acoustique à 50 mm au droit du point 3-4 pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.	122
4.21	Schéma de la mesure intensimétrique.	123
4.22	Densité spectrale de puissance acoustique pour $U_o=100$ m/s.	124
A.1	Phénomène d'intégration spatiale.	132
A.2	Correction de CORCOS pour un capteur circulaire.	134
A.3	Densités spectrales du champ de pression pariétale initiale, corrigée avec $r=2,1$ mm et corrigée avec $r = r_{eq}=1,3$ mm (microphone <i>B&K</i> 1/4", $U_o=100$ m/s).	135
A.4	Evolution radiale de la sensibilité d'un microphone <i>B&K</i> 1/4" selon le modèle de BLAKE & CHASE.	136
A.5	Comparaison des corrections de CORCOS et de GILCHRIST & STRAWDERMAN.	139
A.6	Discontinuité de surface dans le montage affleurant. Coupe longitudinale (a), coupe transversale (b).	140
A.7	Densités spectrales mesurées par les onze microphones en implantation circonférentielle à $U_o=100$ m/s.	141
A.8	Densités spectrales mesurées par les onze microphones en implantation longitudinale à $U_o=100$ m/s.	141
B.1	Histoire de la propagation d'un <i>burst</i>	144
B.2	Module de la fonction de transfert H_{ir}	145
B.3	Phase de la fonction de transfert H_{ir}	146
D.1	Paramétrage et maillage de la coque.	154

PRINCIPALES NOTATIONS

A, B	Fonctions de cohérence longitudinale et circonférentielle du champ de pression pariétale
c_L	Vitesse de propagation des ondes de compression $c_L = (E_c/(\rho_c(1 - \nu_c^2)))^{1/2}$
c_o	Célérité du son
d	Diamètre de la face sensible des microphones
$d^+ = du_r/\nu$	Diamètre de la face sensible des microphones rapporté à l'échelle représentative de la taille des structures proches de la paroi ν/u_r
D	Diamètre intérieur de la conduite
E_c	Module d'Young de la coque
f_a	Fréquence d'anneau $f_a = (c_L)/(2\pi R)$
f_c	Fréquence de coïncidence acoustique $f_c = (2\sqrt{3}c_o^2)/(2\pi h c_L)$
f_h	Fréquence de coïncidence aérodynamique $f_h = (2\sqrt{3}U_c^2)/(2\pi h c_L)$
f_{co}	Fréquence de coupure acoustique de la conduite $f_{co} = 0.293 c_o / R$
f_I, f_{mn}	Fréquence propre de flexion du mode $I = (m, n)$
f_I^h	Fréquence de coïncidence aérodynamique du mode $I = (m, n)$
h	Epaisseur de la coque
$H_I(f)$	Fonction de réponse en fréquence du mode I
$J_I^2(f)$	Facteur d'acceptation modale du mode I
k_c	Nombre d'onde convectif $k_c = \omega/U_c$
k_{mn}	Nombre d'onde mécanique du mode (m, n)
L	Longueur totale de la conduite
L_c	Longueur de la coque
$L_\xi(f), L_\eta(f)$	Longueurs de corrélation longitudinale et circonférentielle
M	Nombre de Mach de l'écoulement
$p(\vec{x}, t)$	Pression pariétale induite par l'écoulement
$\overline{p^2}$	Valeur quadratique moyenne de la pression pariétale induite par l'écoulement
$(\overline{p^2})^{1/2}$	Valeur rms de la pression pariétale induite par l'écoulement
$\overline{p_a^2}$	Valeur quadratique moyenne de la pression acoustique
$(\overline{p_a^2})^{1/2}$	Valeur rms de la pression acoustique
q_o	Dynamique de l'écoulement $q_o = \frac{1}{2}\rho U_o^2$
\vec{q}	Vecteur position d'un point de la coque
r	Rayon de la face sensible des microphones
R	Rayon intérieur de la conduite
R_{axe}	Distance radiale d'un point du milieu extérieur à l'axe de la coque $R_{axe} = R_m + R$
R_m	Distance radiale entre un point du milieu extérieur et la surface de la coque
$\mathcal{R}_o = U_o D/\nu$	Nombre de Reynolds
$\overline{\mathcal{R}} = \overline{u} D/\nu$	Nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne
S	Surface de la coque
u	Vitesse d'écoulement locale

u_τ	Vitesse de frottement
\bar{u}	Vitesse moyenne de l'écoulement
$U_c(\xi, f)$	Vitesse de convection
U_o	Vitesse d'écoulement au centre de la conduite
w	Déplacement radial de la coque
$\overline{\dot{w}^2}$	Valeur quadratique moyenne de la réponse en vitesse de la coque
$(\overline{\dot{w}^2})^{1/2}$	Valeur rms de la réponse en vitesse de la coque
α_ξ, α_η	Constantes de Corcos
δ	Epaisseur de couche limite
δ_ν	Epaisseur de la sous-couche visqueuse
δ^*	Epaisseur de déplacement de la couche limite (en conduite: $\delta^* \simeq R/8$)
$\theta(\xi, f)$	Phase de la densité interspectrale de pression pariétale
λ	Coefficient de perte de charge
ν	Viscosité cinématique
ν_c	Coefficient de Poisson de la coque
ξ, η	Séparations longitudinale et circonférentielle entre deux points de la surface interne de la conduite
$\Pi_{ac}(f)$	Puissance acoustique
ρ	Masse volumique de l'air
ρ_c	Masse volumique de la coque
$\sigma(f)$	Facteur de rayonnement
τ_ω	Contrainte de cisaillement
$\Gamma(\xi, \eta, f)$	Fonction de cohérence du champ de pression pariétale
$\Phi_{\Pi_{ac}}(f)$	Densité spectrale de puissance acoustique
$\Phi_p(f)$	Densité spectrale de pression pariétale
$\Phi_p(\xi, \eta, f)$	Densité interspectrale de pression pariétale
$\Phi_{p_a}(f)$	Densité spectrale de pression acoustique
$\Phi_u(f)$	Densité spectrale des fluctuations de vitesse longitudinale de l'écoulement
$\Phi_w(f)$	Densité spectrale de la réponse en déplacement de la coque
$\Phi_{\dot{w}}(f)$	Densité spectrale de la réponse en vitesse de la coque
$\Phi_{\ddot{w}}(f)$	Densité spectrale de la réponse en accélération de la coque
$\Phi_{\pi_{ac}}(f)$	Densité spectrale de puissance acoustique
$\Psi_I(\vec{q})$	Forme modale du mode $I = (m, n)$

Introduction

Les phénomènes vibratoires et acoustiques associés aux structures excitées par des écoulements turbulents interviennent dans de nombreux domaines industriels. Par exemple, dans le secteur aéronautique, une source de bruit non négligeable est constituée par le bruit de cabine engendré par l'écoulement d'air autour du fuselage des avions. Cette source apparaît également dans les domaines de l'automobile et des transports ferroviaires à grandes vitesses où la préoccupation des constructeurs est d'améliorer le confort acoustique des usagers. Un autre grand secteur consommateur de problèmes d'interaction fluide-structure demeure la marine nationale qui est plus spécifiquement intéressée par des problèmes de discrétion et de détection sous-marine. Citons aussi le domaine de la production d'énergie nucléaire; de nombreux composants de centrale soumis à l'action d'un écoulement peuvent en effet présenter des risques de rupture par fatigue vibratoire. Compte tenu des fortes exigences de sûreté dans ce domaine, ce type de problèmes revêt alors une importance toute particulière. L'ouvrage de BLAKE (1986) fournit finalement une revue assez complète du sujet.

L'étude de tels phénomènes est particulièrement délicate car elle se situe au confluent de plusieurs disciplines dont la mécanique des fluides, la mécanique des vibrations, l'acoustique et les statistiques. Elle se limite donc en général à des configurations élémentaires parmi lesquelles le cas de la plaque plane excitée par une couche limite turbulente reste le plus fréquent. Cette configuration a été étudiée par de nombreux auteurs (MAESTRELLO 1967; DAVIES 1971; ROBERT 1984) tant du point de vue expérimental que numérique. Cependant, l'investigation expérimentale se limite généralement à la mesure de la réponse vibratoire et il n'existe pas de comparaison théorie-expérience pour la réponse acoustique. Le cas d'une conduite cylindrique sollicitée par un écoulement interne a également fait l'objet de quelques études cependant beaucoup moins nombreuses. CLINCH fut le premier à présenter une investigation regroupant des mesures du champ de pression pariétale excitateur et de la réponse vibratoire (CLINCH 1968) ainsi qu'une simulation numérique de cette réponse (CLINCH 1969). Cette simulation utilise une description statistique de la réponse en hautes fréquences et fournit de bons résultats. Toutefois, la comparaison théorie-expérience se limite là encore à l'aspect vibratoire. REN-NISON (1976) a ensuite proposé une étude beaucoup plus complète incluant notamment des résultats expérimentaux sur le rayonnement acoustique. Son étude expérimentale était accompagnée d'une approche théorique utilisant également des approximations hautes fréquences, l'objectif final étant d'analyser la dépendance de la réponse vibroacoustique vis à vis de nombreux paramètres: géométrie de la coque (longueur, rayon, épaisseur), matériau, vitesse d'écoulement. Plus récemment, NORTON & BULL (1984) se sont intéressés aux mécanismes du rayonnement des conduites lorsque l'écoulement est perturbé par des obstacles: coudes, vannes,...

L'étude que nous proposons ici reprend la configuration de la conduite sollicitée par un écoulement interne. Elle est motivée par le peu d'études qui traitent du sujet et par le désir de mener une analyse aéro-vibro-acoustique aussi complète que possible. L'objectif est également de constituer une base de données expérimentale utilisable par des codes de calcul notamment dans le domaine des basses fréquences où la réponse de la coque présente un comportement modal. Notre travail s'est donc articulé autour de trois points:

- la conception et la réalisation du moyen d'essai,
- l'acquisition des caractéristiques de l'excitation, de la réponse vibratoire et du rayonnement acoustique,
- le traitement des mesures pour constituer la base de données.

Dans le premier chapitre, nous détaillons la démarche qui a guidé la conception et la réalisation du moyen d'essai chargé de reproduire expérimentalement la configuration d'une coque sollicitée par un écoulement interne turbulent pleinement développé. Le caractère pleinement développé de l'écoulement est nécessaire pour assurer les conditions d'homogénéité et de stationnarité des caractéristiques du champ de pression pariétale et ainsi faciliter sa modélisation. Cette condition associée à des considérations sur les opérateurs de coque et sur le rayonnement acoustique permet de définir les dimensions de la coque. La réalisation de cette coque ainsi que son insertion au sein de la conduite est alors décrite. Nous présentons ensuite les différentes techniques de mesure des caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement, du champ de pression pariétale qui agit sur la paroi interne de la conduite, de la réponse vibratoire et du rayonnement acoustique de la coque. Nous insistons plus particulièrement sur la mesure de pression pariétale qui demeure la plus délicate.

Le deuxième chapitre présente les mesures qui permettent de valider le moyen d'essai. Les caractéristiques aérodynamiques et l'évolution de la pression statique confirment le caractère pleinement développé de l'écoulement pour des vitesses au centre de la conduite variant de 60 m/s à 120 m/s. Par ailleurs, nous revenons sur l'hypothèse de non-influence des vibrations sur l'écoulement habituellement utilisée dans les problèmes d'interaction fluide-structure. Une analyse modale montre ensuite que la coque implantée au sein de la conduite est correctement modélisée par une coque de longueur 0.46 m, de diamètre 0.125 m et d'épaisseur 0.5 mm avec des conditions limites d'encastrement. Finalement, l'efficacité du dispositif d'isolation vibratoire de la coque est analysée. Elle permet d'assurer la validité des mesures de réponses vibroacoustiques jusqu'aux environs de 1600 Hz.

Le troisième chapitre s'attache à préciser le contenu fréquentiel et la structure spatiale et convective du champ de pression exciteur. Son but final est de proposer un modèle analytique pour l'excitation directement utilisable par des codes de calcul. Pour cette raison, ce modèle sera exprimé dans l'espace physique (\vec{q}, f) qui est par ailleurs le plus accessible à la mesure. La première partie du chapitre est consacrée à l'analyse des mesures dites *brutes*, c'est à dire

des signaux directement issus des capteurs de pression pariétale. Cette analyse fait principalement apparaître l'existence d'une composante *acoustique*, inhérente aux écoulements confinés, dont la contribution au champ de pression pariétale se superpose à celle de la composante *turbulente*. La deuxième partie présente alors diverses techniques dites de *décontamination acoustique* qui permettent de ne conserver que la contribution de la composante *turbulente* dans les densités spectrales et interspectrales du champ de pression. La troisième partie présente les mesures *décontaminés* à travers des représentations dans des systèmes d'échelles sans dimension. Ce type de représentation permet de regrouper les résultats obtenus pour différentes vitesses d'écoulement et nous conduit à proposer un modèle analytique pour la densité interspectrale du champ excitateur. Finalement, l'influence des paramètres qui composent ce modèle est quantifiée en utilisant un code de calcul développé au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous présentons les résultats relatifs à la réponse vibro-acoustique de la coque sollicitée par l'écoulement. Dans une première partie, nous décrivons la structure modale de la coque à travers le diagramme nombre d'onde-fréquence de résonance puis nous définissons les différentes fréquences qui interviennent dans le mécanisme de réponse de la coque. La deuxième partie est consacrée à l'étude de la réponse vibratoire. Nous détaillons son comportement fréquentiel et spatial pour une vitesse d'écoulement de 100 m/s puis nous décrivons son évolution avec la vitesse. La troisième partie en fait de même pour la réponse acoustique. Nous relierons finalement ces deux réponses en estimant le facteur de rayonnement.

Chapitre 1

Configuration expérimentale et techniques d'acquisition

Une importante partie de notre travail a résidé dans la conception du moyen d'essai chargé de reproduire expérimentalement la configuration d'une coque cylindrique sollicitée par un écoulement interne turbulent pleinement développé. Un grand soin a donc été apporté au dimensionnement et à la réalisation de la conduite pour satisfaire la modélisation théorique et faciliter la comparaison entre mesure et calcul. Nos efforts se sont également portés sur la qualité des mesures des différentes quantités (pression pariétale, vibration, acoustique).

Dans un premier temps, nous présentons les différents critères qui ont guidé le choix de la longueur, du diamètre et de l'épaisseur de la coque dont la réponse vibroacoustique sera comparée avec les prédictions numériques.

Dans un deuxième temps, nous détaillons l'ensemble de l'installation qui comprend, d'une part, la conduite en elle-même avec la coque et le tronçon instrumenté pour les mesures de pression pariétale et, d'autre part, l'environnement constitué par la soufflerie et la chambre anéchoïque.

Dans un troisième temps, nous présentons les différentes techniques utilisées pour mesurer les caractéristiques de l'écoulement (profils de vitesse et champ de pression pariétale) et de la réponse vibroacoustique de la coque (réponse vibratoire et rayonnement acoustique). Nous faisons le point sur les différents capteurs utilisés et leur technique d'étalonnage. Nous insistons tout spécialement sur la technique de mesure de pression pariétale, dont la difficulté est reconnue par l'ensemble des expérimentateurs, en lui consacrant l'annexe A.

Enfin, nous concluons ce chapitre par l'estimation des erreurs de mesures sans laquelle un travail d'expérimentateur ne peut être considéré comme complet.

1.1 Dimensionnement de la coque

Cette étape a fait l'objet d'une étude préliminaire au présent travail (DURANT 1995). Le cahier des charges de cette étude préliminaire était de dimensionner une coque cylindrique capable de :

- s'implanter dans la soufflerie anéchoïque de l'ECL,
- fournir une réponse vibroacoustique suffisante pour être mesurée dans de bonnes conditions (bon rapport signal à bruit),
- s'adapter aux opérateurs habituels de coque (DONNELL, FLÜGGE).

Nous reprenons ici le raisonnement qui a servi de base au dimensionnement de la coque utilisée dans notre configuration expérimentale.

1.1.1 Détermination du diamètre

Le choix du diamètre est guidé par la condition d'écoulement pleinement développé. Cette condition doit assurer les propriétés d'homogénéité et de stationnarité du champ de pression pariétale au niveau de la zone de mesures, ces conditions étant nécessaires pour faciliter la caractérisation d'un processus aléatoire comme l'est le champ de pression pariétale. Pour obtenir un écoulement pleinement développé en conduite, il faut jouer sur le rapport l/D où l est la distance entre la zone de mesures et la dernière singularité de l'écoulement et D le diamètre de la conduite. SABOT (1976) a mené une étude très détaillée sur les écoulements établis en conduite et a présenté les différents critères qui permettent de reconnaître un écoulement pleinement développé. En premier lieu, il a considéré les critères concernant les caractéristiques moyennes de l'écoulement :

- répartition longitudinale linéaire de la pression statique,
- vérification de la loi de PRANDTL-NIKURADSE pour le coefficient de perte de charge,
- existence de la loi de paroi pour la vitesse moyenne.

SABOT a ainsi montré que ces critères sont vérifiés pour un rapport $l/D \simeq 60$. En second, il est possible de considérer des critères liés aux caractéristiques turbulentes de l'écoulement tels que la symétrie du profil d'intensité de turbulence ou l'extinction des corrélations spatio-temporelles doubles de vitesse. En considérant ces critères qui sont plus sévères que ceux basés sur les caractéristiques moyennes, l'écoulement peut être considéré comme pleinement développé pour $l/D \simeq 70$. SABOT a également fixé à $l/D \simeq 40$ la distance nécessaire à la jonction des couches limites. Toutefois, certains chercheurs ont noté que ces distances pouvaient être notablement affectées par les conditions d'entrée (niveau de pré-turbulence, type de la géométrie d'entrée, existence ou non d'un dispositif de déclenchement accéléré de la transition,...). De son côté, NORTON (1979) s'est intéressé aux perturbations de l'écoulement induites par différents types de raccords (coude, vanne) et a montré, en se basant sur le profil de vitesse moyenne, que l'écoulement retrouvait son caractère pleinement développé environ 50 diamètres en aval du

raccord. Cette valeur moyenne, $l/D \simeq 50$, sera adoptée comme celle permettant d'obtenir un écoulement pleinement développé en conduite.

La conduite doit s'implanter dans la chambre anéchoïque de l'ECL en sortie de la soufflerie. La longueur de la chambre entre la sortie de la soufflerie et l'évacuation à l'extérieur est d'environ 10 m. Si nous prenons en compte l'encombrement du convergent nécessaire pour amener progressivement l'écoulement initial au diamètre de la conduite, la longueur utile se réduit à environ 9 m. Si, enfin, nous considérons le fait que la section de mesure ne doit pas être trop proche des parois de la chambre pour ne pas perturber les mesures de rayonnement acoustique, nous en déduisons que la section de mesure doit se trouver entre 5 et 6 m en aval de la sortie du convergent. Ceci impose donc un diamètre de conduite compris entre 10 et 12 cm. Un autre critère qui rentre en ligne de compte pour le choix définitif du diamètre est un critère lié à la fabrication de la conduite. Nous verrons au paragraphe 1.2.2 que ce critère nous a amené à choisir $D=0,125$ m.

1.1.2 Détermination de la longueur

Le choix de la longueur de la coque est guidé par des considérations numériques. Les opérateurs classiques de coque (DONNELL, FLÜGGE) utilisés dans les codes de prédiction numérique sont particulièrement bien adaptés, d'une part, pour les coques minces *i.e.* $h \ll R$ et, d'autre part, pour les coques qui ressemblent *effectivement* à des coques. Ainsi, cette dernière condition impose au rapport entre la longueur de la coque et son diamètre, L_c/D , de garder des valeurs raisonnables ($\simeq 3$ à 4). Si ce rapport est trop grand, la structure est alors plus proche d'une *poutre creuse* que d'une coque et les opérateurs sont moins performants. En conclusion, en adoptant $L_c/D \simeq 4$, nous obtenons $L_c = 0,5$ m.

1.1.3 Détermination de l'épaisseur

Le choix de l'épaisseur de la coque est dicté par le critère exigeant une réponse vibroacoustique mesurable avec un bon rapport signal à bruit. En effet, la coque doit être suffisamment *sensible* à l'excitation induite par l'écoulement pour, en particulier, fournir des niveaux de pression acoustique qui émergent du bruit de fond de la chambre. Pour quantifier l'influence de l'épaisseur de la coque sur le rayonnement acoustique, nous avons utilisé dans l'étude préliminaire (DURANT 1995) le code de calcul développé au Laboratoire de Vibration et d'Acoustique de l'INSA de Lyon par LAULAGNET (1989). Ce code calcule le rayonnement acoustique des coques finies bafflées avec des conditions limites d'appui simple et soumise à une excitation déterministe ponctuelle. Il ne correspond donc pas totalement à notre configuration, notamment au niveau de l'excitation puisque dans notre cas elle est aléatoire et répartie. Cependant, nous l'avons quand même utilisé en se basant sur les travaux de ROBERT (1984) qui a simulé la réponse d'une plaque excitée par une couche limite turbulente à partir d'un ensemble restreint de forces ponctuelles aléatoires. ROBERT a ainsi montré qu'il était possible de rendre compte de la réponse de la plaque avec une bonne précision (moins de 3 dB) à partir d'un nombre restreint de forces ponctuelles (< 5). Nous avons donc simulé la réponse de notre coque à l'aide du code moyennant quelques modifications et la détermination d'une force ponctuelle *équivalente*. Bien évidemment,

en n'utilisant qu'une force, la réponse est très approchée et ne peut pas, en particulier, faire apparaître d'éventuels phénomènes de coïncidence qui se traduirait par un déphasage entre les forces ponctuelles. Les différentes simulations ont néanmoins montré que $h=0,5$ mm était l'épaisseur maximale susceptible de produire un rayonnement acoustique mesurable pour une coque de longueur $L_c=0,5$ m et de diamètre $D=0,125$ m. C'est cette épaisseur de 0,5 mm qui a été retenue car, pour des raisons de fabrication, il était difficile de descendre au dessous.

Pour augmenter le rayonnement acoustique, la technique adoptée consiste donc à diminuer l'épaisseur de la coque au minimum. Un autre point de vue aurait pu être de considérer les fréquences caractéristiques (fréquence d'anneau, fréquences de coïncidence aérodynamique et acoustique) qui agissent sur la réponse vibroacoustique d'une coque (4.1.2) et de déterminer les caractéristiques géométriques de la coque pour amener ces fréquences dans la gamme étudiée [0, 3000 Hz]. Malheureusement, cela conduit à des valeurs inacceptables pour h et D . A titre indicatif, une fréquence d'anneau de 1000 Hz pour une coque en acier correspond à un diamètre de 1,6 m et une fréquence de coïncidence acoustique de 1000 Hz nécessite une épaisseur de 1 cm.

1.2 Description de l'installation

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux différentes parties qui composent l'installation expérimentale. En premier, nous décrivons succinctement la soufflerie anéchoïque de l'ECL, nous présentons ensuite les tubes et leur assemblage qui forment l'essentiel de la conduite, puis nous détaillons la coque avec ses dimensions définitives et son mode de fabrication et, pour finir, nous présentons le tronçon recevant les appareillages de mesure relative à la caractérisation de l'écoulement (pression pariétale et profil de vitesse).

1.2.1 La soufflerie anéchoïque

Nos campagnes de mesures ont été menées dans la grande soufflerie de l'Ecole Centrale de Lyon qui possède un ventilateur d'une puissance électrique de 350 kW, permettant d'atteindre une vitesse d'environ 130 m/s en fin de circuit et débouchant dans une chambre anéchoïque de 550 m³. Le ventilateur d'alimentation de cette soufflerie se trouve dans une pièce isolée par rapport à la chambre pour limiter les transmissions vibratoire et acoustique. La contamination acoustique de l'écoulement par le bruit du ventilateur est minimisée par des batteries de silencieux placés dans le circuit aérodynamique amont. De plus, plusieurs sections de nid d'abeille et de grillage fin assurent une bonne homogénéité de l'écoulement. Le circuit se termine par un convergent qui débouche dans la chambre et à la sortie duquel est implantée la conduite. La conduite traverse toute la chambre et l'écoulement s'évacue à l'extérieur. Un système de baffles coulissants permet le passage de la conduite en limitant le retour du bruit de jet (figure 1.1).

1.2.2 La conduite

Nous entendons par le terme *conduite* l'ensemble des tubes qui canalise l'écoulement de la sortie du convergent à la section de mesure et qui le prolonge jusqu'à l'extérieur de la chambre. Ces tubes doivent avoir un diamètre compris dans les limites fixées au paragraphe 1.1.1 mais aussi

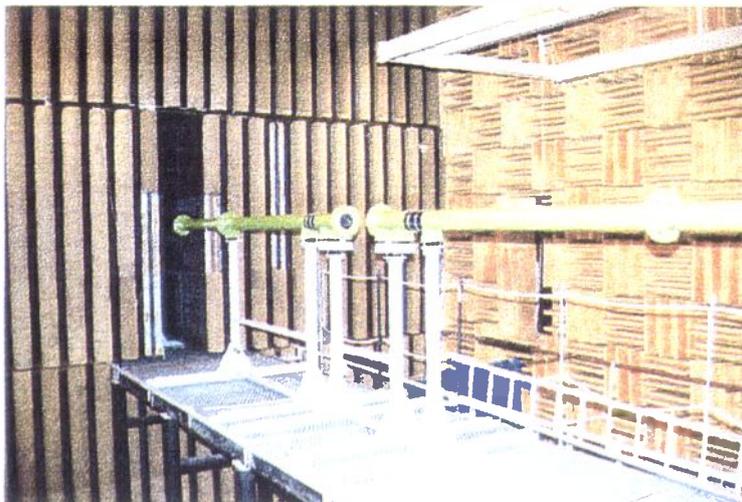


Figure 1.1: Vue aval de la conduite et du système de baffles.

répondre à des critères de fabrication aisée et économique. Notre choix s'est alors porté sur des tubes rodés de qualité hydraulique qui sont habituellement utilisés comme cylindre pour les vérins d'engins de chantier. Ces tubes garantissent un très bon état de surface intérieure et ne risquent donc pas de perturber les caractéristiques turbulentes de l'écoulement par leur rugosité. Parmi les diamètres standards disponibles, nous avons fait le choix d'un diamètre intérieur $D=0,125$ m (diamètre extérieur 0,14 m). Pour respecter la condition d'écoulement pleinement développé, la section de mesure doit alors se situer à environ 6 m de la sortie du convergent. Pour d'évidentes raisons de manipulation, la conduite est scindée en différents tronçons qui sont centrés puis bridés entre eux. Cet assemblage garantit la continuité de la surface intérieure ainsi que l'étanchéité de la conduite. La figure 1.2 présente l'agencement de ces tronçons avec les différentes dimensions. A la sortie du convergent, nous avons placé un tronçon régulateur qui est constitué de 10 cm de nid d'abeille (taille alvéole $\simeq 5$ mm), d'une grille à maille carrée d'environ 3 mm de côté et d'un dispositif de déclenchement accéléré de la transition. Ce dispositif est réalisé à l'aide d'un fin diaphragme de diamètre intérieur 0,12 m qui crée une marche d'environ 2 mm et accélère ainsi la jonction des différentes couches limites qui se développent sur la surface interne de la conduite (si tant est que nous puissions parler de couche limite pour une conduite...). Le rôle de ce tronçon régulateur est d'homogénéiser l'écoulement à son entrée dans la conduite et de faciliter sa transition en écoulement pleinement développé.

La zone de mesures se situe à 5,5 m de ce tronçon, soit $l/D \simeq 45$. Ce rapport est un peu plus faible que ceux présentés au paragraphe 1.1.1, mais nous avons légitimement pensé que, grâce au tronçon régulateur, il était suffisant pour obtenir un écoulement pleinement développé. Ce point sera confirmé au paragraphe 2.1.

La zone de mesures se situe entre deux tronçons qui sont reliés au reste de la conduite par des manchettes souples (cylindre de caoutchouc) et supportés par des plot élastiques (*silent block*). Ces précautions sont prises pour isoler la zone de mesures des vibrations du reste de la conduite. L'efficacité de ce dispositif sera également jugée au paragraphe 2.3.

Enfin, la conduite se prolonge par une longueur de tube suffisante pour amener l'écoulement

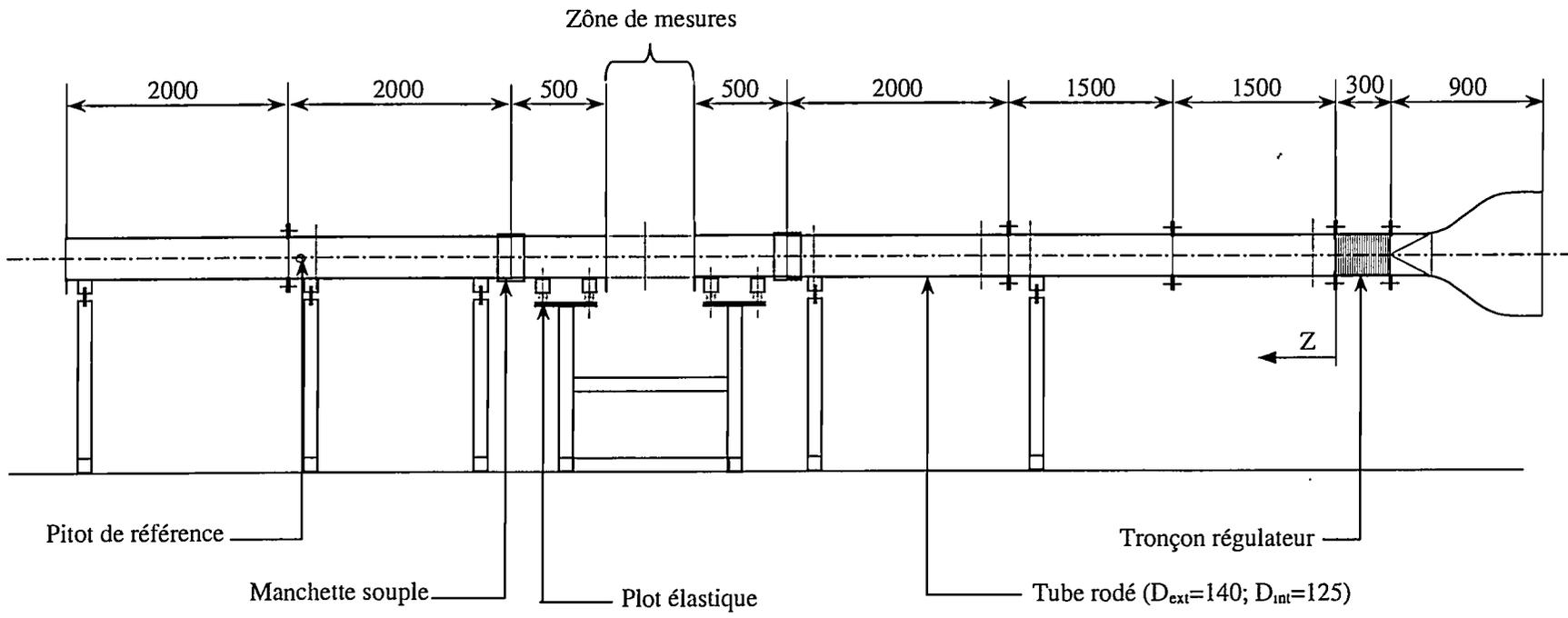


Figure 1.2: Dessin d'ensemble de la conduite (dimensions en mm).

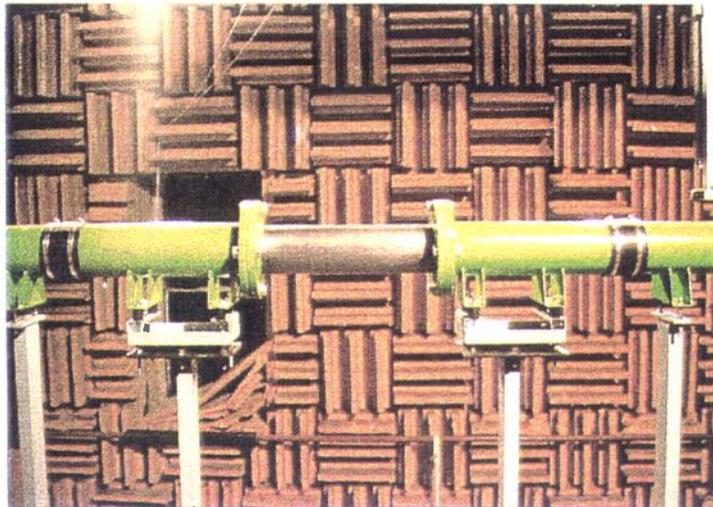


Figure 1.3: Vue de la coque insérée dans la conduite.

Géométrie	Matériau	Conditions Limites
$L_c=0,46$ m	$E_c=215$ GPa	encastrement
$D=0,125$ m	$\rho_c=7850$ kg/m ³	
$h=0,5$ mm	$\nu_c=0,32$	

Tableau 1.1: Caractéristiques de la coque

jusqu'à l'extérieur de la chambre. Sur l'avant dernier tronçon se trouve un tube de pitot qui permet de mesurer les vitesses de référence de l'écoulement aussi bien pour les mesures de pression pariétale et profil de vitesse que de réponse vibroacoustique.

Six prises de pression statique sont réparties le long de la conduite afin d'estimer la contrainte de cisaillement à la paroi. Les positions de ces prises de pression sont repérées sur la figure 1.2 par un trait d'axe en $Z=0,195, 2,805, 3,195, 4,805, 5,87$ et $8,305$ m.

1.2.3 La coque

La coque est la partie de la conduite dont nous allons étudier la réponse vibroacoustique. Son diamètre est fixé par le choix des tubes qui a été fait au paragraphe précédent, soit $D=0,125$ m. Sa longueur se déduit du critère qui a été exposé au paragraphe 1.1.2, soit $L_c=0,5$ m. Enfin, son épaisseur a été fixé au paragraphe 1.1.1 à $0,5$ mm. La fabrication d'une coque d'une telle épaisseur a été réalisée à partir d'une tôle en acier roulée puis soudée. Cette technique est la seule permettant d'obtenir une coque d'épaisseur constante avec une tolérance de cylindricité acceptable. Le seul inconvénient est la présence du cordon de soudure qui est susceptible d'introduire une inhomogénéité dans la structure. Pour limiter ce phénomène, la coque a subi un traitement de relaxation des soudures qui consiste en un recuit à 800°C . Après cette opération, deux brides d'épaisseur 2 cm ont été brasées (température de brasage $< 300^\circ\text{C}$) à chaque extrémité de la coque. L'ensemble peut ainsi être monté dans la zone de mesures dans le prolongement de la conduite (figure 1.3). Nous verrons au paragraphe 2.3 que cet ensemble reproduit de manière très

acceptable le comportement modal d'une coque cylindrique de longueur $L_c=0,46$ m, d'épaisseur $h=0,5$ mm et de diamètre $D=0,125$ m avec des conditions aux limites d'encastrement. Les caractéristiques mécaniques de la coque n'ont pas été identifiées expérimentalement mais ont été choisies autour des valeurs moyennes pour un acier et en vue d'affiner les comparaisons avec les prédictions numériques du paragraphe 2.3. Nous résumons dans le tableau 1.1 les principales caractéristiques de la coque.

1.2.4 Le tronçon instrumenté

Dans la zone de mesures, il peut être monté en lieu et place de la coque un tronçon instrumenté pour les mesures de pression pariétale et de profil de vitesse. L'intérêt d'interchanger la coque et le tronçon est de caractériser l'écoulement qui excite réellement la coque. Il aurait pu par exemple être envisagé de placé ce tronçon en aval de la coque mais nous n'aurions pu eu alors l'assurance de mesurer le même champ excitateur que celui qui agit sur la coque.

La principale hypothèse qui est faite ici est que les vibrations de la coque ne perturbent pas l'écoulement. Cette hypothèse est usuelle dans le domaine des structures excitées par des écoulements et permet d'identifier les caractéristiques du champ de pression pariétale mesurées sur une paroi rigide à celles du champ de pression pariétale agissant sur la paroi flexible. Cette hypothèse est vérifiée *a posteriori* en comparant l'amplitude de la réponse vibratoire à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse de l'écoulement au delà de laquelle se situe l'essentiel des structures turbulentes (cf. § 2.2). Le tronçon instrumenté a donc été réalisé à partir de tubes identiques à ceux qui composent la conduite (épaisseur 7,5 mm) et accueille les dispositifs de mesure de pression pariétale et de profil de vitesse. Une description détaillée est donnée figure 1.4. Le tronçon instrumenté se compose de trois blocs. Chaque bloc est constitué d'un tube aux extrémités duquel deux brides ont été brasées. L'association des trois blocs se fait sur le même principe que les autres tubes de la conduite.

Le premier bloc accueille l'emplacement des capteurs de pression pariétale dont le choix s'est porté sur des microphones *B&K 1/4"* montés affleurants (cf. § 1.3.2). L'implantation des capteurs tient compte de l'hypothèse de séparation des variables d'espace qui permet de considérer, pour la structure spatial du champ de pression, des évolutions longitudinale (variable ξ) et circonferentielle (variable η) indépendantes. D'une part, une barrette a ainsi été soudée sur une génératrice puis neuf perçages à 6,35 mm ont été réalisés, la figure 1.4 précise la position relative de ces perçages. L'intérêt de la barrette est de favoriser le guidage des microphones et de leur pré-amplificateur. Une attention particulière a été portée à la perpendicularité des perçages par rapport à l'axe du tube pour obtenir un bon affleurement des microphones. D'autre part, une couronne a été soudée autour du tube puis percée et permet ainsi une implantation circonferentielle des microphones (figure 1.5). La position radiale des microphones est arrêtée par des vis en nylon.

Le deuxième bloc était instrumenté pour expérimenter un dispositif original de mesure de pression pariétale par sonde déportée (DURANT 1997b). Cette technique ne s'est malheureusement pas révélée assez satisfaisante pour être retenue par la suite.

Le troisième bloc reçoit le dispositif de mesure de vitesse de l'écoulement (figure 1.6). Il

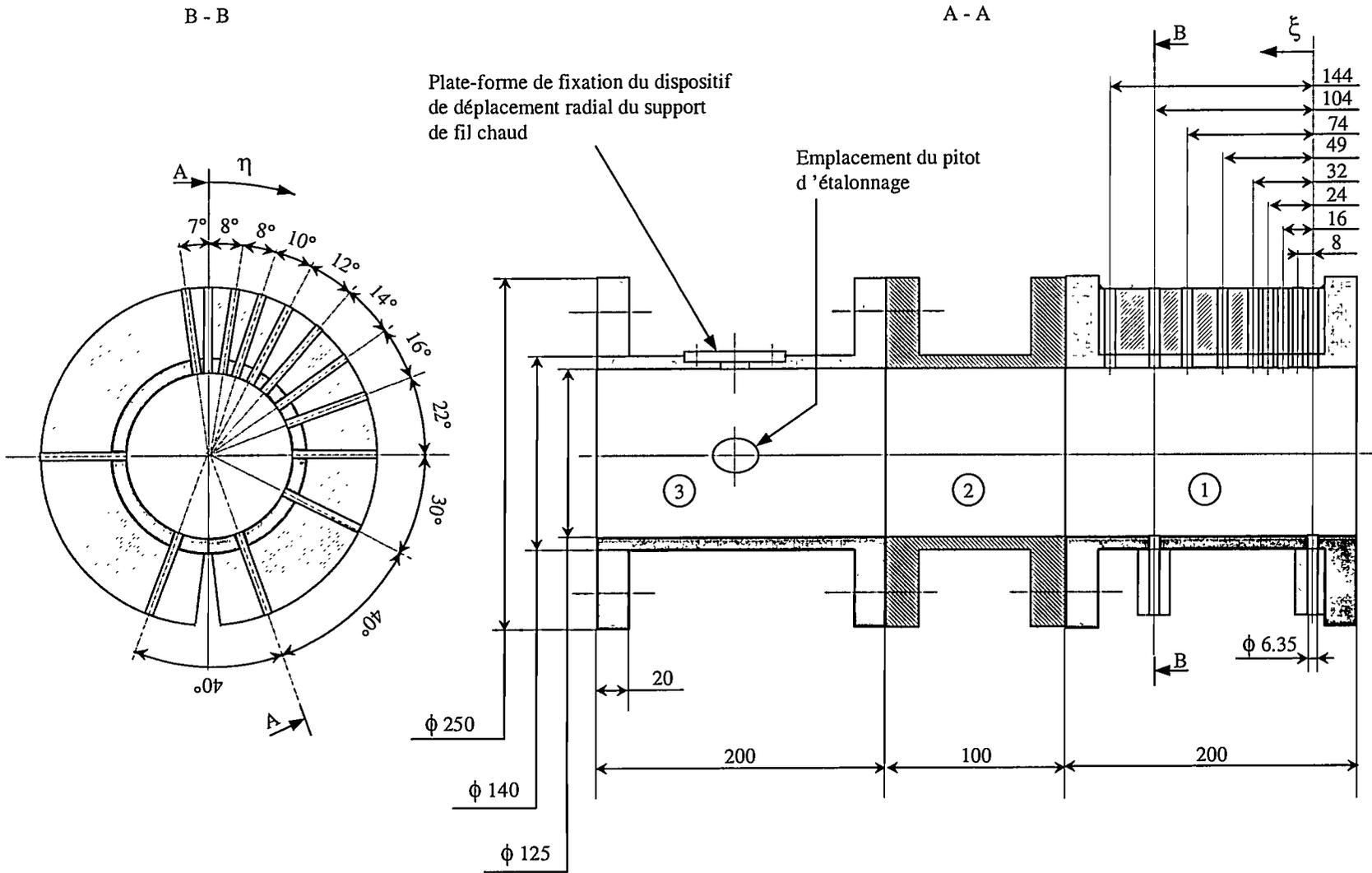


Figure 1.4: Dessin d'ensemble du tronçon instrumenté (dimensions en mm).

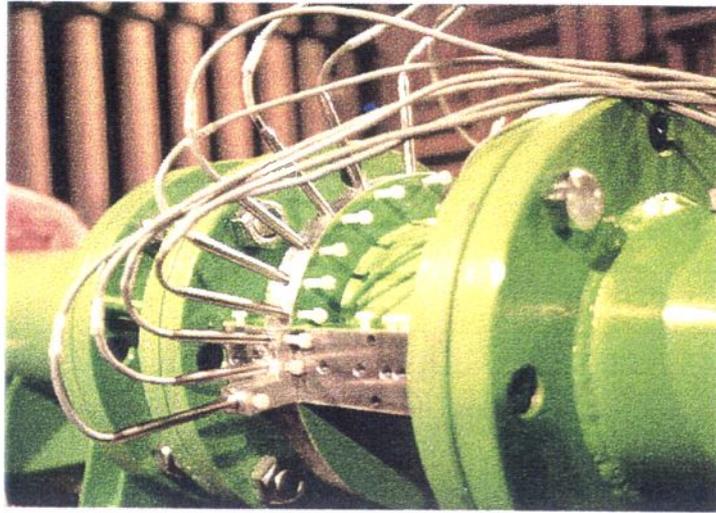


Figure 1.5: *Implantation circconférentielle des microphones dans le tronçon instrumenté.*

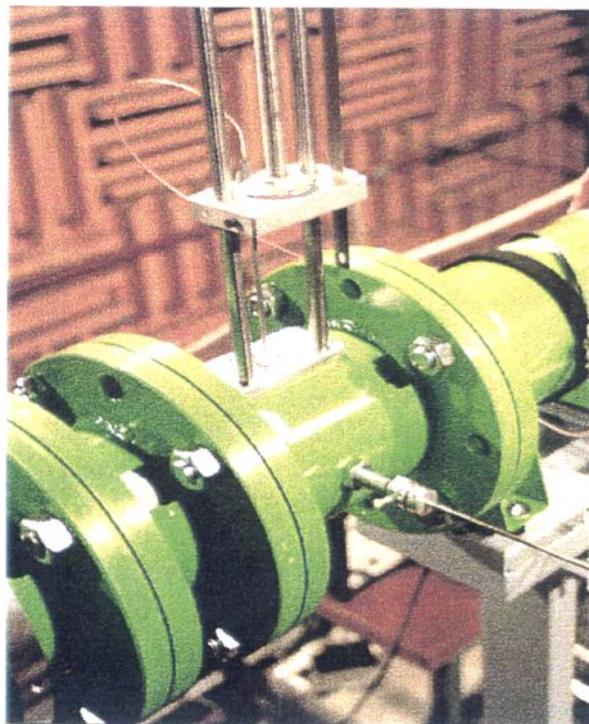


Figure 1.6: *Vue du chariot de déplacement du fil chaud et du pitot d'étalonnage.*

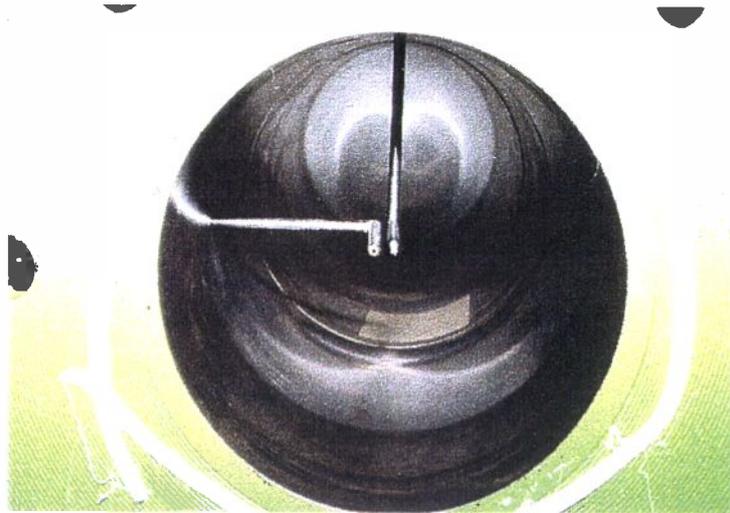


Figure 1.7: Vue du fil chaud et du tube de pitot.

comporte, d'une part, un perçage fileté dans lequel vient se positionner le guidage d'un tube de pitot. Un système de butée permet soit de mesurer la vitesse au centre de la conduite soit d'escamoter le pitot contre la paroi intérieure de la conduite. D'autre part, une plate-forme permet de recevoir un chariot de déplacement radial sur lequel vient se monter un support de fil chaud. La position du fil chaud dans l'écoulement est repérée par un vernier gradué sur le chariot, ce dispositif permet ainsi de mesurer le profil des vitesses moyenne et fluctuante de l'écoulement.

1.3 Capteurs et étalonnage des chaînes de mesure

1.3.1 La mesure des profils de vitesse aérodynamique

Les caractéristiques aérodynamiques moyennes et fluctuantes de l'écoulement ont été mesurées au moyen d'un fil chaud (DANTEC, type 55P11). Ce fil en tungstène de $5 \mu\text{m}$ de diamètre et 1.25 mm de longueur était monté sur un support coudé à 90° (DANTEC, type 55H22). Cet ensemble est guidé par un chariot équipé d'un vernier millimétré, ce qui permet de réaliser des profils selon un diamètre de la conduite. Le signal fourni était décodé par un anémomètre IFA 100 à la sortie duquel les tensions étaient lues sur un voltmètre FLUKE 45. L'étalonnage de cette chaîne de mesure a été réalisé *in situ* grâce à un tube de pitot (diamètre extérieur 4 mm) couplé à un manomètre FURNESS CONTROLS, type FC012. La figure 1.7 présente une vue du fil chaud et du tube de pitot dans le tronçon instrumenté.

1.3.2 La mesure de pression pariétale

Etant donné l'intérêt et les polémiques qu'elle suscite depuis toujours, nous avons décidé de mener une revue bibliographique assez complète sur le thème de la mesure de pression pariétale. Pour ne pas alourdir le développement de ce chapitre, nous lui avons consacré l'annexe A à laquelle nous renvoyons *vivement* le lecteur. Cette annexe dresse en particulier l'inventaire des

différentes techniques de mesure (choix du capteur, choix du montage) et des problèmes qui y sont liés (intégration spatiale, affleurement, effet de sillage).

Pour notre étude, nous avons opté pour l'utilisation de microphones *B&K* 1/4" montés affleurant à la surface interne de la conduite.

Chaque chaîne de mesure de pression pariétale se compose ainsi d'un microphone 1/4" (*B&K*, type 4135), d'un préamplificateur (*B&K*, type 2633) et d'une alimentation portative (*B&K*, type 2804). L'étalonnage d'une telle chaîne se fait classiquement à l'aide d'un calibre acoustique (*B&K*, type 4231) dont le principe est de fournir un niveau sonore de référence à une fréquence donnée (94 dB à 1 kHz). L'inconvénient de cet étalonnage est de ne fournir la sensibilité de la chaîne de mesure qu'à une fréquence unique et donc d'occulter les éventuels dysfonctionnements du microphone dans certaines gammes de fréquences. De plus, les chaînes sont étalonnées de façon indépendante et nous ne possédons donc pas d'information sur leur déphasage relatif. A noter que ce point est primordial pour le calcul de la vitesse de convection qui se déduit directement de la phase de la densité interspectrale mesurée entre deux chaînes de mesure. Néanmoins, la qualité des fournitures Brüel & Kjær est telle que ce type d'étalonnage est très souvent suffisant.

Nous avons cependant mis en œuvre une autre technique d'étalonnage, dit *acoustique*, qui permet d'étalonner la globalité du réseaux de capteurs à la fois en sensibilité et en phase. Le principe ainsi que les résultats de cette opération sont présentés dans l'annexe B. Ils confirment que les chaînes de mesure Brüel & Kjær sont bien adaptées à la caractérisation du champ de pression pariétale notamment grâce à leur appariement en phase et leur sensibilité constante sur une large gamme de fréquence.

1.3.3 La mesure de réponse vibratoire

Les acquisitions de réponse vibratoire de la coque ont été menées avec deux dispositifs différents.

En premier, nous avons utilisé des accéléromètres piézoélectriques. Compte tenu de la faible épaisseur de la coque et afin de minimiser les perturbations de son schéma modal, nous avons opté pour des mini-accéléromètres (PCB, type *M357B11*) de masse très faible ($\simeq 2$ g) alimentés par des amplificateurs de charge (BRÜEL & KJÆR, type 2635). Ces accéléromètres étaient fixés à l'aide d'un point de colle forte (loctite), le montage classique avec de la cire ne résistant pas à un échauffement de la coque. Les accéléromètres étant neufs, les chaînes de mesure n'ont pas fait l'objet d'un étalonnage particulier (sensibilité $\simeq 0.3$ pC/m/s²).

En second, nous avons effectué des mesures au vibromètre à laser (POLYTEC, type *OFV-302*) (figure 1.8). Le fonctionnement de ce vibromètre est basé sur le principe de l'interférométrie laser: le rayon incident pointe sur la structure, ce rayon est réfléchi et il se crée un réseau d'interférences entre les deux rayons qui dépend de la différence de marche introduite dans le rayon réfléchi par la vibration de la structure. L'intérêt d'utiliser le vibromètre à laser est double. D'une part, la mesure se faisant sans contact, le schéma modal de la coque n'est pas perturbé alors que dans le premier cas la présence des accéléromètres peut introduire une masse ajoutée qui décale les fréquences propres. Les acquisitions avec le vibromètre à laser doivent donc permettre une meilleure adéquation avec les prédictions numériques qui ne peuvent simuler

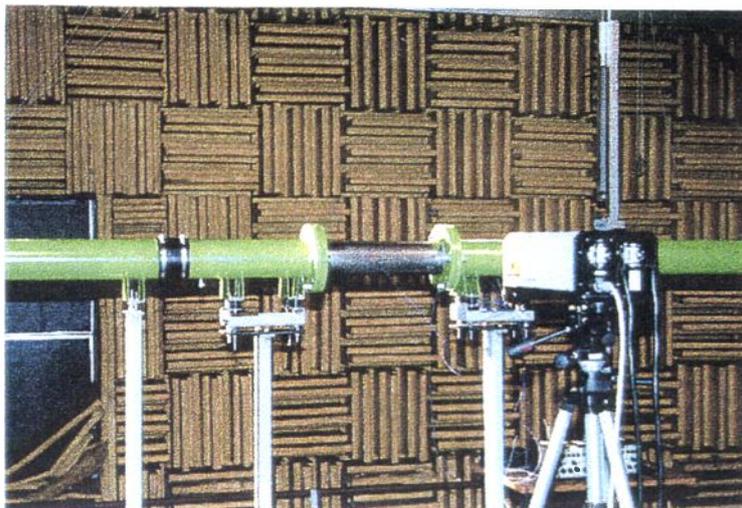


Figure 1.8: Vue du vibromètre laser pointant sur la coque.

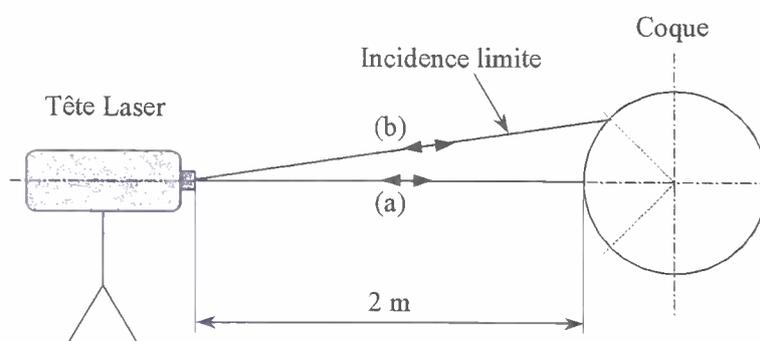


Figure 1.9: Schéma du dispositif de mesure par vibromètre à laser.

ce phénomène de masse ajoutée. D'autre part, le logiciel de pilotage du vibromètre permet de choisir un maillage de points de mesure sur la coque et d'obtenir ainsi une cartographie de sa réponse pour une fréquence fixée. Ces cartographies permettent de visualiser les différentes déformées modales de la coque (cf. § 4.2). La zone de mesure est limitée par l'incidence limite à partir de laquelle il n'y a plus de rayon diffracté capable d'interférer avec le rayon incident, cette zone couvre environ un quart de la circonférence de la coque (figure 1.9).

La mesure par vibromètre à laser ne nécessite pas d'étalonnage particulier. Il faut cependant noter que, la tête laser étant fixe, seules les mesures effectuées sur la génératrice en vis à vis avec la tête (figure 1.9, rayon (a)) donnent le niveau vibratoire réel. Pour les autres génératrices de mesure (rayon (b)), une correction dépendante de l'incidence doit être appliquée. Cette correction n'a pas été réalisée par la suite car, pour interpréter les cartographies, seul un niveau relatif est nécessaire.

1.3.4 La mesure de rayonnement acoustique

La mesure de la pression acoustique rayonnée par la coque se fait avec les mêmes chaînes de mesure que celles utilisées pour la pression pariétale. Chaque chaîne se compose donc d'un microphone 1/4" (*B&K*, type 4135) utilisé ici avec sa grille de protection, d'un préamplificateur

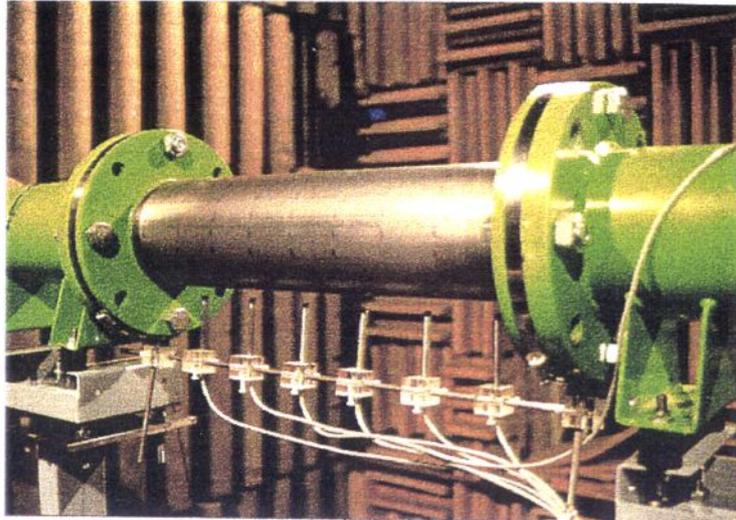


Figure 1.10: Vue du dispositif de mesure de pression acoustique rayonnée.

(*B&K*, type 2633) et d'une alimentation portable (*B&K*, type 2804). L'étalonnage de toutes les chaînes se fait à l'aide du calibreur acoustique (*B&K*, type 4231). Un dispositif se fixant sur les brides de la coque permet d'implanter six chaînes régulièrement réparties sur une génératrice (figure 1.10). La distance entre les microphones et la surface de la coque peut varier d'environ 1 cm à 20 cm. En faisant pivoter ce dispositif autour de l'axe de la coque, il est ainsi possible d'explorer la structure spatiale du rayonnement acoustique de la coque. Nous avons d'autre part étudié la décroissance radiale de la pression acoustique en effectuant des mesures pour diverses distances à la coque variant de 1 cm à 1.4 m.

Enfin, des mesures d'intensité acoustique ont été réalisées à l'aide d'une sonde (*B&K*, type 3520) utilisant une paire de microphones 1/2" (*B&K*, type 4181) appariés en phase et en amplitude. L'étalonnage en amplitude des deux chaînes de mesure a été réalisé à l'aide du calibreur acoustique, en revanche l'appariement en phase n'a pas été contrôlé. La position relative des deux microphones a été fixée grâce à une pige de 50 mm de long. La surface de contrôle pour cette mesure était définie par le cylindre coaxial à la coque de rayon 13 cm et de longueur 46 cm sur lequel nous avons déterminé un maillage de 80 points (4 circonférences \times 20 génératrices).

1.4 Traitement des signaux

1.4.1 Acquisition

Les signaux délivrés par les différentes chaînes de mesure (pression pariétale, vibration, acoustique) ont été traités par un analyseur HEWLETT-PACKARD *HP3567A*. Le codage des signaux se fait sur 16 bits ce qui donne une dynamique maximale de 80 dB. L'analyseur permet de traiter 16 voies simultanées avec une bande d'analyse maximale de 12,8 kHz et un calcul de FFT sur 3200 lignes. Le tableau 1.2 résume les caractéristiques d'acquisition pour chacune des différentes quantités.

Les deux gammes d'analyse pour la pression pariétale permettent d'étudier les phénomènes

	Gamme de fréquence	Nombre de lignes	Nombre de moyennes
Pression pariétale	[0, 1600 Hz]	1600	1000
	[0, 12800 Hz]	1600	1000
Vibration	[0, 3200 Hz]	3200	100
Acoustique	[0, 3200 Hz]	3200	1000

Tableau 1.2: *Caractéristiques d'acquisition.*

basses fréquences (composante acoustique) et hautes fréquences (intégration spatiale) avec une résolution fréquentielle assez fine. De plus, des acquisitions temporelles des signaux de pression pariétale ont été réalisées en vue du traitement pour la séparation des composantes acoustique et turbulente (cf. § 3.2). L'étude de la réponse vibroacoustique est limitée à la gamme de fréquence où la densité modale de la coque est encore assez faible. Le choix du nombre de moyennes pour chacune des acquisitions est discuté dans la partie suivante.

1.4.2 Estimation des erreurs

Nous nous intéressons ici aux erreurs apparaissant dans le traitement de variables aléatoires comme le sont la pression pariétale, la réponse vibratoire et le rayonnement acoustique de la coque. Deux types d'erreur sont généralement considérés: les erreurs de *biais* et les erreurs *statistiques*.

Les erreurs de biais sont des erreurs systématiques indépendantes du traitement statistique des données, elles apparaissent avec la même amplitude et la même direction sur chacune des acquisitions. Elles sont ainsi essentiellement associées aux opérations de pondération et d'échantillonnage. En particulier, elle peuvent provenir de l'analyse d'un phénomène d'étendue spectrale B_r avec une résolution fréquentielle B_e supérieure à B_r .

Les erreurs statistiques résultent de la troncature de l'opération de moyennage basée sur un nombre fini d'échantillons.

BENDAT & PIERSOL (1986) ont estimé ces deux types d'erreur pour les différentes caractéristiques spectrales habituellement considérées (tableau 1.3). n_d est le nombre de moyennes.

Dans le cas de la pression pariétale, la densité spectrale peut être assimilée à un bruit blanc dans une large gamme de fréquence, B_r est donc grand devant B_e qui vaut 1 Hz pour l'acquisition sur [0, 1600 Hz] et 8 Hz pour l'acquisition sur [0, 12800 Hz]. Les erreurs de biais sont alors négligeables devant les erreurs statistiques. Dans ce cas, l'analyse sur 1000 moyennes donne une estimation de la densité spectrale à $\pm 2\epsilon_r$, soit $\pm 6\%$ avec 95 % de confiance. Les densités spectrales des fluctuations de pression pariétale représentées par la suite en dB peuvent donc présenter des variations comprises dans l'intervalle $[-10 \log(1 - 2\epsilon_r), 10 \log(1 + 2\epsilon_r)]$, soit [-0,28, 0,26 dB]. Les erreurs statistiques commises sur la densité interspectrale et la cohérence dépendent non seulement du nombre de moyennes mais aussi de la cohérence ce qui rend leur estimation délicate. De toute façon, la seule technique pour les réduire est d'augmenter le

Estimation	Erreurs de biais ϵ_b	Erreurs statistiques ϵ_r
Densité Spectrale $\Phi_{xx}(f)$	$-\frac{1}{3} \left(\frac{B_e}{B_r}\right)^2$	$\frac{1}{\sqrt{n_d}}$
Densité Interpectrale Module $ \Phi_{xy}(f) $	$-\frac{1}{3} \left(\frac{B_e}{B_r}\right)^2$	$\frac{1}{\Gamma_{xy}(f)\sqrt{n_d}}$
Phase $arg(\Phi_{xy}(f))$	$-\frac{1}{3} \left(\frac{B_e}{B_r}\right)^2$	$\frac{\sqrt{1-\Gamma_{xy}^2(f)}}{\Gamma_{xy}(f)\sqrt{2n_d}}$
Cohérence $\Gamma_{xy}^2(f)$	non définies	$\frac{\sqrt{2[1-\Gamma_{xy}^2(f)]}}{\Gamma_{xy}(f)\sqrt{n_d}}$
COP	non définies	$\frac{\sqrt{2-\Gamma_{xy}^2(f)}}{\Gamma_{xy}(f)\sqrt{n_d}}$

Tableau 1.3: Estimation des erreurs de biais et statistiques.

$\Gamma_{xy}^2(f)$	0,2	0,4	0,6	0,8
ϵ_r	0,080	0,042	0,023	0,010

Tableau 1.4: Estimation des erreurs statistiques pour la cohérence avec $n_d = 1000$.

nombre de moyennes tout en conservant un temps d'acquisition raisonnable, c'est pourquoi nous avons opté pour 1000 moyennes. A titre indicatif, le tableau 1.4 donne les erreurs statistiques pour quelques valeurs de la cohérence et 1000 moyennes. Ces erreurs sont assez limitées pour considérer que la valeur estimée $\Gamma_{xy}^2(f)$ sur 1000 moyennes fournit une représentation acceptable de la valeur *vraie*. Par ailleurs, il faut noter que, dans la mesure de cohérence entre deux capteurs de pression pariétale, une erreur de biais supplémentaire est introduite. Elle résulte du décalage temporel dû au temps de propagation τ du signal entre les deux capteurs. BENDAT & PIERSOL (1986) ont estimé cette erreur en posant:

$$\left(\Gamma_{xy}^{mes}\right)^2(f) \simeq \left(1 - \frac{\tau}{T_{acq}}\right)^2 \Gamma_{xy}^2(f) \quad (1.1)$$

où T_{acq} est le temps d'acquisition. Cette formule montre que l'erreur est vite négligeable dès lors que τ est petit devant T_{acq} , ce qui est souvent le cas. Ainsi, en considérant deux capteurs de pression pariétale distants de 15 cm et une vitesse de convection minimum grossièrement estimée à 0.7×60 m/s, nous obtenons un décalage temporel $\tau \simeq 3,5$ ms qui est bien inférieur au temps d'acquisition $T_{acq} \simeq 50$ s pour 1000 moyennes, 1600 lignes et une fréquence d'échantillonnage à 12,8 kHz.

Pour la réponse vibratoire, seules des densités spectrales ont été enregistrées, c'est pourquoi nous avons limité l'analyse à 100 moyennes. Ceci fournit un intervalle de variations dû aux erreurs statistiques de $[-0,46, 0,41$ dB] pour les densités spectrales représentées en dB. L'évaluation

du paramètre B_r , est délicate, notamment aux fréquences de résonance, mais avec une résolution fréquentielle $B_e=1$ Hz, nous pouvons considérer que les erreurs de biais sont négligeables devant les erreurs statistiques.

Pour le rayonnement acoustique, des mesures de COP (*Coherent Output Power*) ont été réalisées avec la réponse vibratoire de la coque. Le tableau 1.3 montre que les erreurs statistiques sur la COP sont réduites en augmentant le nombre de moyennes ce qui explique l'analyse de la pression acoustique rayonnée sur 1000 acquisitions.

Chapitre 2

Caractérisation de l'installation

Ce chapitre présente les diverses mesures qui permettent de juger des performances de l'installation. Elles doivent ainsi valider que la configuration étudiée est bien représentative d'une coque cylindrique encastrée à ses extrémités et sollicitée par un écoulement turbulent pleinement développé.

Dans cet optique, nous nous intéressons dans un premier temps aux caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement. La vitesse maximale au centre de la conduite est de l'ordre de 130 m/s. Nous nous sommes donc fixé quatre vitesses de référence (60, 80, 100 et 120 m/s) pour lesquelles nous avons mesuré les profils de vitesses moyennes et d'intensité de turbulence dans la zone de mesures. Par ailleurs, l'évolution de la pression statique le long de la conduite a permis d'estimer la vitesse de frottement et le coefficient de perte de charge pour chacune de ces vitesses. L'ensemble de ces mesures permet finalement de conclure quant à l'obtention d'un écoulement pleinement développé.

Dans un deuxième temps, nous revenons sur l'hypothèse de non influence des vibrations de la coque sur l'écoulement. Cette hypothèse nous a permis de mesurer les caractéristiques du champ de pression pariétale sur un tronçon rigide et se révèle légitime au vu des faibles amplitudes vibratoires de la coque.

Dans un troisième temps, nous présentons les résultats de l'analyse modale effectuée sur la coque. Cette analyse permet d'identifier les premiers modes qui se comparent favorablement à ceux calculés pour une coque cylindrique ($L_c=0,46$ m, $D=0,125$ m et $h=0,5$ mm) avec des conditions limites d'encastrement. Par ailleurs, les réponses vibratoires sous écoulement de la coque, de son support et de la conduite permettent de juger de l'efficacité du dispositif d'isolation vibratoire de la coque (plots élastiques + manchettes souples).

Dans un dernier temps, nous comparons le rayonnement acoustique de la coque au bruit de fond de la chambre sourde.

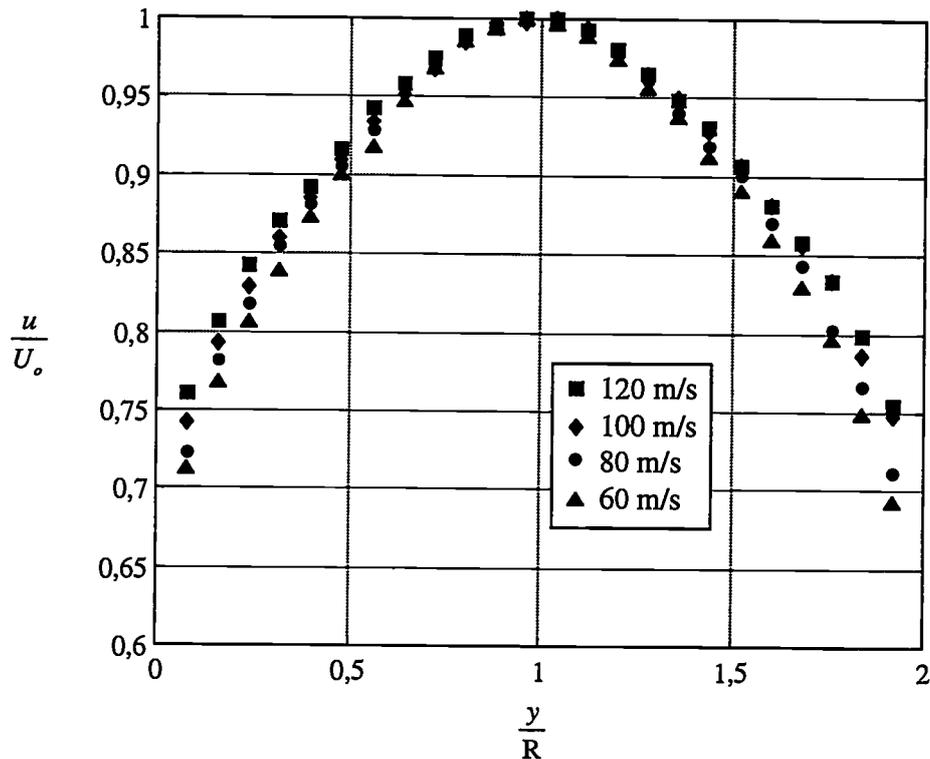


Figure 2.1: Profils de vitesse moyenne adimensionnalisée avec la vitesse au centre de la conduite U_0 .

2.1 Caractéristiques aérodynamiques

En toute rigueur, l'écoulement peut être considéré comme pleinement développé à partir du moment où les profils de vitesses moyenne et fluctuante ne varient plus en fonction de la position axiale. Ici, nous nous contenterons de présenter les résultats acquis dans la zone de mesures et nous les comparerons aux résultats classiques observés pour ce type d'écoulement.

2.1.1 Profils de vitesse moyenne

La figure 2.1 présente les profils mesurés de la vitesse moyenne sous la forme adimensionnalisée de u/U_0 en fonction de y/R , où u est la vitesse moyenne à la distance y de la paroi. Ces profils présentent une bonne symétrie qui indique que l'écoulement est bien établi. Avec l'augmentation de la vitesse, les profils ont tendance à légèrement s'aplanir ce qui est un comportement habituellement observé en conduite. De plus, il faut noter que les mêmes mesures ont été effectuées pour un diamètre perpendiculaire et que des remarques identiques ont pu être formulées.

Pour un écoulement pleinement développé, SCHLICHTING (1960) a proposé, en se basant sur les travaux de NIKURADSE, une loi empirique en puissance pour le profil de vitesse de la forme:

$$\frac{u}{U_0} = \left(\frac{y}{R}\right)^{1/n} \quad (2.1)$$

U_o (m/s)	60	80	100	120
\bar{u} (m/s)	50,7	69,8	87	105,3
$\bar{\mathcal{R}}$	$4,5 \times 10^5$	$6,2 \times 10^5$	$7,8 \times 10^5$	$9,4 \times 10^5$
n	7,6	7,9	8,2	8,5

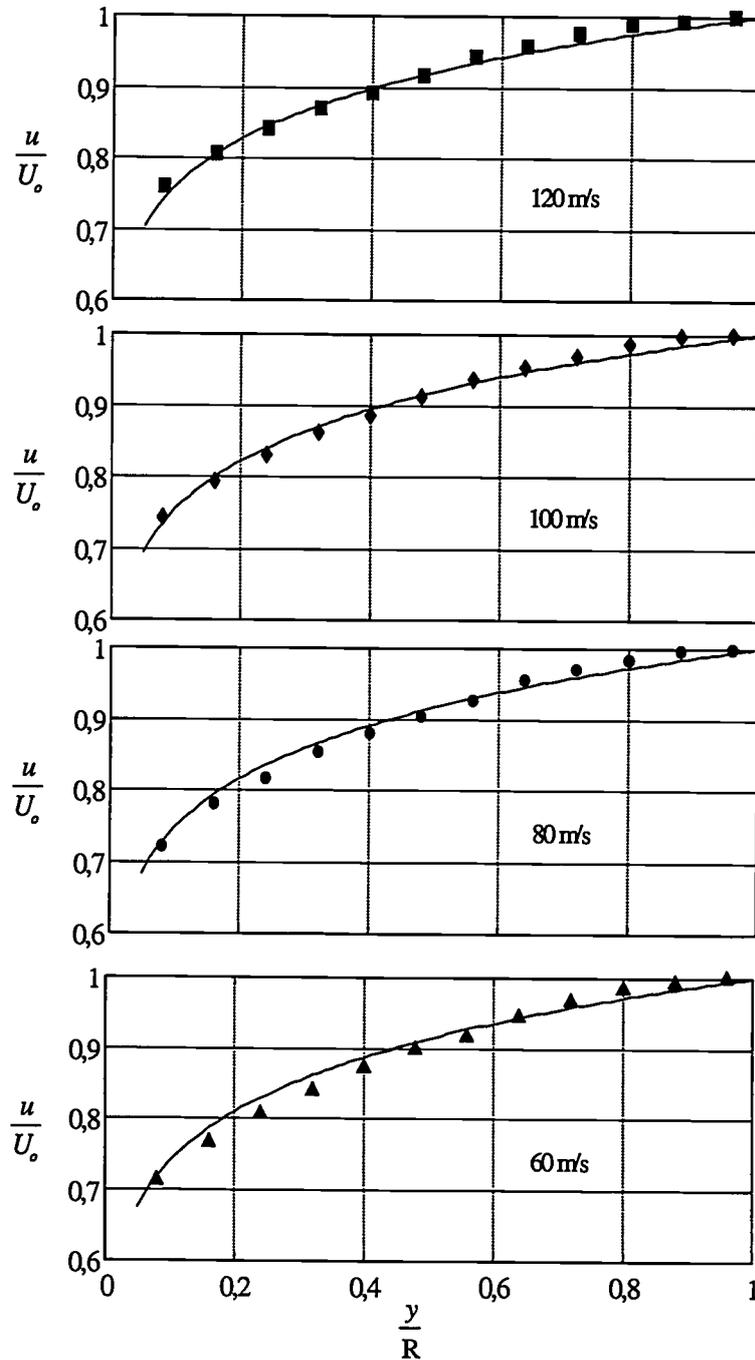
Tableau 2.1: Coefficient n de la loi puissance.

Figure 2.2: Comparaison des profils de vitesse moyenne mesurée (symboles) avec la loi puissance (trait plein).

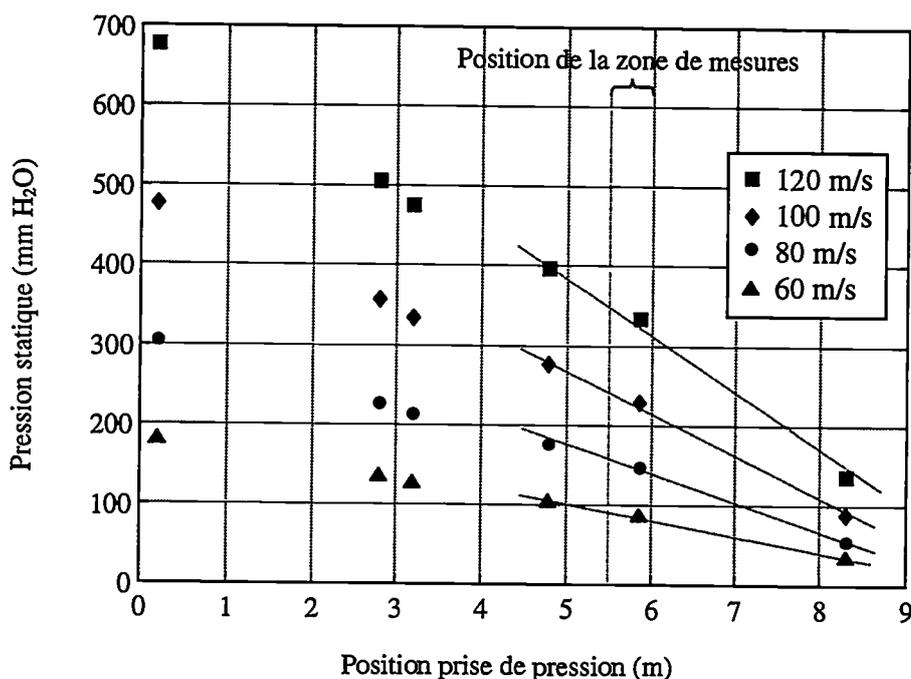


Figure 2.3: Evolution de la pression statique le long de la conduite.

Cette loi est évidemment une approximation puisqu'elle ne possède pas de tangente horizontale au centre de la conduite, mais elle permet néanmoins d'apprécier globalement le caractère pleinement développé de l'écoulement. Le coefficient n varie en fonction du nombre de Reynolds $\overline{R} = \overline{u}D/\nu$ basé sur la vitesse moyenne (vitesse de débit) de l'écoulement \overline{u} . Cette vitesse est définie par:

$$\overline{u} = \frac{Q}{\pi R^2} \quad (2.2)$$

où Q est le débit obtenu à partir d'une intégration des profils de vitesse moyenne (figure 2.1). Le tableau 2.1 présente, pour les quatre vitesses, la valeur de la vitesse moyenne, le nombre de Reynolds correspondant et le coefficient n donné par SCHLICHTING.

La figure 2.2 présente la comparaison entre les profils de vitesse moyenne mesurés et la loi puissance avec le coefficient n calculé précédemment pour chacune des vitesses. Nous constatons un très bon accord qui permet de conclure que, d'un point de vue aérodynamique moyen, l'écoulement est pleinement développé dans la zone de mesures.

2.1.2 Evolution de la pression statique

Les autres critères qui permettent de considérer qu'un écoulement est pleinement développé sont (cf. § 1.1.1) ceux proposés par SABOT (1976):

- répartition longitudinale linéaire de la pression statique,
- vérification de la loi de PRANDLT-NIKURADSE pour le coefficient de perte de charge.

La pression statique a été mesurée en six endroits de la conduite. La figure 2.3 présente l'évolution de la pression statique le long de la conduite pour les quatre vitesses de référence.

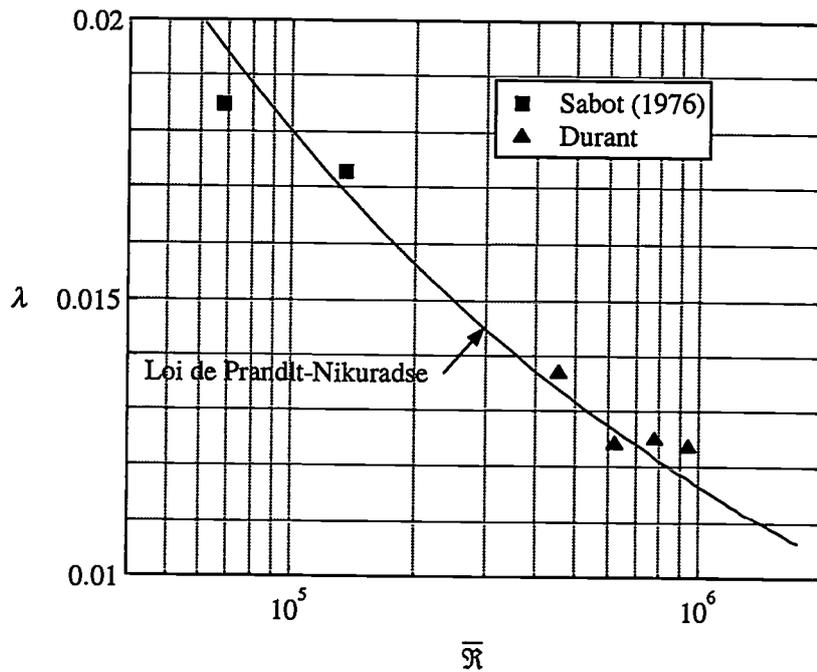


Figure 2.4: Loi de PRANDLT-NIKURADSE pour le coefficient de perte de charge λ .

Nous constatons une évolution quasi-linéaire notamment pour les trois dernières prises de pression. La quatrième prise se situe juste en amont de la zone de mesures et les deux dernières en aval. Le critère de *répartition longitudinale linéaire de la pression statique* est donc relativement bien vérifié au delà de 40 diamètres en aval du convergent.

Le deuxième critère qui caractérise un écoulement pleinement développé est la vérification de la loi de PRANDLT-NIKURADSE pour le coefficient de perte de charge λ définie par:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log(\overline{R} \sqrt{\lambda}) - 0,8 \quad (2.3)$$

où :

$$\lambda = 8 \left(\frac{u_\tau}{\bar{u}} \right)^2 \quad (2.4)$$

La figure 2.4 présente la position de nos mesures par rapport à cette loi ainsi que celles de SABOT (1976). Dans sa thèse, SABOT a calculé le coefficient de perte de charge également à partir du gradient de pression statique, mais à des distances notablement plus grandes du convergent (95 diamètres). Nous constatons que les deux séries de mesures sont en bon accord avec la loi de PRANDLT-NIKURADSE, ce qui confirme ainsi le caractère pleinement développé de notre écoulement.

A partir de la pente de décroissance de la pression statique, il est possible de calculer la contrainte de cisaillement τ_w à la paroi par:

$$\tau_w = \frac{\Delta P}{\Delta Z} \frac{R}{2} \quad (2.5)$$

	U_o (m/s)	60	80	100	120
Mesures	τ_w (Pa)	5,73	9,75	15,26	22,11
	u_τ (m/s)	2,10	2,75	3,44	4,14
Schlichting	τ_w (Pa)	5,05	8,84	13,01	18,16
	u_τ (m/s)	1,98	2,62	3,18	3,75

Tableau 2.2: Contraintes de cisaillement et vitesses de frottement.

La vitesse de frottement u_τ s'en déduit alors:

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

Comme nous le verrons ultérieurement, la vitesse de frottement est particulièrement importante pour l'adimensionnalisation des caractéristiques du champ de pression pariétale. Le tableau 2.2 résume les valeurs de u_τ calculées à partir des pressions statiques mesurées et des équations 2.5 et 2.6. Nous comparons également nos valeurs à celles obtenues par la formule proposée par SCHLICHTING (1960) dans le cas d'un écoulement pleinement développé en conduite.

$$\tau_w = 0.03325 \rho \left(\frac{\nu}{R} \right)^{1/4} \bar{u}^{7/4} \quad (2.7)$$

L'accord entre les deux séries de valeurs s'avère relativement bon. Le rapport u_τ/U_o baisse légèrement avec la vitesse U_o mais se situe classiquement aux environs de 3,5%.

Loi de paroi - Loi déficitaire

Le troisième critère caractérisant un écoulement pleinement développé (cf. § 1.1.1) est l'existence de la loi de paroi pour la vitesse moyenne, c'est à dire une répartition des vitesses moyennes de la forme:

$$\frac{u}{u_\tau} = A \log \left(\frac{y u_\tau}{\nu} \right) + B \quad (2.8)$$

dans la zone de paroi délimitée par $30\nu/u_\tau < y < 0,3R$. La figure 2.5 présente les profils de vitesse moyenne sous cette forme avec les valeurs de la vitesse de frottement mesurée (tableau 2.2). Comme le premier point de mesure se situe à 5 mm de la paroi et que le pas entre chaque point est également de 5 mm, seuls les trois premiers points de chaque profil appartiennent à la zone de paroi. Pour chacune des vitesses, nous observons que ces points sont bien alignés et que les suivants s'écartent de cet alignement. L'identification de la constante A donne des valeurs comprises entre 4,9 et 5,9 qui sont en bon accord avec la littérature. Par contre, la constante additive B présente de plus grandes variations ce que d'autres auteurs (ROBERT 1984) ont déjà remarqué. Néanmoins, nous constatons encore une fois que les caractéristiques de l'écoulement suivent les critères avancés par SABOT (1976) pour un écoulement pleinement développé.

Pour finir, la figure 2.6 présente les profils de vitesse moyenne sous la forme de la loi déficitaire qui fournit un bon regroupement des mesures.

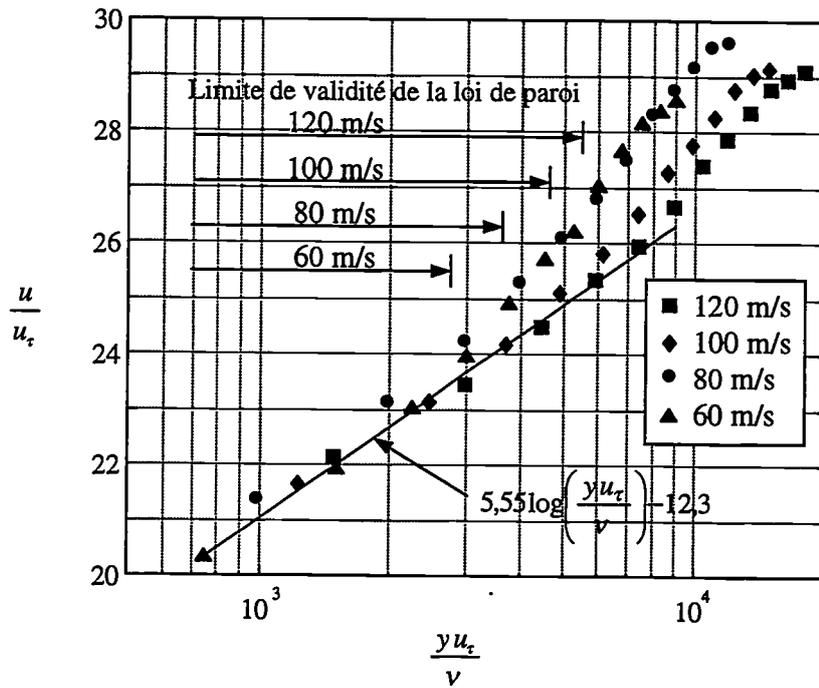


Figure 2.5: Loi de paroi pour les vitesses moyennes.

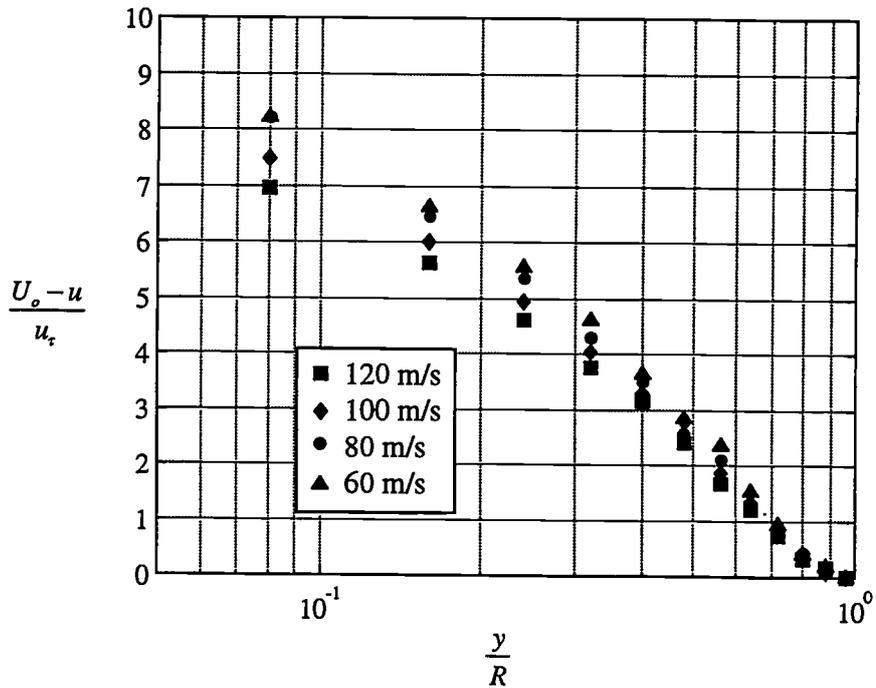


Figure 2.6: Loi déficitaire pour les vitesses moyennes.

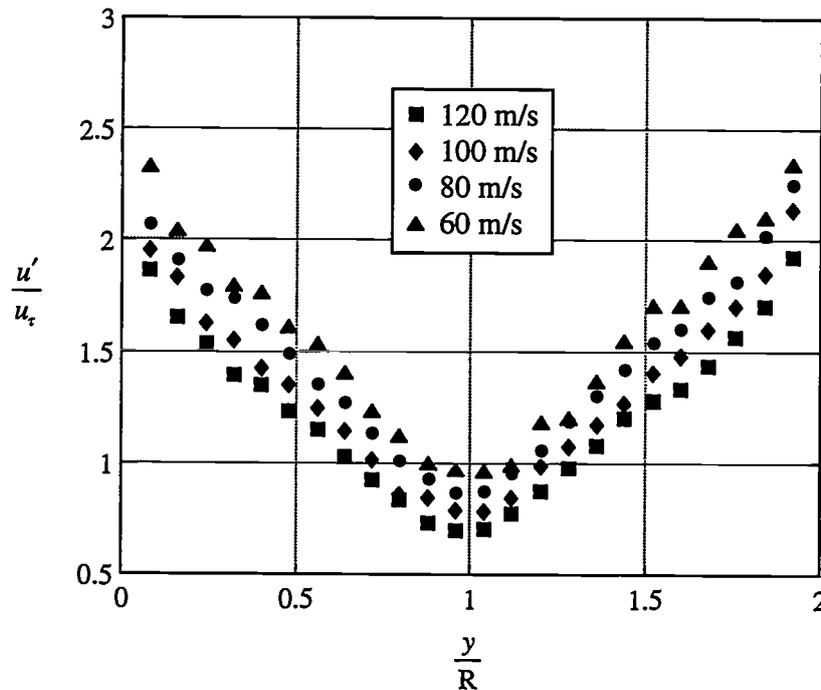


Figure 2.7: Profils d'intensité de turbulence.

2.1.3 Caractéristiques turbulentes

Dans ce paragraphe, nous présentons succinctement les résultats relatifs aux fluctuations de vitesse. Les profils d'intensité de turbulence normalisés par la vitesse de frottement sont présentés sur la figure 2.7. Cette représentation permet un regroupement des profils comparables à celui obtenu par PERRY & ABELL (1975) mais demeure très sensible au choix de la vitesse de frottement u_τ . Ces mêmes profils normalisés avec la vitesse U_o fournissent une intensité de turbulence de l'ordre de 3% au centre de la conduite et 10% proche de la paroi. L'augmentation de la turbulence près de la paroi est également visible sur la figure 2.8 qui présente les densités spectrales de fluctuation de vitesse longitudinale $\Phi_u(f)$ mesurées pour $U_o=80$ m/s et différentes distances à la paroi. Par ailleurs, nous observons le caractère large bande des fluctuations de vitesse habituellement associées à une couche limite turbulente ainsi que l'existence de la loi de KOLMOGOROV en $-5/3$.

2.2 Hypothèse de non influence des vibrations sur l'écoulement

Nous revenons ici sur l'hypothèse avancée au chapitre 1.2.4 qui considère que les vibrations de la coque ne perturbent pas l'écoulement. Cette hypothèse est usuelle dans le domaine des structures excitées par des écoulements et permet, d'un point de vue pratique, d'identifier les caractéristiques du champ de pression pariétale mesurées sur une paroi rigide à celles du champ de pression pariétale agissant sur la paroi flexible. Il convient maintenant de se faire une idée de la validité de cette hypothèse. Pour ce faire, nous proposons de comparer l'amplitude des vibrations de la coque sollicitée par l'écoulement à une dimension caractéristique de cet écoulement. Le

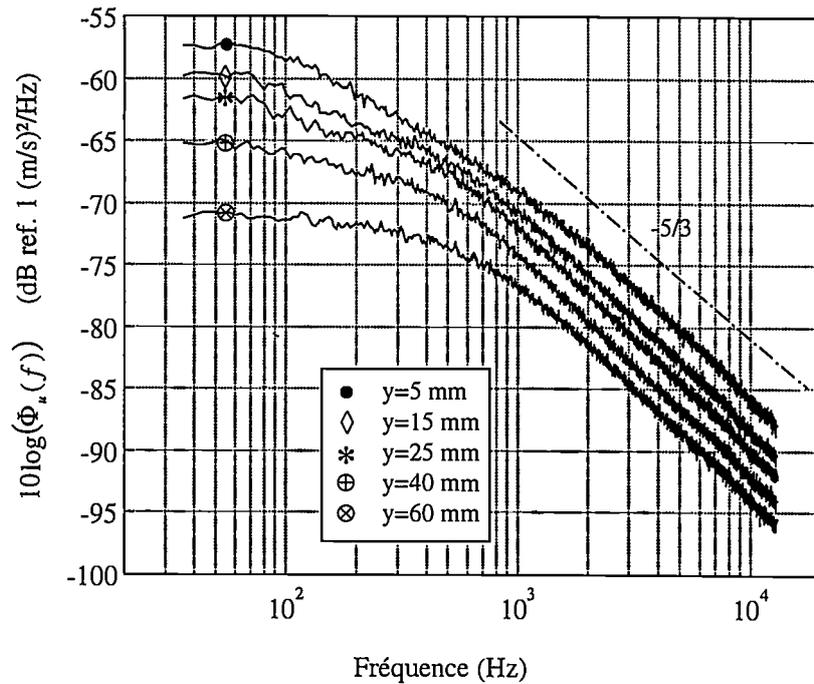


Figure 2.8: Densités spectrales de fluctuation de vitesse longitudinale pour $U_o=80$ m/s .

choix de cette dimension découle de la structure de l'écoulement au voisinage de la paroi qui est particulièrement bien décrite par SCHLICHTING (1960). Il considère ainsi trois zones:

- $yu_\tau/\nu < 5$ constitue la sous-couche laminaire visqueuse où les contraintes turbulentes sont négligeables,
- $5 < yu_\tau/\nu < 70$ zone où les contraintes turbulente et laminaire interviennent à contribution égale,
- $70 < yu_\tau/\nu$ zone où les contraintes turbulentes sont prépondérantes.

Si nous considérons que les caractéristiques du champ de pression pariétale sont principalement influencées par les fluctuations de vitesse apparaissant au delà de la sous-couche visqueuse, la dimension caractéristique peut être choisie égale à $\delta_\nu = 5\nu/u_\tau$.

Cette grandeur est donc à comparer avec l'amplitude des vibrations de la coque $(\overline{w^2})^{1/2}$ obtenue par intégration de la densité spectrale de réponse en déplacement $\Phi_w(f)$. Ainsi pour $U_o=120$ m/s, nous obtenons $\delta_\nu \simeq 17 \mu\text{m}$ et $(\overline{w^2})^{1/2} \simeq 0.26 \mu\text{m}$. Au vu de ces valeurs, l'hypothèse de non influence des vibrations de la coque sur l'écoulement apparaît totalement raisonnable.

2.3 Caractéristiques vibratoires

2.3.1 Caractéristiques modales de la coque

Une analyse modale a été menée sur la coque une fois insérée dans la conduite. Pour ce faire, la coque a été excitée au moyen d'un marteau de choc en 180 points d'un maillage constitué de 20 génératrices et 9 circonférences (cf. annexe D). La réponse de la coque était enregistrée par un

Modes (m,n)	Fréquences Propres (Hz)	
	Mesurées	Calculées
(1,3)	565	574
(1,4)	571	570
(1,5)	795	795
(1,2)	919	972
(2,4)	945	944
(2,5)	960	957
(1,6)	1131	1134
(2,6)	1206	1208
(2,3)	1301	1305
(3,5)	1311	1300
(3,6)	1387	1385
(3,4)	1560	1552

Tableau 2.3: Modes identifiés expérimentalement et calculés.

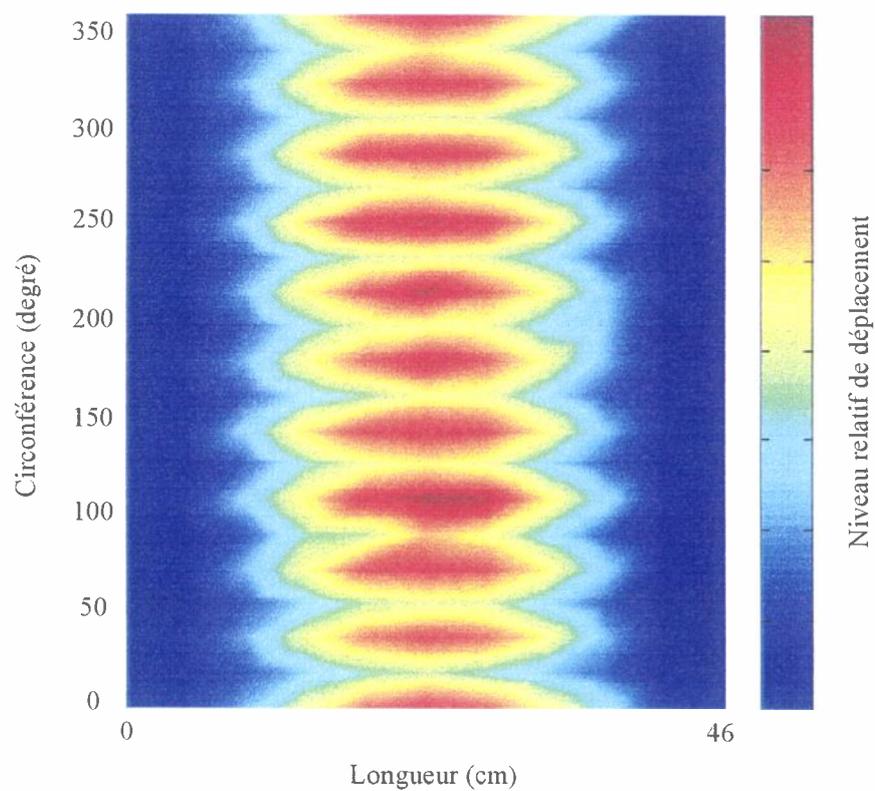


Figure 2.9: Déformée modale (1,5) de la coque à 795 Hz.

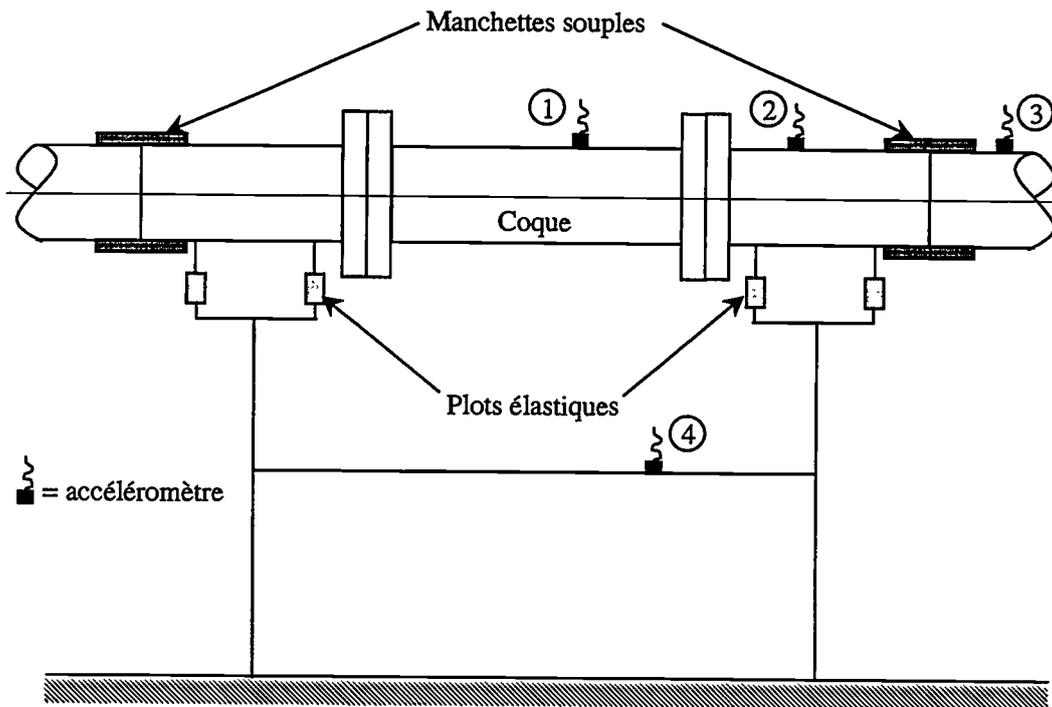


Figure 2.10: Dispositifs d'isolation vibratoire.

accéléromètre fixe, positionné près d'une extrémité (≈ 80 mm) de manière à voir la majorité des modes. Le tableau 2.3 présente les premiers modes, fréquence et ordre, identifiés lors de cette analyse. Ils sont comparés à ceux calculés par MATTEI *et al.* (1998) pour une coque en acier de caractéristiques géométriques: $L_c=0,46$ m, $D=0,125$ m et $h=0,5$ mm, avec des conditions limites d'encastrement. Ce calcul utilise l'opérateur de FLÜGGE. L'indice m correspond à l'ordre longitudinal et l'indice n à l'ordre circonférentiel. Nous observons une bonne adéquation entre mesure et calcul hormis pour le mode (1,2). Cette comparaison favorable nous mène à faire deux conclusions. D'une part, la coque réalisée par roulage puis soudage peut être modélisée par une coque cylindrique, le cordon de soudure n'introduisant visiblement pas d'inhomogénéité. D'autre part, les brides brasées aux extrémités de la coque reproduisent fidèlement des conditions aux limites d'encastrement.

De son côté, la figure 2.9 représente la cartographie des niveaux relatifs de déplacement radial de la coque à 795 Hz. Rappelons que pour une coque l'indice m dénote le nombre de demi-longueur d'onde sur la longueur et l'indice n le nombre de longueur d'onde sur la circonférence. Ainsi, nous dénombrons 10 nœuds de vibration sur la circonférence et 2 nœuds sur la longueur ce qui permet d'identifier le mode (1,5).

Par ailleurs, la coque est très faiblement amortie et *tinte* un peu comme une cloche. Nous avons estimé les taux d'amortissement modaux aux environs de 10^{-4} .

2.3.2 Isolation vibratoire de la coque

Nous nous intéressons dans cette partie à l'efficacité des dispositions prises pour isoler la coque des vibrations du reste de la conduite afin de ne pas voir émerger dans la réponse de la coque

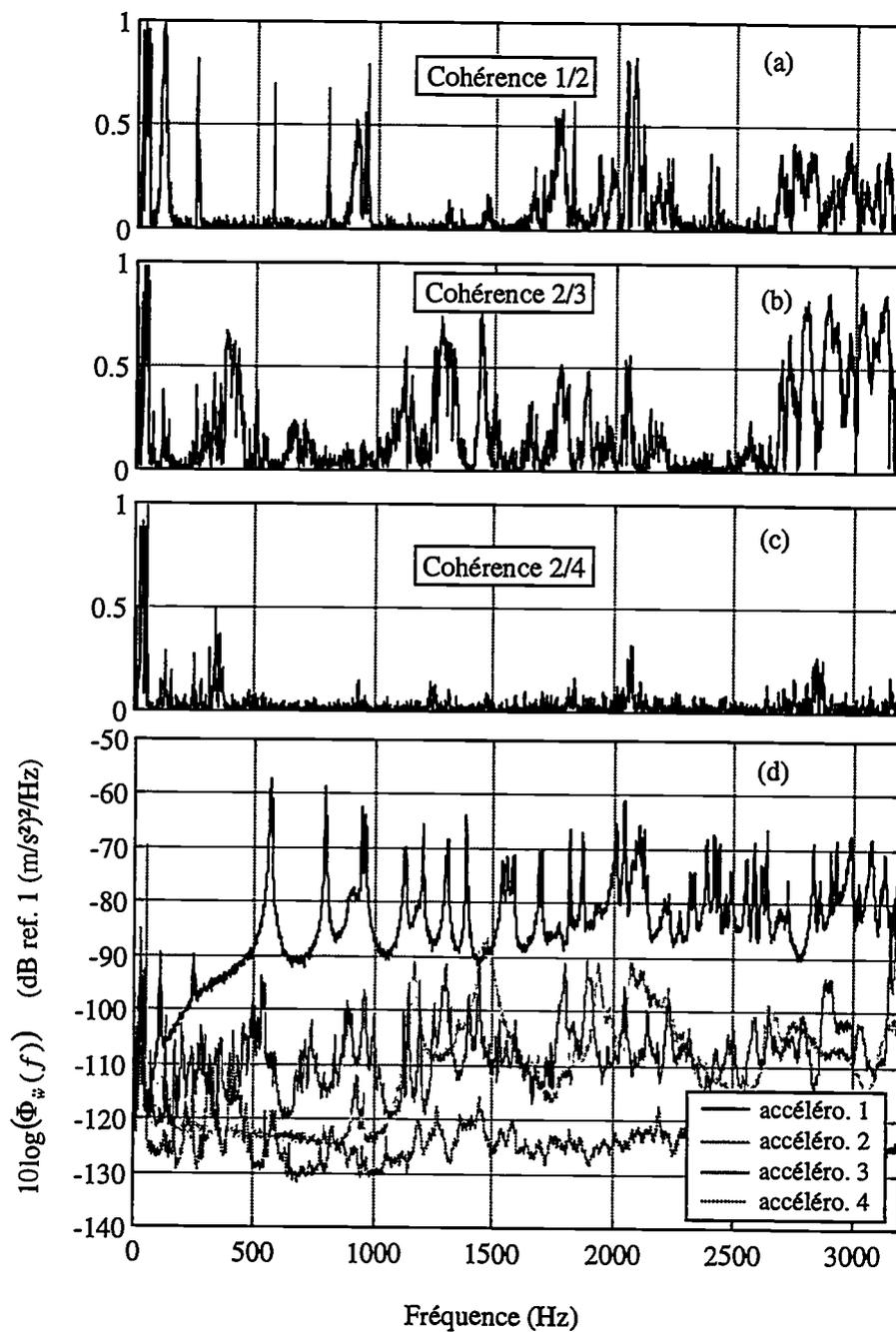


Figure 2.11: Résultats de l'isolation vibratoire à 120 m/s.

certaines fréquences indésirables. Cette isolation est réalisée en trois points. En premier, la coque est bridée de part et d'autre à deux tronçons d'épaisseur 7.5 mm (figure 2.10), la rupture d'impédance induite par cette différence d'épaisseur assure une première isolation. En second, ces deux tronçons sont reliés au reste de la conduite par des manchettes souples qui sont chargées d'atténuer la propagation des vibrations de l'ensemble de la conduite. Enfin, ces tronçons reposent sur des supports par l'intermédiaire de plots élastiques. Nous avons disposé quatre accéléromètres comme indiqué sur la figure 2.10 et nous jugeons l'efficacité de l'isolation en nous basant sur les fonctions de cohérence entre ces accéléromètres. La vitesse d'écoulement au centre de la conduite est de 120 m/s. La figure 2.11 (a) présente la cohérence mesurée entre les accéléromètres 1 et 2. Cette cohérence est très faible jusqu'à 1600 Hz hormis pour quelques fréquences qui correspondent aux premières fréquences propres de la coque. A ces fréquences, le niveau de réponse de la coque doit être suffisamment fort pour se transmettre au tronçon amont. Entre 1600 Hz et 2200 Hz et au delà de 2700 Hz, la cohérence remonte et semble indiquer une transmission des vibrations entre le tronçon et la coque. La figure 2.11 (b) présente la cohérence mesurée entre les accéléromètres 2 et 3 et permet de constater l'efficacité de la manchette souple. Cette efficacité ne peut être totale car la manchette souple est quand même rigidement liée aux tronçons par des serre-joints pour assurer le guidage de la conduite. A noter que nous observons encore une augmentation de la cohérence entre 1600 Hz et 2200 Hz et au delà de 2700 Hz. La figure 2.11 (c) présente la cohérence mesurée entre les accéléromètres 2 et 4 dont le faible niveau assure l'isolation entre les supports et la conduite. Finalement, la figure 2.11 (d) montre les densités spectrales de réponse en accélération $\Phi_{\ddot{w}}(f)$ enregistrées par les quatre accéléromètres. Les fonds de spectre de la réponse de la coque sont en moyenne 20 dB au dessus des réponses du tronçon amont et de la conduite (hormis vers 1500 Hz), tandis que les pics émergent d'environ 40 dB. Au vu de ces résultats, nous pouvons considérer que la coque est correctement isolée des vibrations du reste de la conduite jusqu'à 1600 Hz. Au delà des transmissions apparaissent et nous aurons l'occasion de revenir sur ce point au paragraphe 4.3.

2.4 Caractéristiques acoustiques

Pour finir, nous nous intéressons aux performances acoustiques de l'installation. Ces performances sont principalement conditionnées par les qualités d'anéchoïcité de la chambre dans laquelle est montée l'installation. La figure 2.12 propose une mesure du bruit de fond acoustique de la chambre réalisée au voisinage de la coque lorsque la soufflerie est à l'arrêt. Elle est comparée à la densité spectrale de pression acoustique rayonnée par la coque à 7 cm lorsqu'elle est excitée par un écoulement à $U_o=100$ m/s. Nous constatons le faible niveau du bruit de fond et donc l'émergence du rayonnement acoustique. Cette comparaison n'est pas pour autant un garant de la qualité de la mesure acoustique. Nous observons en effet une forte remontée du rayonnement acoustique dans les mêmes gammes de fréquence que celles observées au paragraphe précédent, ce qui semble indiquer que la parasitage vibratoire de la coque se traduit également par un parasitage acoustique. Nous mettrons en évidence ce phénomène au paragraphe 4.3 par diverses mesures de COP.

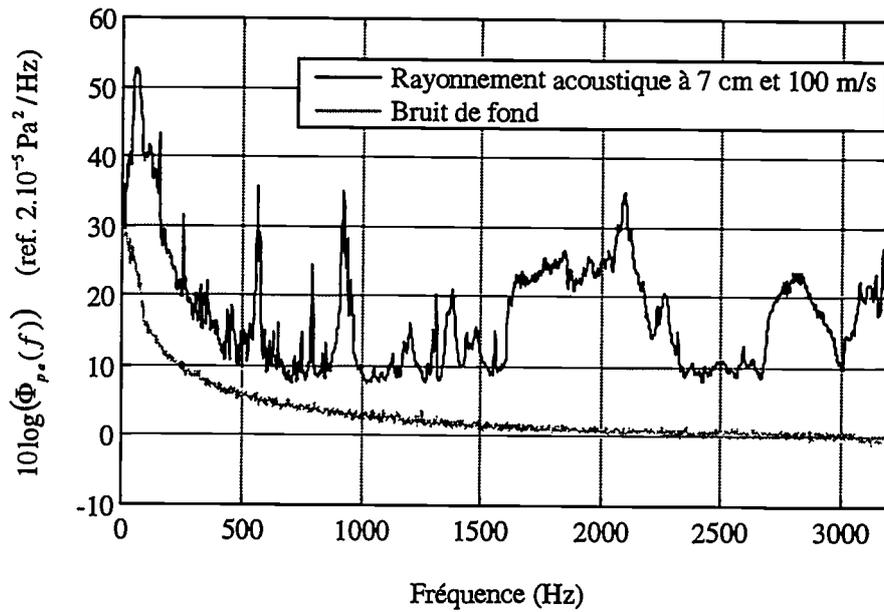


Figure 2.12: Bruit de fond et densité spectrale de la pression acoustique rayonnée à 7 cm et 100 m/s.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à présenter les caractéristiques de l'installation qu'elles soient aérodynamiques, vibratoires ou acoustiques. Un des objectifs de notre travail étant de reproduire la configuration d'une coque cylindrique sollicitée par un écoulement pleinement développé, nous avons dans un premier temps montré que l'écoulement vérifiait l'ensemble des critères proposés par SABOT (1976) pour caractériser un écoulement pleinement développé en conduite. Dans un deuxième temps, nous avons vérifié favorablement l'hypothèse selon laquelle les vibrations de la coque ne perturbent pas les propriétés du champ de pression pariétale et que celles-ci peuvent donc être mesurées sur une paroi rigide. Nous avons ensuite montré au moyen de l'analyse modale que la coque, telle qu'elle a été réalisée et insérée dans la conduite, pouvait être correctement modélisée par une coque cylindrique en acier de dimensions $L_c=0,46$ m, $D=0,125$ m et $h=0,5$ mm et encastrée à ses extrémités. Enfin, nous avons constaté les bonnes conditions de mesure de la réponse vibroacoustique de la coque jusqu'à 1600 Hz, ce qui englobe les douze premiers modes de la coque.

Chapitre 3

Etude du champ de pression pariétale induit par l'écoulement turbulent interne pleinement développé

Ce chapitre est consacré à l'analyse du champ de pression pariétale qui se développe sur la paroi interne de la conduite lors du passage de l'écoulement. Il a pour objectif de préciser le contenu fréquentiel et la structure spatiale et convective du champ exciteur qui agit sur la coque. Il a constitué une part importante de notre travail et se décompose en quatre étapes.

Dans un premier temps, nous considérons les résultats bruts, c'est à dire directement issus des mesures. Nous étudions le contenu fréquentiel de la densité spectrale ainsi que son évolution en fonction de la vitesse d'écoulement. Par ailleurs, nous analysons la structure spatiale et convective du champ de pression grâce aux mesures de densités interspectrales. Une des principales conclusions qui s'impose dans cette première partie est que le champ de pression pariétale fait apparaître deux composantes : une composante *turbulente* (large bande) et une composante *acoustique* (pics en basses fréquences).

Dans un deuxième temps, nous présentons trois techniques permettant de séparer la contribution de ces deux composantes dans la densité spectrale. Nous développons également une technique pour traiter la densité interspectrale. Les performances de ces différentes techniques sont testées et comparées pour plusieurs configurations (implantations longitudinale et circumférentielle, excitation aérodynamique, excitation aérodynamique et acoustique).

Dans un troisième temps, nous revenons sur l'analyse des densités spectrale et interspectrale dans lesquelles nous avons maintenant éliminé la contribution de la composante *acoustique*. En particulier, nous représentons les différentes quantités dans des systèmes d'échelles sans dimension, ce qui permet de regrouper les résultats obtenus pour les quatre vitesses de référence (60, 80, 100 et 120 m/s). Nous en déduisons alors un modèle analytique pour la densité interspectrale de la composante *turbulente* du champ de pression pariétale.

Enfin, ce modèle d'excitation est introduit dans le code de prédiction vibroacoustique développé par Pierre-Olivier MATTEI au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille. Après avoir testé la validité de ce code, nous l'utilisons pour quantifier l'influence et la sensibilité des différents paramètres qui composent notre modèle.

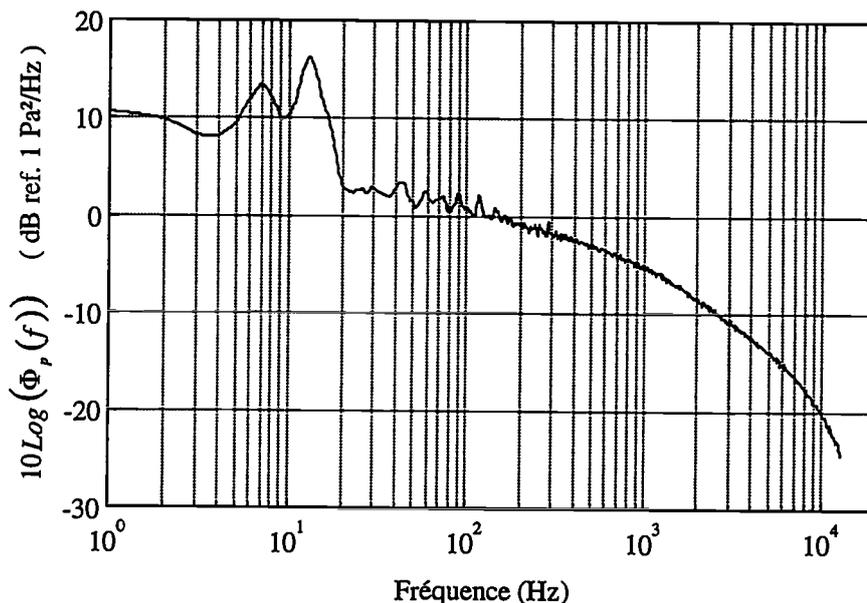


Figure 3.1: Densité spectrale de la fluctuation de pression pariétale à 100 m/s.

3.1 Analyse des mesures brutes

Nous nous intéressons ici aux densités spectrales des fluctuations de pression pariétale, $\Phi_p(f)$, directement enregistrées par les microphones Brüel & Kjær 1/4" montés affleurant à la paroi interne de la conduite (cf. § 1.3.2). Les signaux fournis par ces microphones ne subissent aucun autre traitement que la conversion en Pa^2/Hz utilisant la sensibilité des chaînes de mesure.

3.1.1 Densité spectrale des fluctuations de pression pariétale

Contenu fréquentiel

La figure 3.1 présente l'évolution de la densité spectrale de la fluctuation de pression pariétale mesurée à 100 m/s sur la plage de fréquence $[0, 12800 \text{ Hz}]$. La densité spectrale est continue et s'étend sur une large étendue fréquentielle. Elle est marquée par la présence de pics qui émergent nettement au dessous de 300 Hz. Au delà, le comportement de la densité spectrale est beaucoup plus lisse et décroît progressivement avec la fréquence. Cette observation laisse donc apparaître que le champ de pression pariétale est constitué d'une composante *acoustique* (pics) et d'une composante *turbulente* (caractère large bande). C'est ce qu'observent habituellement les expérimentateurs pour les écoulements confinés. La densité spectrale de la fluctuation de pression pariétale présente ainsi une zone *basses fréquences* où le champ de pression pariétale est dominé par la composante *acoustique* et se traduit par l'émergence de pics, au delà, la composante *turbulente* prédomine et la densité spectrale est plus lisse. En *hautes fréquences*, la contribution de la composante *turbulente* est filtrée par la perte de résolution spatiale du microphone qui accentue la décroissance de la densité spectrale.

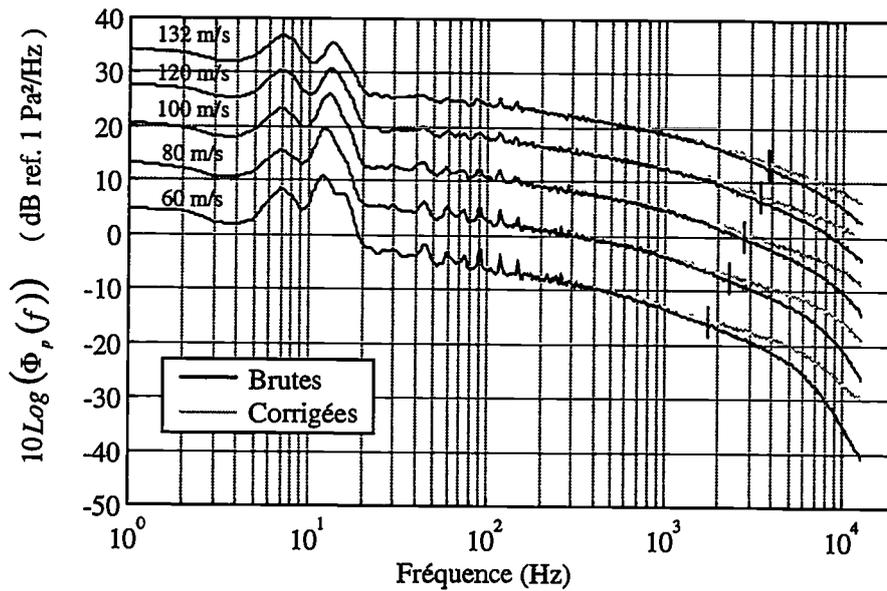


Figure 3.2: Densités spectrales de la fluctuation de pression pariétale brutes et corrigées du phénomène d'intégration spatiale à 60, 80, 100, 120 et 132 m/s. Les densités spectrales à 80, 100, 120 et 132 m/s ont été relevées respectivement de 5, 10, 15 et 20 dB pour une meilleure visualisation.

Identification de la composante acoustique

La figure 3.2 présente l'évolution de la densité spectrale de la fluctuation de pression pariétale en fonction de la vitesse d'écoulement. Ces densités spectrales ont été corrigées du phénomène d'intégration spatiale en fonction des conclusions de l'annexe A. Une première constatation à faire est que la position des pics est quasi-indépendante de la vitesse d'écoulement. Ceci nous permet de réfuter l'idée qui aurait attribué ces pics aux fréquences de passage des pales du ventilateur puisque ces fréquences varient nécessairement pour obtenir la vitesse d'écoulement désirée. A ce titre, nous pouvons ici juger de l'efficacité des filtres acoustiques (baffles) placés entre la soufflerie et la conduite. Nous pouvons également conclure que ces pics ne proviennent pas d'un éventuel sifflement du jet en sortie de conduite. En effet, pour la gamme de vitesse considérée ($M < 0,4$), le bruit de jet se caractérise plutôt par un bruit large bande. Les pics sont en fait dus aux modes acoustiques qui apparaissent dans la conduite. La fréquence de coupure de la conduite est donnée par (BRUNEAU 1983) :

$$f_{co} = \frac{0.293 c_o}{R} (1 - M^2)^{1/2} \quad (3.1)$$

Cette formule donne $f_{co}=1569$ Hz à 60 m/s et $f_{co}=1472$ Hz à 130 m/s. Les pics se trouvent bien en deçà de ces fréquences et ne sont donc pas dûs aux modes transverses de la conduite dont la fréquence de coupure est supérieure à f_{co} . Ils sont en fait représentatifs des modes longitudinaux qui apparaissent entre les extrémités de la conduite et qui sont sollicités par le bruit propre de la turbulence ou le bruit de jet en sortie. Les fréquences de résonance de ces modes sont données par (KINSLER *et al.* 1982) :

$$f_n = n \frac{c_o}{2 L_{eff}} (1 - M^2)^{1/2} \quad (3.2)$$

où L_{eff} est la longueur de la conduite corrigée d'une valeur additive $0,6 R$ pour tenir compte de la terminaison ouverte de la conduite, soit $L_{eff} = L + 0,6R$. Le fondamental se situe ainsi aux environs de 15 Hz, ce qui correspond à peu près au pic principal observé sur la figure 3.2. Les harmoniques se distinguent un peu moins nettement mais il est tout de même possible d'identifier f_6 à 90 Hz et f_8 à 120 Hz. Pour ce dernier, nous distinguons l'influence du facteur $(1 - M^2)^{1/2}$ qui se traduit par un léger décalage du pic vers les basses fréquences avec l'augmentation de la vitesse, alors qu'elle est beaucoup moins visible pour le fondamental. Nous constatons également que l'émergence des harmoniques faiblit avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement ce qui indique que la contribution de la composante *turbulente* à la densité spectrale de pression pariétale prend le pas sur celle de la composante *acoustique*. Il faut enfin noter que l'identification des modes acoustiques a été confirmée par des mesures de densités spectrales sous excitation purement acoustique qui font ressortir les mêmes fréquences, au facteur de vitesse $(1 - M^2)^{1/2}$ près.

Dans cette première partie, nous avons mis en évidence l'existence en basses fréquences d'une composante *acoustique* qui se caractérise en particulier par la présence de pics dans la densité spectrale aux fréquences de résonance des modes longitudinaux. Ce phénomène a d'ailleurs été fréquemment constaté par les expérimentateurs (CLINCH 1968; BULL & LANGEHEINEKEN 1981). Nous verrons au paragraphe (cf. § 3.2) comment il est possible d'éliminer la composante *acoustique* dans la densité spectrale de pression pariétale pour ne conserver que la composante *turbulente*.

Evolution de la densité spectrale avec la vitesse d'écoulement

L'augmentation de la vitesse d'écoulement entraîne trois principales modifications sur la densité spectrale des fluctuations de pression pariétale (figure 3.2): un décalage des pics dus aux modes acoustiques, une élévation générale du niveau et un élargissement de l'étendue spectrale.

Le décalage des pics a été vu plus haut et évolue en $(1 - M^2)^{1/2}$.

L'augmentation du niveau est analysée de manière globale en étudiant l'évolution de la valeur rms des fluctuations de pression pariétale $(\overline{p^2})^{1/2}$. Cette valeur s'obtient par intégration de la densité spectrale, corrigée de la résolution spatiale du microphone, sur la gamme de fréquence $[0, 12800 \text{ Hz}]$. La figure 3.3 présente l'évolution de $(\overline{p^2})^{1/2}$ en fonction de U_o en échelle logarithmique. Cette évolution est linéaire et correspond donc à une dépendance de $(\overline{p^2})^{1/2}$ avec une loi puissance de U_o . Nous avons ainsi établi $(\overline{p^2})^{1/2} \simeq U_o^{1,6}$. L'exposant 1,6 est un peu plus faible que les valeurs généralement rencontrées dans la littérature (NORTON 1979; BULL 1967; ROBERT 1984) qui sont plus proches de 2 et qui correspondent à une proportionnalité entre $(\overline{p^2})^{1/2}$ et la dynamique de l'écoulement q_o . Il convient de noter ici que l'intégration sur toute la plage de fréquence rend compte à la fois de l'évolution de la composante *turbulente* mais aussi de la composante *acoustique*. Suivant l'importance de cette composante *acoustique*, il n'est donc pas étonnant de trouver un résultat légèrement différent. Il sera par contre intéressant de refaire ce calcul après élimination de la contribution de la composante *acoustique* dans $\Phi_p(f)$.

L'augmentation de la vitesse se traduit également par un accroissement de l'étendue spectrale de $\Phi_p(f)$, c'est à dire que la densité spectrale chute moins rapidement en hautes fréquences. Il

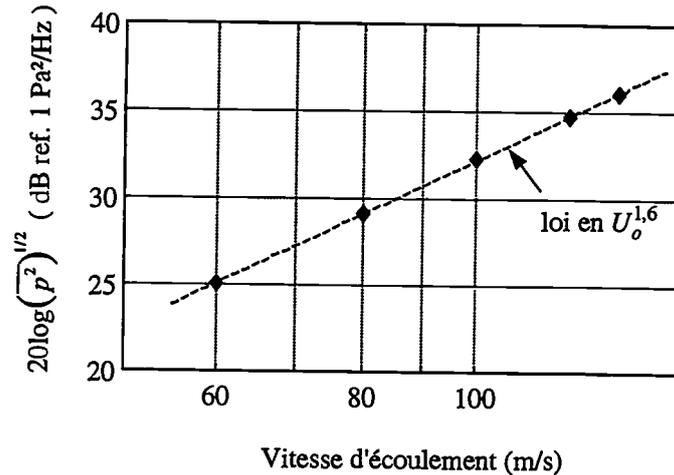


Figure 3.3: Valeurs rms de la fluctuation de pression pariétale à 60, 80, 100, 120 et 132 m/s.

est possible d'interpréter qualitativement ce phénomène en considérant que l'augmentation de la vitesse d'écoulement engendre une augmentation du gradient de vitesse entre la paroi et le centre de la conduite. Cette augmentation du gradient de vitesse provoque des tensions de cisaillement qui sont responsables de la création de petites structures turbulentes. La contribution de ces petites structures à la densité spectrale se traduit par un accroissement du niveau de $\Phi_p(f)$ en hautes fréquences et donc par un élargissement de l'étendue spectrale.

3.1.2 Densité interspectrale des fluctuations de pression pariétale

Nous nous intéressons maintenant aux densités interspectrales de la fluctuation de pression pariétale, $\Phi_p(\xi, \eta, f)$, mesurées par les différents couples de microphones Brüel & Kjær 1/4" séparés d'une distance ξ dans la direction longitudinale et η dans la direction circonférentielle. Cette quantité étant complexe, nous étudierons son évolution en module et en phase. Le module est normalisé par les densités spectrales mesurées par le couple de microphone pour obtenir la fonction de cohérence:

$$\Gamma(\xi, \eta, f) = \frac{|\Phi_p(\xi, \eta, f)|}{[\Phi_{p1}(f)\Phi_{p2}(f)]^{1/2}} \quad (3.3)$$

Cette fonction décrit l'évolution de la corrélation du champ de pression pariétale entre deux points distants de (ξ, η) à la fréquence f . La phase est due, d'une part, à la convection de l'écoulement dans la direction longitudinale et, d'autre part, à la propagation acoustique. Elle ne dépend donc pas de la séparation circonférentielle et nous la noterons par la suite $\theta(\xi, \omega)$. Nous définissons alors la vitesse de phase par:

$$U_c(\xi, f) = \frac{-\omega\xi}{\theta(\xi, f)} \quad (3.4)$$

Au niveau du vocabulaire, nous parlerons de *vitesse de phase* pour les phases qui font intervenir à la fois les composantes *turbulente* et *acoustique* et nous parlerons de *vitesse de convection* lorsque nous aurons éliminé la contribution de la composante *acoustique* car, dans ce cas, la phase est effectivement représentative de la convection de l'écoulement. Nous conserverons cependant la même notation, $U_c(\xi, f)$, pour ces deux vitesses.

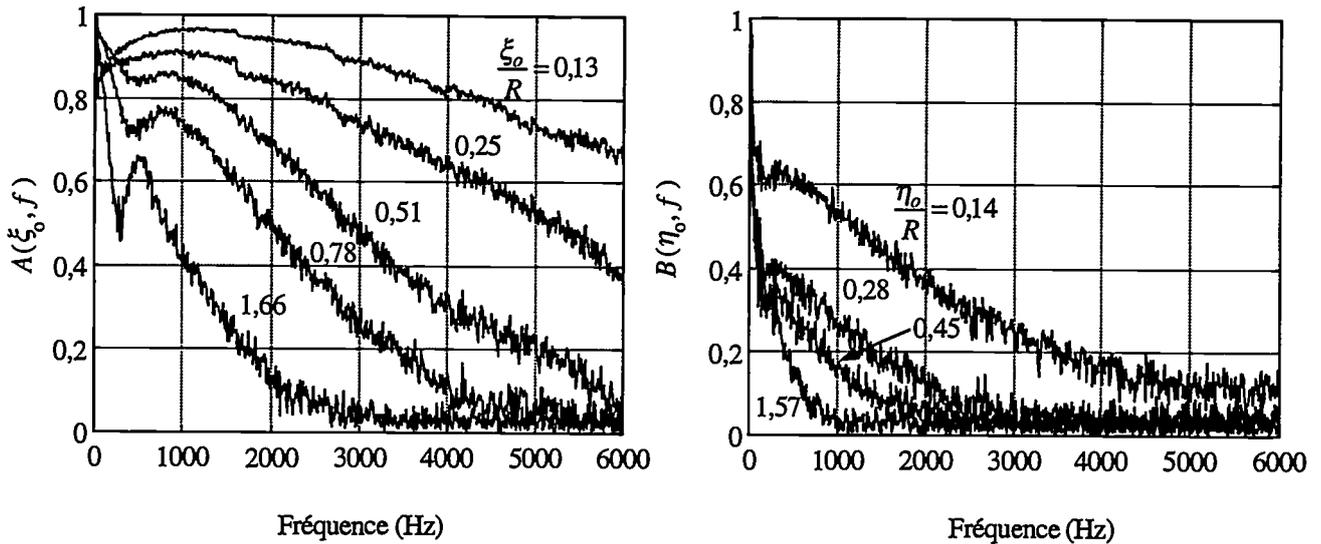


Figure 3.4: Evolution des fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f)$ et circumférentielle $B(\eta, f)$ avec la fréquence pour $U_o=100$ m/s. $0,13 < \xi_o/R < 1,66$ et $0,14 < \eta_o/R < 1,57$.

Fonction de cohérence

La fonction de cohérence Γ dépend de quatre paramètres qui sont la vitesse d'écoulement U_o , la séparation longitudinale ξ , la séparation circumférentielle η et la fréquence f . Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.4 qui décrit le tronçon instrumenté pour les mesures de pression pariétale, nous considérons l'hypothèse de séparation des variables d'espace introduite par CORCOS (1963). Cette hypothèse, admise par la majorité des expérimentateurs, permet d'écrire pour chaque vitesse d'écoulement:

$$\Gamma(\xi, \eta, f) = A(\xi, f) B(\eta, f) \quad (3.5)$$

Nous décrivons dans ce qui suit le comportement des fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f)$ et circumférentielle $B(\eta, f)$.

La figure 3.4 présente l'évolution des fonctions A et B en fonction de la fréquence et mesurées pour différentes séparations. Toutes les courbes ont sensiblement le même comportement avec un fort niveau en très basses fréquences, une rapide décroissance suivie d'un maximum, puis une décroissance progressive avec la fréquence. Comme nous l'avons fait pour la densité spectrale, nous allons distinguer ce qui provient de la composante *acoustique* et de la composante *turbulente*. La remontée en basses fréquences a lieu pour la même gamme de fréquences que celle pour laquelle nous avons constaté que la composante *acoustique* dominait la densité spectrale (cf. § 3.1.1). De plus, une analyse en très basses fréquences (< 120 Hz) montre que la fonction B présente des pics pour les fréquences de résonance des modes acoustiques longitudinaux. A ce titre, nous pouvons conclure que les fonctions de cohérence sont également gouvernées par la composante *acoustique* en basses fréquences.

Après cette zone, les fonctions de cohérence présentent une chute. FARABEE & CASARELLA (1991) ont justifié cette décroissance en considérant que la fonction de cohérence longitudinale A ne peut tendre vers 1 lorsque $f \rightarrow 0$ sinon cela impliquerait que les composantes du champ

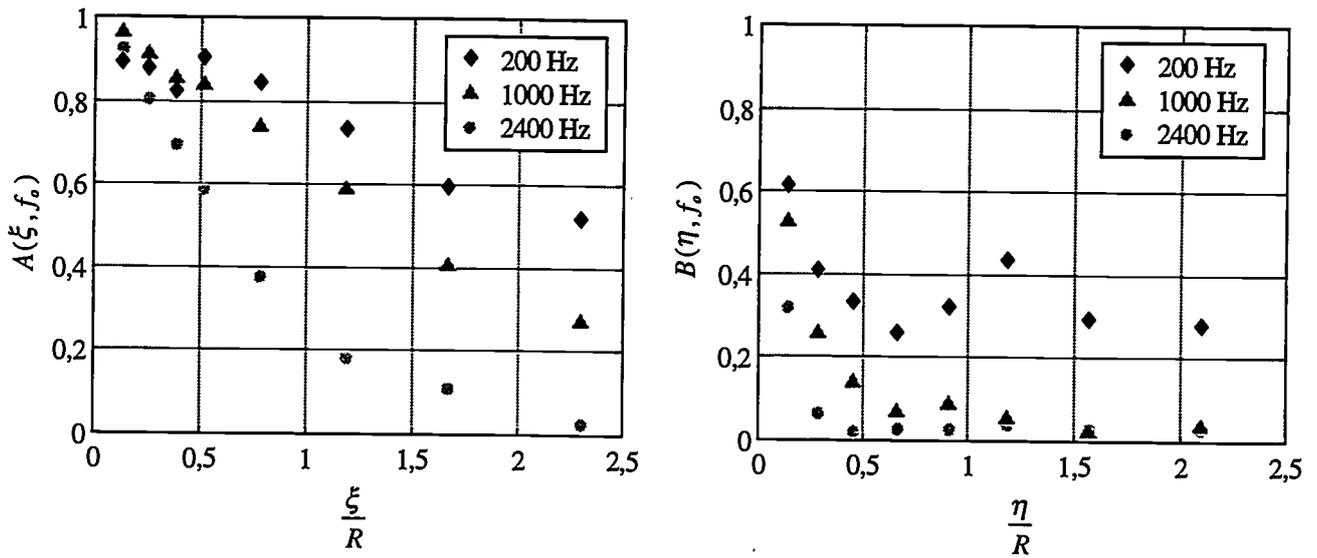


Figure 3.5: Evolution des fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f_o)$ et circonférentielle $B(\eta, f_o)$ avec les séparations pour $U_o=100$ m/s. $f_o=200, 1000$ et 2400 Hz.

de pression associées aux basses fréquences soient convectées sur de très longues distances sans être détruites par les gradients de vitesse de l'écoulement. FARABEE & CASARELLA (1991) décrivent alors la couche limite comme un *filtre passe haut* qui atténue fortement la corrélation des sources de pression en basses fréquences. Ils définissent la fréquence de coupure du *filtre* par $\omega\delta/U_c \simeq 2$, cette fréquence est déduite du maximum de la fonction de cohérence et dépend en fait de la séparation ξ . Nous proposons une interprétation un peu différente qui s'appuie sur une description globale de la structure de l'écoulement. Nous considérons que l'écoulement est constitué, d'une part, de petites structures qui sont proches de la paroi, convectées avec une faible vitesse de convection, responsables des niveaux en hautes fréquences et à durée de vie limitée et, d'autre part, de grosses structures qui sont dans la zone centrale de l'écoulement, convectées avec des vitesses proches de U_o , responsables des niveaux en basses fréquences et cohérentes sur de grandes distances. Dans notre cas, la taille maximale des grosses structures est limitée par le diamètre de la conduite. La décroissance des cohérences en basses fréquences s'explique alors par l'absence de structures contribuant à cette gamme de fréquence. Cette explication reste valable pour les fonctions de cohérence circonférentielles.

Sur la figure 3.5, nous avons représenté l'évolution des fonctions de cohérence avec les séparations pour trois fréquences fixées. Dans la direction circonférentielle, le phénomène de convection n'existe pas et nous constatons ainsi une décroissance de la fonction B nettement plus rapide que celle de la fonction A . Nous avons choisi de tracer ces évolutions pour trois fréquences représentatives du contenu fréquentiel du champ de pression pariétale. Pour $f_o=200$ Hz, les composantes *turbulente* et *acoustique* coexistent et les décroissances sont assez chaotiques. Pour $f_o=1000$ Hz, nous sommes dans une gamme intermédiaire et enfin pour $f_o=2400$ Hz, la composante *turbulente* prédomine et les décroissances sont régulières.

Finalement, la figure 3.6 présente l'évolution des fonctions de cohérences avec la fréquence pour deux séparations longitudinale et circonférentielle fixées et les quatre vitesses d'écoulement

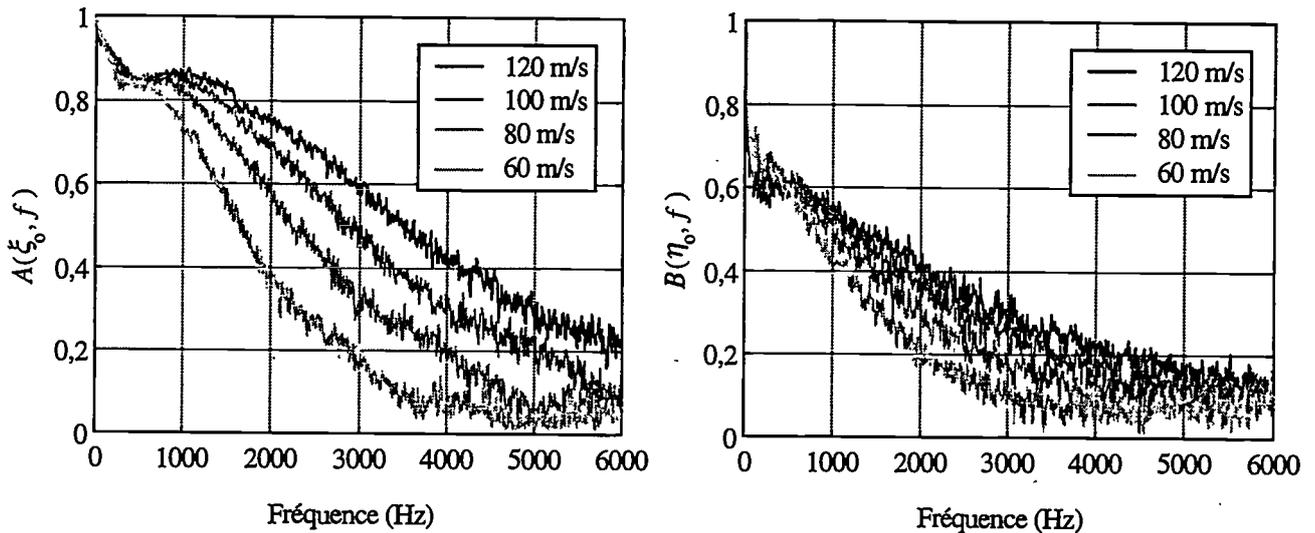


Figure 3.6: Evolution des fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f)$ et circumférentielle $B(\eta, f)$ avec la vitesse d'écoulement. $\xi_o/R = 0,51$ et $\eta_o/R = 0,14$.

de référence. Nous observons une augmentation générale du niveau avec la vitesse d'écoulement hormis en basses fréquences.

Vitesse de phase

La figure 3.7 présente les phases redressées des densités interspectrales mesurées pour deux couples de microphones et les vitesses de phase qui s'en déduisent (expression 3.4). L'évolution des phases est relativement linéaire avec la fréquence. Nous avons cependant constaté une légère dérive par rapport à cette linéarité en hautes fréquences et un comportement un peu perturbé en basses fréquences, toujours imputable à la présence de la composante *acoustique*. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 3.2. En hautes fréquences et pour la plus grande séparation, la phase est moins bien définie mais cela s'explique par la chute du niveau de cohérence. Si l'évolution de la phase était linéaire, la vitesse de phase serait alors constante. Ceci n'est pas le cas ici et la vitesse de phase suit les mêmes tendances que l'évolution de la phase avec un comportement perturbé en basses fréquences et une légère pente en hautes fréquences qui traduit la dérive par rapport à la linéarité.

Nous observons également que la vitesse de phase fournit par le couple de microphones le plus espacé est supérieure à celle fournit par l'autre couple. Ceci s'explique facilement avec la description de la structure de l'écoulement que nous avons donnée plus haut. En effet, plus les microphones sont espacés plus la contribution des petites structures, dont la durée de vie est limitée, est filtrée. La vitesse de phase est alors essentiellement gouvernée par la convection des grosses structures dont la vitesse est supérieure.

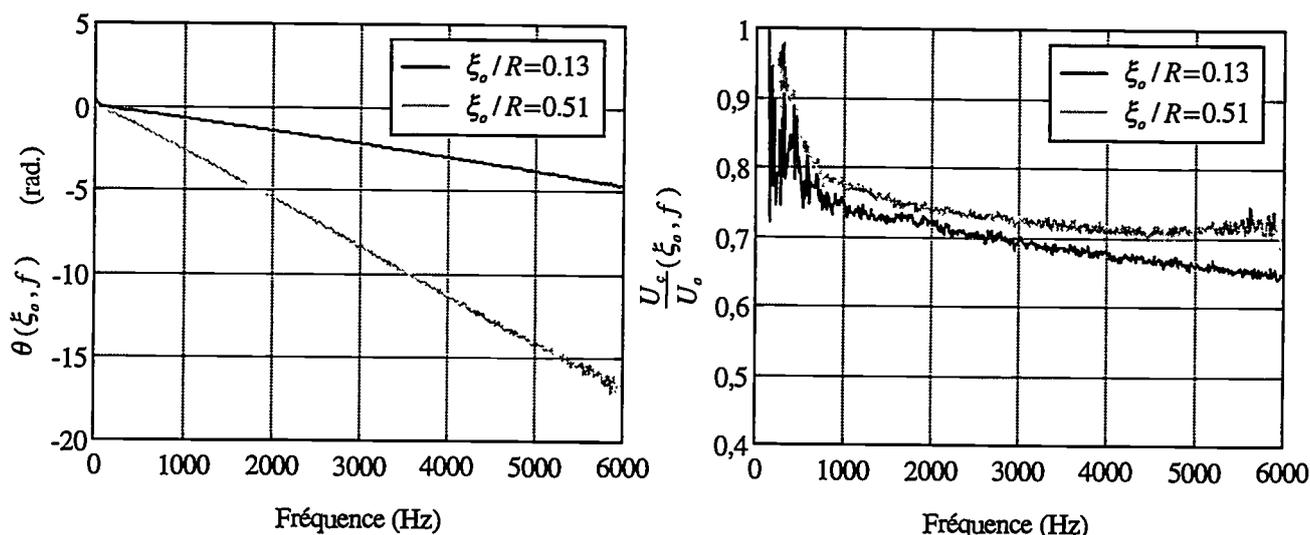


Figure 3.7: Phases redressées et vitesses de phase pour $U_o=100$ m/s.

3.1.3 Conclusion

L'analyse des mesures menée dans cette section a fait apparaître des résultats relativement classiques pour les densités spectrales et interspectrales du champ de pression pariétale se développant en conduite. Une des principales constatations, inhérente aux écoulements confinés, est la présence d'une composante *acoustique* et d'une composante *turbulente*. Afin d'analyser plus en détail le champ de pression induit par la seule composante *turbulente*, nous présentons dans la section suivante différentes techniques, dites de *décontamination*, qui permettent de séparer la contribution des deux composantes et d'éliminer la contribution de la composante *acoustique*.

3.2 Techniques de décontamination acoustique

L'intérêt d'éliminer la contribution de la composante *acoustique* dans les caractéristiques statistiques (densités spectrale et interspectrale) du champ de pression pariétale est double. En effet, il faut bien voir que la composante *acoustique* est propre à notre installation et dépend essentiellement de la longueur de la conduite alors que la composante *turbulente* suit, elle, des lois universelles quelque soit la configuration. La *décontamination acoustique* doit donc nous permettre, d'une part, de comparer nos résultats avec ceux de la littérature et, d'autre part, fournir un modèle d'excitation analytique basé sur des représentations adimensionnelles des caractéristiques statistiques décontaminées du champ de pression pariétale (cf. § 3.4).

Etant donné que la composante *acoustique* est essentiellement présente en basses fréquences, l'étude et les résultats de cette section seront limités à la gamme $[0, 3200$ Hz].

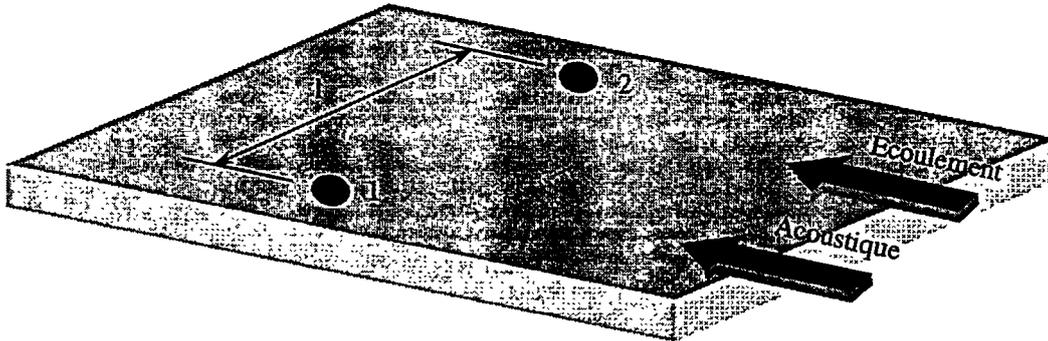


Figure 3.8: Schéma de principe de la décontamination acoustique.

3.2.1 Présentation des techniques de décontamination acoustique

Traitement par COP (*Coherent Output Power*)

De façon générale, l'intérêt du traitement par COP est d'identifier la partie cohérente entre deux signaux. Il est possible de l'adapter au problème de la *décontamination acoustique* en considérant la configuration décrite par la figure 3.8. Les capteurs 1 et 2 sont implantés transversalement à l'écoulement et sont distants de l . De plus, si nous considérons l'hypothèse:

- H1: la distance l est suffisante pour que la turbulence soit décorrélée entre les deux capteurs,

alors la partie cohérente entre les pressions s'exerçant sur les capteurs est fournie par la seule composante *acoustique*. Nous pouvons donc l'éliminer pour ne conserver que la densité spectrale du champ de pression pariétale $\Phi_p^T(f)$ due à la composante *turbulente*:

$$\Phi_{p_i}^T(f) = \Phi_{p_i}(f) \left(1 - \Gamma_{12}^2(f)\right) \quad i = 1, 2 \quad (3.6)$$

où $\Gamma_{12}(f)$ est la cohérence mesurée entre les capteurs 1 et 2. La réalisation de l'hypothèse *H1* est quelque peu subjective car nous ne connaissons pas *a priori* la largeur de la tache de corrélation de la turbulence. Cependant, nous avons constaté (cf. § 3.1.2) la rapide décroissance de la cohérence dans la direction circonférentielle et cette hypothèse s'avère donc aisément réalisable. Pour une couche limite turbulente se développant sur une plaque, certains auteurs estiment que la distance entre les capteurs doit être supérieure à l'épaisseur de couche limite δ . Ce résultat étendu à un écoulement en conduite suggère que cette hypothèse est assurée dès lors que la séparation entre les capteurs est supérieure au rayon de la conduite. Si elle ne l'est pas, le risque est de retirer une partie de la composante *turbulente* en plus de la composante *acoustique* et donc de sous-estimer $\Phi_p^T(f)$.

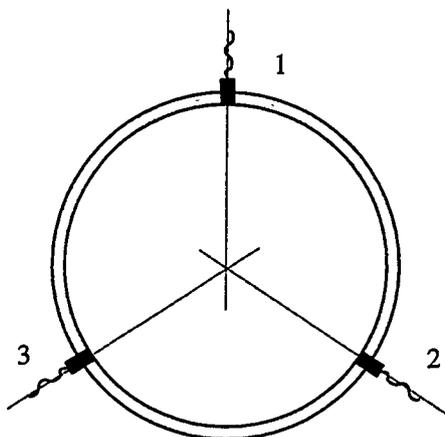


Figure 3.9: Implantation des capteurs pour la décontamination acoustique en conduite.

HORNE & HANDLER (1991) ont complété l'expression 3.6 par un facteur qui tient compte du rapport bruit à signal. En considérant l'hypothèse supplémentaire:

- H2: la turbulence est homogène *i.e.* $\Phi_{p_1}^T(f) = \Phi_{p_2}^T(f)$,

ils ont ainsi établi une nouvelle formulation:

$$\Phi_{p_i}^T(f) = \Phi_{p_i}(f) \left(1 - \Gamma_{12}^2(f)\right) \left(\frac{1 + \alpha}{1 + 2\alpha}\right) \quad (3.7)$$

avec

$$\alpha = \frac{\Gamma_{12}(f)}{1 - \Gamma_{12}(f)} \quad (3.8)$$

Le facteur α représente la part d'énergie acoustique dans le signal. Leur article montre alors que l'expression 3.7 apporte une correction supplémentaire qui fournit des résultats plus satisfaisants pour $\Phi_p^T(f)$. Par la suite, nous adopterons donc également cette formulation qui, tout calcul fait, se réduit en fait à:

$$\Phi_{p_i}^T(f) = \Phi_{p_i}(f) (1 - \Gamma_{12}(f)) \quad (3.9)$$

La technique de *décontamination acoustique* par COP apparaît donc comme relativement simple à mettre en œuvre et se base sur une hypothèse raisonnable. Cependant, elle est limitée à la décontamination de la densité spectrale du champ de pression pariétale et aucune extension n'existe pour la densité interspectrale. Cette perspective est suggérée par HORNE & HANDLER (1991) mais, à ce jour, aucun résultat sur ce point n'est paru dans la littérature.

Traitement par soustraction temporelle

Le principe général de la *décontamination acoustique* par soustraction temporelle est de considérer que le signal temporel fourni par un capteur résulte de la contribution de quatre composantes:

$$p(t) = p^T(t) + p^A(t) + p^V(t) + p^E(t) \quad (3.10)$$

avec

- $p^T(t)$: composante turbulente,

- . $p^A(t)$: composante acoustique,
- . $p^V(t)$: composante vibratoire,
- . $p^E(t)$: composante électronique.

Sous certaines hypothèses, la soustraction de deux signaux fait disparaître la composante *acoustique* et le calcul de densités interspectrales permet de ne conserver que la contribution de la composante *turbulente*.

Chronologiquement, WAMBSGANSS *et al.* (1979) ont été les premiers à proposer une technique basée sur ce principe en utilisant deux capteurs. WILSON *et al.* (1979) puis HORNE & HANSEN (1981) ont raffiné cette technique en utilisant trois capteurs. Finalement, LAUCHLE & DANIELS (1987) ont proposé une synthèse assez détaillée des différents travaux.

La technique à deux capteurs s'appuie sur la définition (BENDAT & PIERSOL 1986) de la densité spectrale de la différence de deux signaux (figure 3.9):

$$\Phi_{1-2}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} E\{(P_1^{T*}(f) + P_1^{A*}(f) + P_1^{V*}(f) - P_2^{T*}(f) + P_2^{A*}(f) + P_2^{V*}(f)) (P_1^T(f) + P_1^A(f) + P_1^V(f) - P_2^T(f) + P_2^A(f) + P_2^V(f))\} \quad (3.11)$$

Le niveau du bruit de fond de la chaîne de mesure est généralement négligeable par rapport aux autres quantités, c'est pourquoi la composante $p^E(t)$ n'apparaît pas dans le développement précédent. Les lettres majuscules dénotent la transformée de Fourier du signal temporel correspondant et l'étoile le complexe conjugué. Si nous considérons l'hypothèse:

- H3: l'acoustique se propage en onde plane de telle sorte que les deux capteurs sont soumis à la même pression acoustique en module et en phase,

alors les composantes acoustiques s'éliminent par différence. Pratiquement, l'hypothèse *H3* est vérifiée dès lors que nous travaillons en dessous de la fréquence de coupure acoustique de la conduite ce qui est le cas puisque nous cherchons à éliminer la contribution des modes longitudinaux identifiés au paragraphe 3.1.1. Si, de plus, nous faisons les hypothèses:

- H4: les composantes turbulente, acoustique et vibratoire sont décorréelées,
- H5: la composante vibratoire est corrélée sur toute la circonférence de la conduite.

la densité spectrale de la différence de deux signaux se réduit à:

$$\Phi_{1-2}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} E\{(P_1^{T*}(f)P_1^T(f) + P_2^{T*}(f)P_2^T(f) - P_1^{T*}(f)P_2^T(f) - P_2^{T*}(f)P_1^T(f))\} \quad (3.12)$$

L'hypothèse *H4* est relativement raisonnable et l'hypothèse *H5* a été vérifiée par LAUCHLE & DANIELS (1987). Par ailleurs, si nous reprenons l'hypothèse *H1*, les termes croisés de l'expression 3.12 sont nuls. En utilisant finalement l'hypothèse *H2* sur l'homogénéité de la turbulence, il reste:

$$\Phi_{1-2}(f) = 2\Phi_p^T(f) \quad (3.13)$$

La densité spectrale du champ de pression pariétale due à la seule composante *turbulente* $\Phi_p^T(f)$ s'obtient donc aisément à partir de la densité spectrale de la différence de deux signaux fournis par des capteurs diamétralement opposés, par exemple.

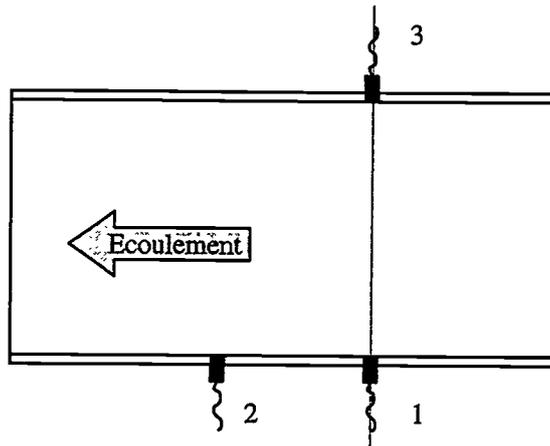


Figure 3.10: Implantation des capteurs pour la décontamination acoustique de la densité interspectrale en conduite.

La technique à trois capteurs permet de s'affranchir de l'hypothèse $H2$ sur l'homogénéité de la turbulence. Par un développement analogue au précédent, il est en effet possible de montrer que:

$$\Phi_p^T(f) = \Phi_{1-2,1-3}(f) \quad (3.14)$$

$\Phi_p^T(f)$ est dans ce cas donné par la densité interspectrale entre deux différences de signaux parmi les trois possibles.

Finalement, les expressions 3.13 et 3.14 présentent les principaux résultats de la *décontamination acoustique* par soustraction temporelles. Ces techniques sont un peu plus lourdes à mettre en œuvre que la méthode par COP car elles nécessitent l'acquisition des signaux temporels et un post-traitement. Avec la centrale d'acquisition dont nous disposons, elles restent cependant fort accessibles.

Par ailleurs, la technique par soustraction temporelles à trois microphones présente deux avantages majeurs.

En premier, il est possible d'évaluer la validité de l'ensemble des hypothèses. DANIELS & LAUCHLE (1986) ont en effet montré que si toutes les hypothèses sont vérifiées, nous devons avoir:

$$\Gamma_{1-2,1-3}^2(f) = 0, 25 \quad (3.15)$$

Ce simple calcul permet ainsi de contrôler les résultats de la décontamination en fonction du respect ou non des hypothèses.

En deuxième, cette technique peut s'étendre à la décontamination des densités interspectrales. En effet, considérons le schéma de la figure 3.10. Si nous reprenons les hypothèses $H1$ et $H5$ et que nous calculons la densité interspectrale entre la différence des signaux des capteurs 1 et 3 et le signal du capteur 2, nous obtenons:

$$\Phi_{1-3,2}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} E\{(P_1^{T*}(f) - P_3^{T*}(f))(P_2^T(f) + P_2^A(f) + P_2^V(f))\} \quad (3.16)$$

Avec l'hypothèses $H4$ et en considérant que la turbulence n'est pas corrélée entre les capteurs 2 et 3, il vient finalement:

$$\Phi_{1-3,2}(f) = \Phi_{1,2}^T(f) \quad (3.17)$$

La densité interspectrale de la composante *turbulente* entre les capteurs 1 et 2 est ainsi donnée par le calcul de $\Phi_{1-3,2}(f)$. A noter que ce développement est tout aussi valable si les capteurs 1 et 2 sont sur la même circonférence et qu'il n'y a pas de condition sur la séparation entre ces capteurs. L'article de HORNE & HANSEN (1981) fait référence à ce développement mais ne présente aucun résultat.

Autres traitements

Nous citons ici deux autres techniques permettant d'éliminer la contribution de la composante *acoustique* du champ de pression pariétale.

NAGUIB *et al.* (1996) propose un traitement basé sur l'utilisation d'un filtre de WIENER. Ce type de filtre est fréquemment employé en traitement du signal pour extraire un signal masqué par un bruit (HAYKIN 1991). Dans le cas du champ de pression pariétale, la composante *turbulente* correspond au signal et la composante *acoustique* au bruit. Ce traitement passe par l'acquisition des signaux temporels pour calculer les coefficients du filtre. Cette technique s'est révélée très lourde et très longue car elle nécessite l'inversion de matrices 2048×2048 . De plus, les résultats obtenus ne nous ont pas parus assez satisfaisants pour les présenter ici.

Enfin, HORNE & HANSEN (1981) insistent sur la conception de l'installation et le choix des matériaux pour minimiser la contamination acoustique de l'écoulement. Ils ont ainsi montré que, suivant la nature du matériau de la conduite, le niveau des pics caractéristiques de la composante *acoustique* dans la densité spectrale du champ de pression pariétale pouvait varier de 10 à 15 dB, l'emploi de matériaux visco-élastiques se révélant le plus efficace.

En conclusion, nous disposons de trois techniques de *décontamination acoustique*. La COP et la technique par soustraction temporelle à deux microphones sont limitées au traitement de la densité spectrale alors que la technique par soustraction temporelle à trois microphones peut s'étendre au traitement de la densité interspectrale. Nous allons étudier dans la prochaine partie l'efficacité de ces techniques pour différentes configurations.

3.2.2 Résultats de la *décontamination acoustique* pour la densité spectrale

Nous exploitons dans cette partie les expressions 3.9, 3.13 et 3.14 qui fournissent la densité spectrale du champ de pression pariétale due à la seule composante *turbulente*. Selon l'implantation des microphones et donc le respect des hypothèses, nous étudions maintenant l'efficacité des différentes techniques de *décontamination acoustique*. En premier lieu, il faut noter que la capacité d'acquisition des signaux temporels est limitée et donc le nombre de moyennes aussi. Les résultats présentés dans cette partie ont ainsi été obtenus avec 600 moyennes.

Implantation circonférentielle

Nous considérons dans un premier temps la configuration dans laquelle les microphones se trouvent sur une même circonférence. Pour juger de l'efficacité des techniques de *décontamination acoustique*, nous considérons les trois microphones définis par la figure 3.11.

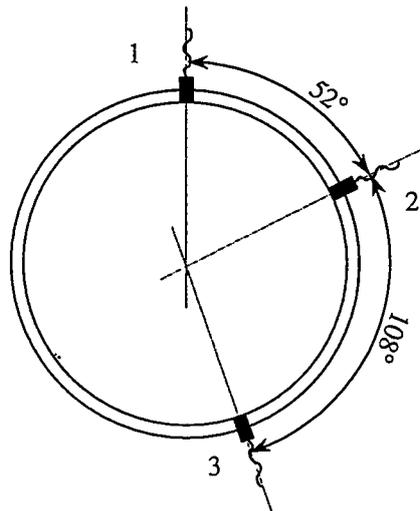


Figure 3.11: Implantation circconférentielle des microphones pour la décontamination acoustique de la densité spectrale.

La figure 3.12 présente les densités spectrales décontaminées par les trois techniques pour le microphone 2. Nous constatons que, pour ce microphone, les trois techniques donnent des résultats totalement comparables. Les densités spectrales décontaminées se démarquent de la densité spectrale brute au dessous de 500 Hz par un niveau plus faible et un comportement plus lisse. En particulier, les pics correspondants aux modes acoustiques de la conduite sont éliminés, y compris le fondamental qui émerge pourtant de plus de 10 dB. Au delà de 500 Hz, les densités spectrales coïncident puisque la composante *acoustique* disparaît. Les densités spectrales décontaminées présentent finalement un comportement large bande représentatif de la turbulence avec un palier au dessous de 100 Hz puis une décroissance progressive.

Pour le microphone 1 (figures 3.13), la décontamination par soustraction temporelle utilisant trois microphones donne des résultats un peu différents. La densité spectrale décontaminée est ainsi supérieure d'environ 1 dB par rapport aux autres en basses fréquences. Il est ici possible d'analyser ce résultat en fonction du critère sur la cohérence défini par l'équation 3.15. En effet, si nous considérons la cohérence $\Gamma_{1-2,1-3}^2(f)$ (figures 3.14), nous constatons qu'elle s'écarte assez largement de la valeur théorique de 0.25 alors que la cohérence $\Gamma_{2-1,2-3}^2(f)$ s'en rapproche. Ceci montre que l'efficacité des techniques de décontamination reste très sensible au choix des microphones et donc au respect des hypothèses du calcul. L'hypothèse *H3* sur la propagation acoustique en onde plane est vérifiée puisque nous travaillons au dessous de la fréquence de coupure du conduit ($f_{co} \simeq 1600$ Hz), elle permet d'éliminer la composante *acoustique* par différence entre signaux. Il convient de noter ici l'importance de l'appariement en phase des chaînes de mesure confirmé par l'étalonnage acoustique (cf. annexe B). Par contre, l'hypothèse *H1* concernant la décorrélation de la turbulence entre les trois microphones n'est pas forcément vérifiée. Ceci peut expliquer les différences constatées sur les figures 3.12 et 3.13.

De manière générale, nos différents tests ont montré que la technique de décontamination par soustraction temporelle à trois microphones était beaucoup plus sensible au choix des microphones que les techniques de COP et de soustraction temporelle à deux microphones. Par conséquent, afin de clarifier notre exposé, nous nous restreindrons dans ce qui suit à l'étude de

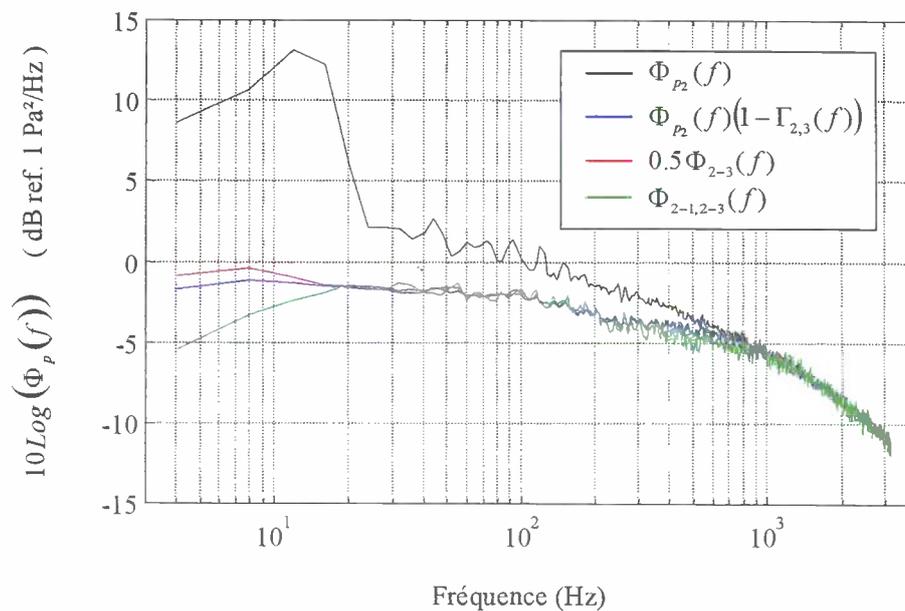


Figure 3.12: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées par les 3 techniques pour le microphone 2 (implantation circconférentielle, $U_o=100$ m/s).

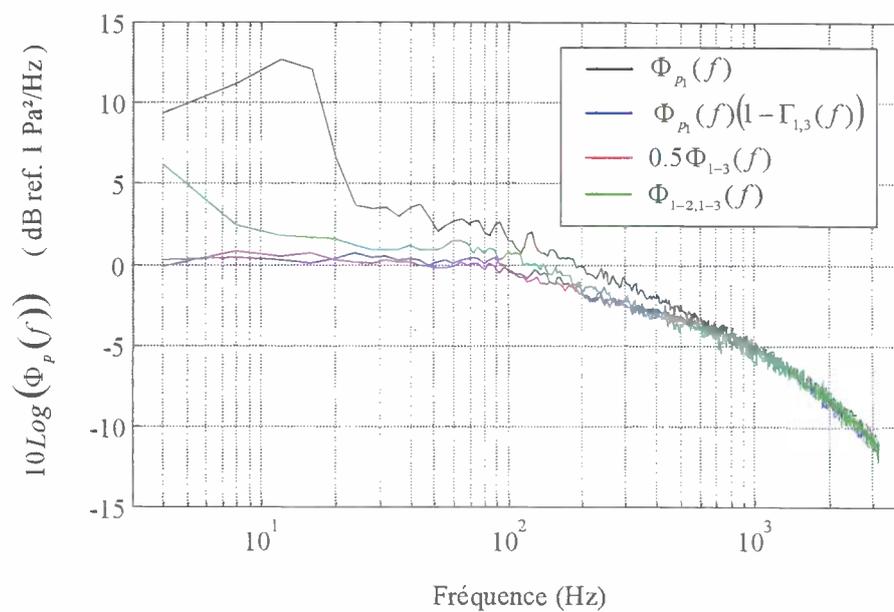


Figure 3.13: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées par les 3 techniques pour le microphone 1 (implantation circconférentielle, $U_o=100$ m/s).

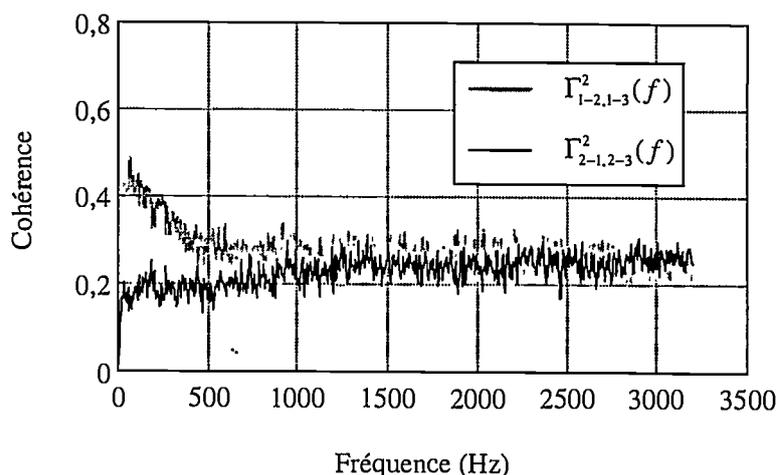


Figure 3.14: Cohérences entre les différences de signaux pour la technique à 3 microphones ($U_o=100$ m/s).

ces deux dernières techniques.

Nous envisageons maintenant le cas où une excitation acoustique identifiée est créée en plus de l'excitation aérodynamique. Cette source acoustique est produite par un tube de diamètre environ 40 mm et de longueur 1 m que l'on maintient affleurant en sortie de conduite et qui crée ainsi une sorte de *flûte de pan*. La figure 3.15 montre que la densité spectrale brute présente maintenant un pic de fort niveau aux environs de 450 Hz plus des pics secondaires. En basses fréquences, les pics associés aux modes acoustiques de la conduite sont bien évidemment toujours présents. Nous constatons là encore l'efficacité des techniques de décontamination puisque, d'une part, nous retrouvons le même comportement en basses fréquence que précédemment et, d'autre part, les pics associés à la source acoustique supplémentaire sont totalement éliminés. Même dans cette configuration un peu plus *sévère*, les techniques de décontamination par COP et par soustraction temporelle à deux microphones s'avèrent donc efficaces et équivalentes.

Finalement, la figure 3.16 présente les résultats de la décontamination par COP pour le microphone 1 et les quatre vitesses d'écoulement: 60, 80, 100 et 120 m/s. Nous observons l'efficacité de la décontamination pour chacune des vitesses. Par ailleurs, il est aussi intéressant d'analyser l'évolution de la composante *acoustique* en fonction de la vitesse. Pour ce faire, nous avons retranché les densités spectrales décontaminées aux densités spectrales brutes pour obtenir les densités spectrales de la composante *acoustique* (figure 3.17). Dans ces densités, nous distinguons d'une part des pics qui sont liés aux modes acoustiques longitudinaux et d'autre part un bruit large bande que nous pouvons qualifier de *bruit d'écoulement*. Nous nous sommes intéressés aux contributions respectives de ces deux composantes en calculant la valeur rms associée à chaque densité spectrale en *lissant* les pics (courbe en pointillés sur la figure 3.17). Nous avons alors établi que la valeur rms du *bruit d'écoulement* augmentait avec la vitesse d'écoulement dans les mêmes proportions que la valeur rms de la composante *turbulente* alors que la valeur rms associée aux pics demeurerait constante. Ceci s'explique en considérant que le niveau du *bruit d'écoulement* est directement lié à la vitesse d'écoulement alors que le niveau des pics est principalement gouverné par le phénomène de résonance qui ne dépend pas de

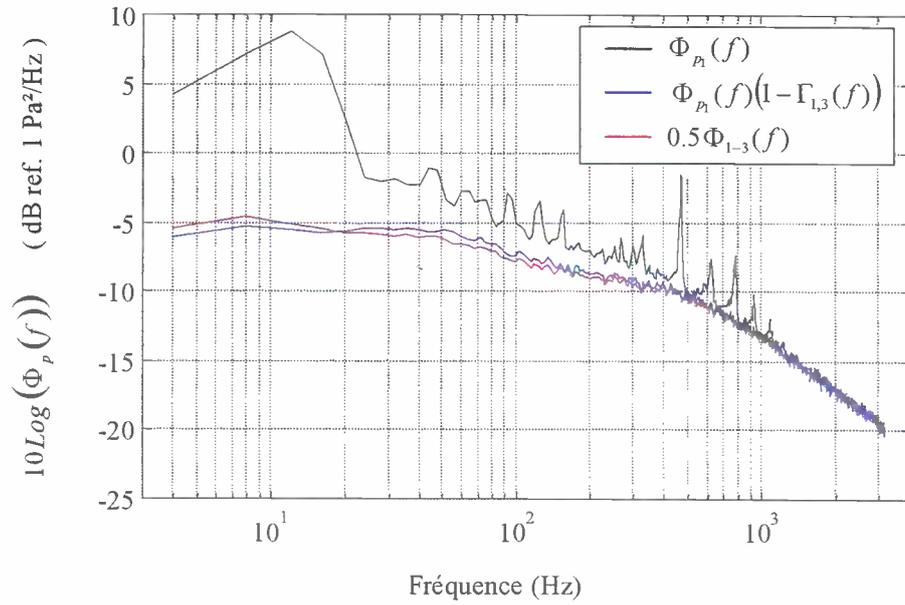


Figure 3.15: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées pour le microphone 1 (implantation circconférentielle, $U_o=60$ m/s). Excitation aérodynamique + acoustique identifiée.

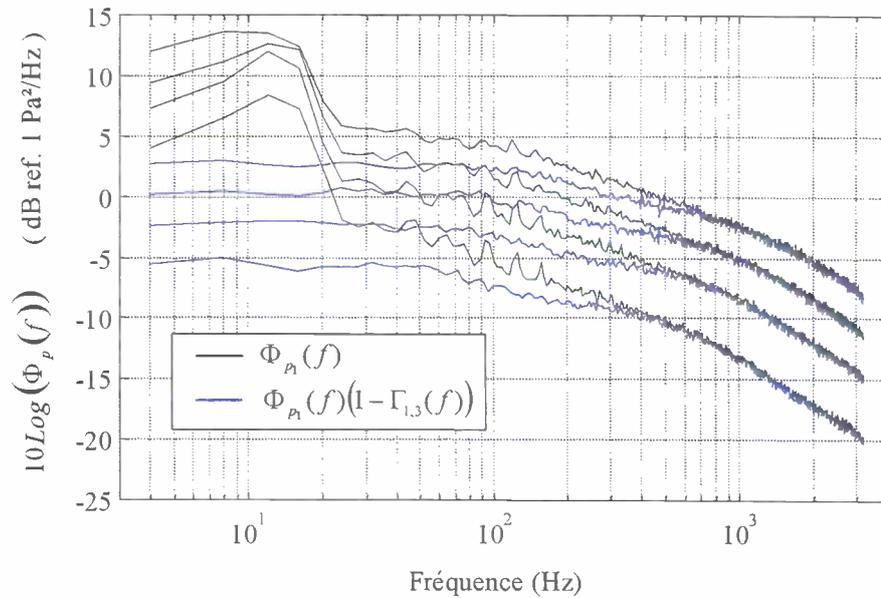


Figure 3.16: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminée par COP pour le microphone 1 (implantation circconférentielle, $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s).

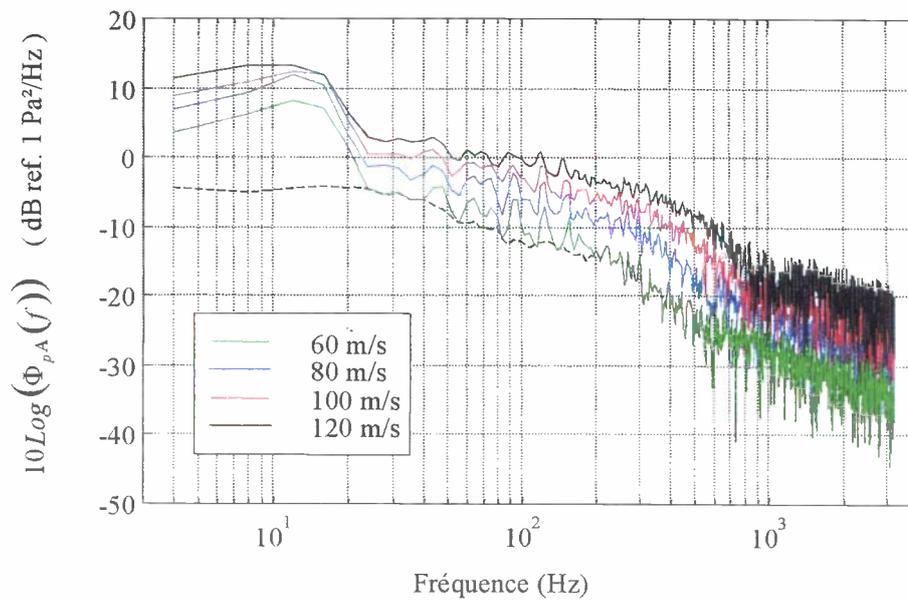


Figure 3.17: Evolution de la densité spectrale de la composante acoustique en fonction de la vitesse ($U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s).

l'écoulement mais plutôt des conditions limites, de l'amortissement,... A titre indicatif, nous avons pu établir que le *bruit d'écoulement* représentait 8 % de la valeur rms de la pression pariétale totale.

Implantation longitudinale

Nous dénommons par *implantation longitudinale* la configuration dans laquelle les microphones sont implantés sur une même génératrice (figure 3.18). Nous disposons également d'un microphone sur la génératrice opposée qui sert de microphone de référence pour la décontamination. La différence majeure avec l'implantation circonférentielle provient du décalage qu'il existe entre les microphones et qui fait que la composante *acoustique* n'est plus la même pour le microphone 3 que pour les microphones 1 et 2.

La figure 3.19 présente les résultats de la décontamination par COP et par soustraction temporelle à deux microphones pour le microphone 2. La densité spectrale décontaminée par COP présente un comportement comparable à celui obtenu pour l'implantation circonférentielle. Cette technique s'applique en fait à n'importe quelle implantation du moment que l'hypothèse *H1* sur la décorrélation de la turbulence entre les microphones est vérifiée. De son côté, la décontamination par soustraction temporelle fait principalement appel à l'hypothèse *H3* qui suppose une composante *acoustique* identique sur les deux microphones. Cette hypothèse n'est pas vérifiée ici et nous observons alors une légère surestimation par rapport à la densité spectrale décontaminée par COP. Ceci semble indiquer que toute l'acoustique n'a pas été éliminée. Par contre, les pics associés aux modes acoustiques longitudinaux sont particulièrement bien traités. Ceci peut s'expliquer en considérant que, pour une onde acoustique de fréquence faible, les déphasages associés aux décalages longitudinaux des microphones sont relativement limités.

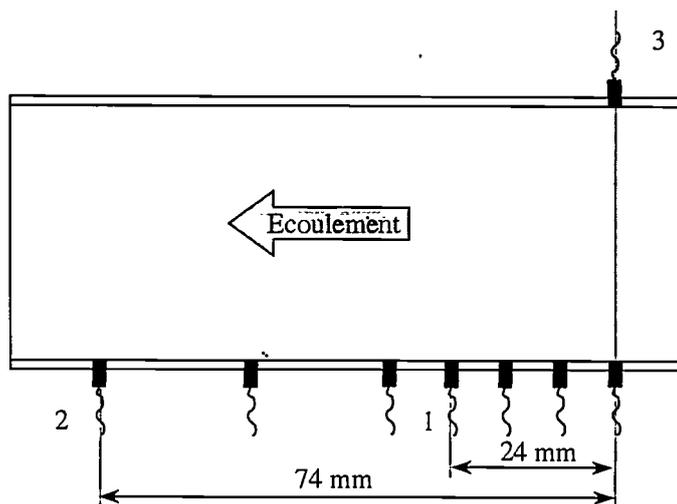


Figure 3.18: *Implantation longitudinale des microphones pour la décontamination acoustique de la densité spectrale.*

Par exemple, le fondamental à 15 Hz provoque un déphasage d'environ 1° entre les microphones 2 et 3, ce qui peut être considéré comme négligeable par rapport à l'ensemble des hypothèses.

Considérons maintenant la configuration où une excitation acoustique identifiée est créée en plus de l'excitation aérodynamique. La source acoustique est obtenue de la même manière que pour l'implantation circonférentielle et se caractérise par un fort pic aux environs de 450 Hz. Les figures 3.20 et 3.21 présentent les résultats de la décontamination respectivement pour les microphones 1 et 2. A cette fréquence, le déphasage introduit par la propagation de l'acoustique entre les microphones n'est plus négligeable.

La décontamination par COP n'est toujours pas affectée par ces problèmes de déphasage même pour de forts niveaux acoustiques à plus hautes fréquences. Les densités spectrales décontaminées par cette technique présentent en effet un comportement fort satisfaisant avec l'élimination de tous les pics acoustiques y compris le fondamental à 450 Hz dont l'amplitude est ainsi réduite de 25 dB.

Par contre, nous constatons là encore la sensibilité de la décontamination par soustraction temporelle puisque les densités spectrales décontaminées conservent des pics marqués. Pour contrer ce phénomène, nous avons appliqué la décontamination par soustraction après décalage temporel des signaux. L'acquisition a été faite avec une fréquence d'échantillonnage de $f_e=3200$ Hz ce qui donne un pas temporel pour chacun des signaux de:

$$\Delta T_e = \frac{1}{2,56 \times 3200} \simeq 0,12 \text{ ms} \quad (3.18)$$

Par ailleurs, en tenant compte de la vitesse de l'écoulement, le temps de propagation acoustique est d'environ 0,08 ms entre les microphones 1 et 3 et 0,26 ms entre les microphones 2 et 3. La figure 3.20 montre les densités spectrales décontaminées par soustraction temporelle sans décalage et avec un décalage d'un pas temporel (0,12 ms) pour le microphone 1. Il est visible que le décalage n'améliore pas le résultat mais, bien au contraire, l'aggrave. Le pas n'est en fait pas assez fin pour pouvoir décaler les signaux de la valeur théorique et le décalage de 0,12 ms se révèle dans ce cas inefficace. Par contre, la figure 3.21 montre les densités spectrales

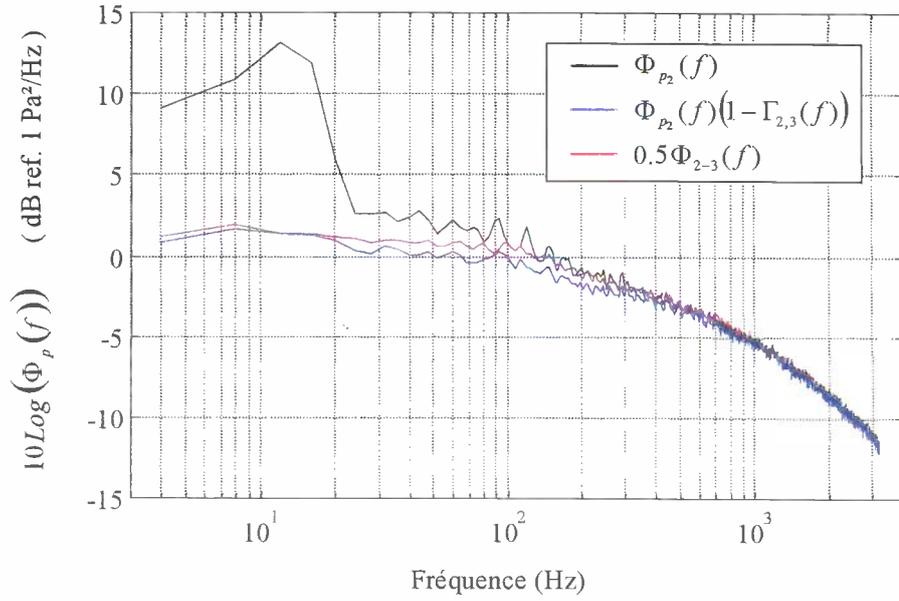


Figure 3.19: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées pour le microphone 2 (implantation longitudinale, $U_o=100$ m/s).

décontaminées par soustraction temporelle sans décalage et avec un décalage de deux pas temporel (0,24 ms) pour le microphone 2. Ce décalage se rapproche du décalage théorique et la décontamination se trouve alors nettement améliorée. Il ne subsiste que le pic à 450 Hz dont l'amplitude a cependant été considérablement réduite ($\simeq 15$ dB).

En conclusion, nous retiendrons que les techniques de décontamination par COP et par soustraction temporelle à deux microphones donnent des résultats satisfaisants et identiques dans le cas de l'implantation circonferentielle. De son coté, l'efficacité de la technique de décontamination par soustraction temporelle à trois microphones reste sensible au choix des microphones. Pour l'implantation longitudinale, le traitement par COP se révèle le plus *robuste* puisqu'il n'est pas affecté par les problèmes de déphasage entre les chaînes d'acquisition. Il est d'autre part plus facile à mettre en œuvre que la technique par soustraction qui nécessite l'acquisition des signaux temporels plus un post-traitement. Pour la décontamination acoustique de la densité spectrale du champ de pression pariétale, le traitement par COP est donc recommandé. Par contre, il n'existe pas de traitement analogue pour la densité interspectrale et nous devons employer dans ce cas le traitement par soustraction temporelle. Ceci fait l'objet de la section suivante.

3.2.3 Résultats de la décontamination acoustique pour la densité interspectrale

Nous exploitons dans cette partie l'expression 3.17 qui fournit la densité interspectrale du champ de pression pariétale due à la seule composante *turbulente*. Nous analysons l'influence de la décontamination à la fois sur le module et la phase. L'influence sur le module est étudiée à travers le calcul de la fonction de cohérence $\Gamma_{12}^T(\xi, \eta, f)$ entre deux microphones due à la

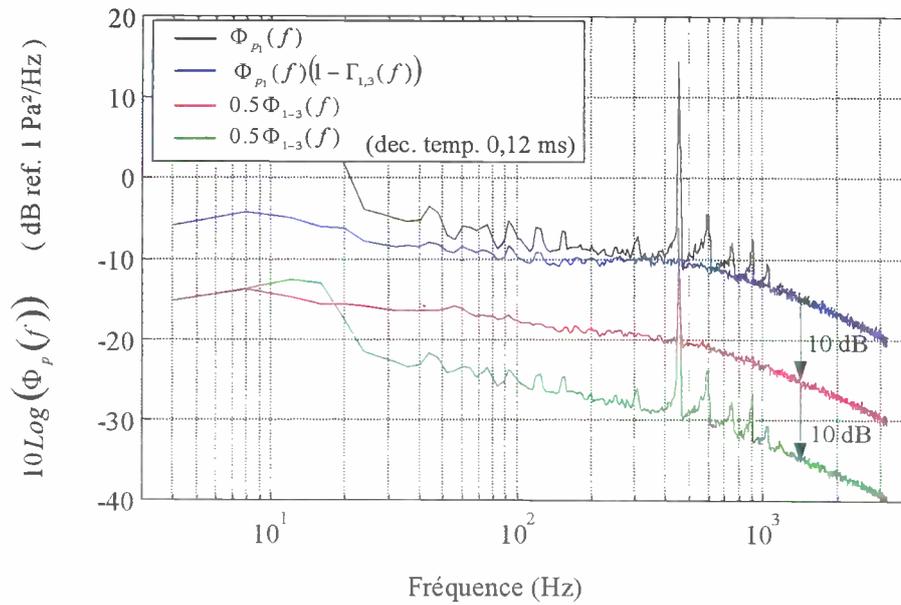


Figure 3.20: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées pour le microphone 1 (implantation longitudinale, $U_o=60$ m/s). Excitation aérodynamique + acoustique identifiée. Les densités spectrales décontaminées par soustraction temporelle sont décalées de 10 dB pour une meilleure visualisation.

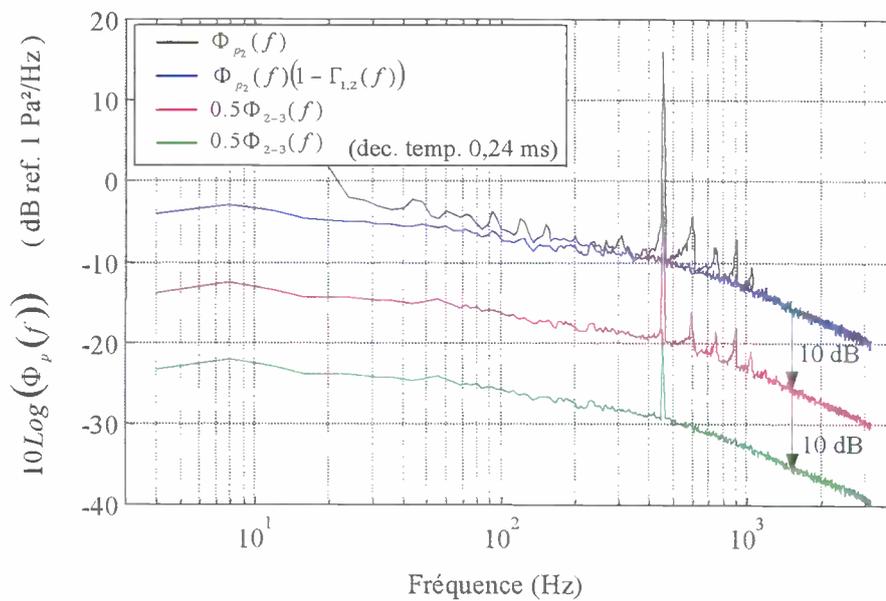


Figure 3.21: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale brute et décontaminées pour le microphone 2 (implantation longitudinale, $U_o=60$ m/s). Excitation aérodynamique + acoustique identifiée. Les densités spectrales décontaminées par soustraction temporelle sont décalées de 10 dB pour une meilleure visualisation.

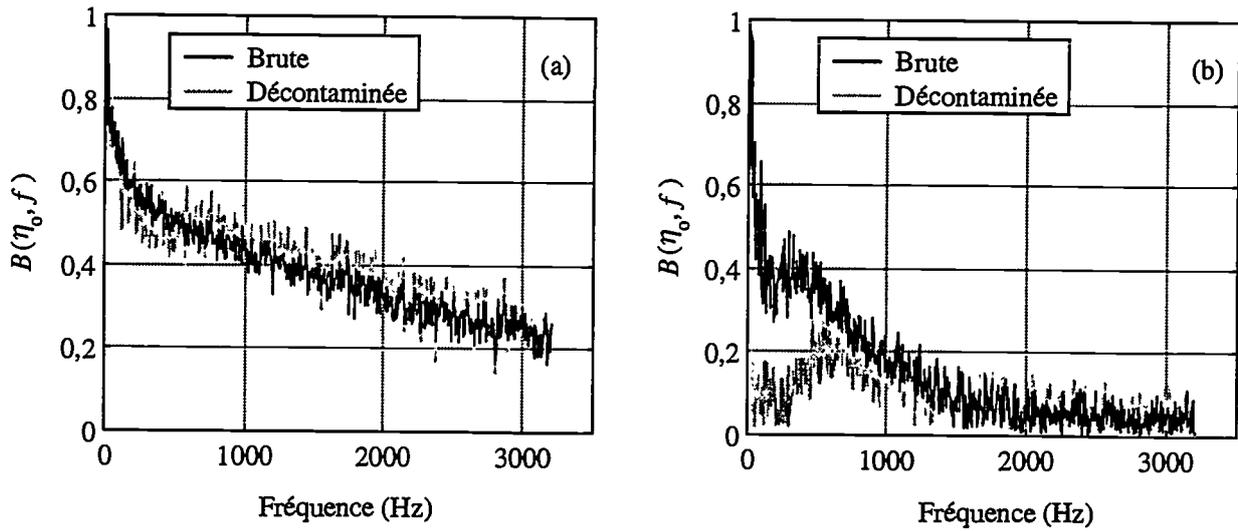


Figure 3.22: Fonctions de cohérence circonférentielles brute et décontaminée ($U_o=100$ m/s). (a) $\eta_o/R = 0,14$, (b) $\eta_o/R = 0,45$.

composante turbulente:

$$\Gamma_{12}^T(\xi, \eta, f) = \frac{|\Phi_{12}^T(\xi, \eta, f)|}{[\Phi_1^T(f)\Phi_2^T(f)]^{1/2}} \quad (3.19)$$

$\Gamma_{12}^T(\xi, \eta, f)$ sera comparée à la fonction de cohérence $\Gamma_{12}(\xi, \eta, f)$ calculée à partir des densités spectrales et interspectrales brutes *i.e.* avant décontamination. En considérant toujours l'hypothèse de séparation des variables d'espace, nous nous intéressons en fait à l'influence de la décontamination sur les fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f) = \Gamma_{12}^T(\xi, 0, f)$ et circonférentielle $B(\eta, f) = \Gamma_{12}^T(0, \eta, f)$.

Implantation circonférentielle

Nous considérons dans un premier temps l'implantation circonférentielle des microphones décrite par la figure 3.11. Pour toutes les décontaminations, le microphone 3 reste le même et nous présentons les résultats pour deux séparations angulaires des microphones 1 et 2. Pour la plus faible séparation, $\eta_o/R = 0,14$ (figure 3.22 (a)), qui correspond en fait à une séparation angulaire de 8° entre les microphones 1 et 2, l'influence de la décontamination est minime. Nous constatons en fait que la cohérence brute ne fait pas apparaître de façon nette la présence de la composante *acoustique*. Nous pouvons alors penser que, pour des séparations faibles, la cohérence entre les microphones est essentiellement gouvernée par la composante *turbulente* qui domine la composante *acoustique*. Il est ainsi légitime que la décontamination n'ait que peu d'influence. Par contre, dès que la séparation augmente, la composante *turbulente* présente moins de cohérence entre les microphones et laisse donc la place à la composante *acoustique*. C'est ce que nous observons sur la figure 3.22 (b) (séparation angulaire de 26°) où la cohérence brute fait maintenant apparaître la remontée et les pics dus à l'acoustique basses fréquences (< 120 Hz). L'influence de la décontamination est alors nette. La cohérence décontaminée

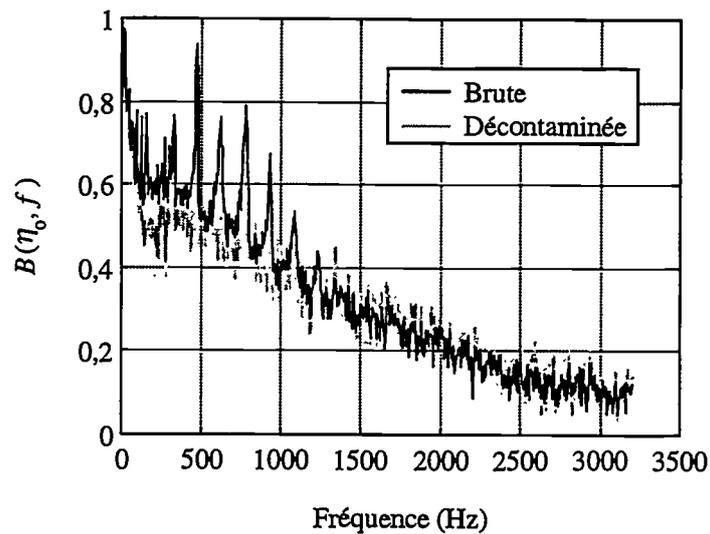


Figure 3.23: Fonctions de cohérence circonférentielles brute et décontaminée ($U_o=60$ m/s, $\eta_o/R = 0,14$). Excitation aérodynamique + acoustique identifiée.

présente une chute en basses fréquences qui s'explique par l'absence de grosses structures (cf. § 3.1.2) contribuant au niveau de cohérence dans cette gamme de fréquence.

Pour cette configuration, l'influence de la décontamination sur la phase de la densité interspectrale ne présente guère d'intérêt.

Nous présentons finalement le résultat de la décontamination dans le cas où une excitation acoustique supplémentaire est créée toujours avec le même procédé de la *flûte de pan*. La cohérence brute fait alors apparaître (figure 3.23) de forts pics que la décontamination permet d'atténuer en grande partie. Ainsi, les pics secondaires sont quasiment éliminés tandis que le pic principal à 450 Hz est encore présent dans la cohérence décontaminée avec cependant un niveau inférieur. De manière théorique, il est d'ailleurs possible de montrer que la décontamination de la densité interspectrale ne peut pas être aussi efficace que celle de la densité spectrale.

Implantation longitudinale

Nous nous intéressons maintenant à la décontamination de la densité interspectrale entre deux microphones situés sur la même génératrice (figure 3.10). Les microphones 1 et 2 sont distants de 32 mm. La cohérence brute (figure 3.24) présente une évolution que nous avons déjà expliquée au paragraphe 3.1.2 avec notamment la remontée en basses fréquences due à la composante *acoustique*. La décontamination s'avère alors efficace puisque la cohérence décontaminée ne fait plus intervenir cette remontée et présente un niveau comparable à celui de la cohérence brute pour les plus hautes fréquences.

Pour l'implantation longitudinale, il est intéressant de regarder l'influence de la décontamination sur la phase de la densité interspectrale. La figure 3.25 (a) présente l'évolution fréquentielle de la phase des densités interspectrales brute et décontaminée pour le couple de microphone (1,2). Nous avons restreint cette représentation à la plage [0, 1000 Hz] pour une meilleure

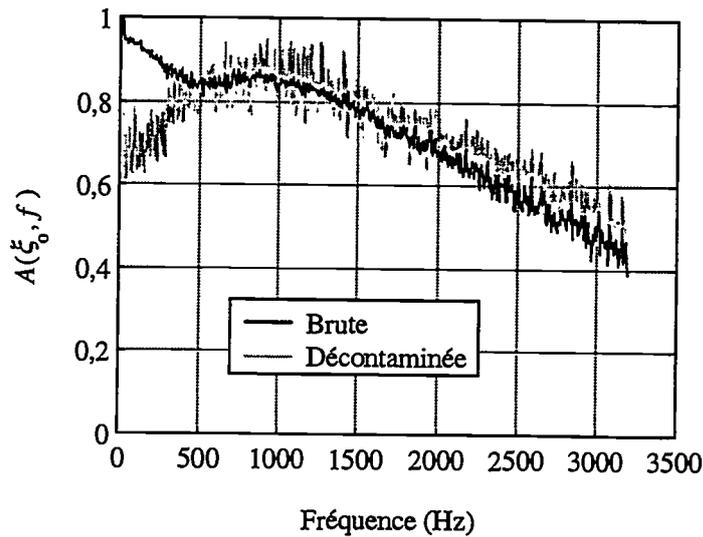


Figure 3.24: Fonctions de cohérence longitudinales brute et décontaminée ($U_o=100$ m/s, $\xi_o/R = 0,51$).

visualisation. Nous constatons alors que la phase de la densité interspectrale décontaminée est supérieure, en valeur absolue, à la phase de la densité interspectrale brute pour les fréquences inférieures à 600 Hz, hormis en très basses fréquences où la décontamination échoue. La phase de la densité interspectrale brute dépend de la séparation entre les microphones et des vitesses de propagation des composante *turbulente* (vitesse de convection, U_c) et acoustique (célérité du son, c_o). En éliminant la composante *acoustique*, la décontamination élimine la composante la plus *rapide* et le déphasage se trouve ainsi augmenté. Au delà de 600 Hz, les deux phases coïncident. Par ailleurs, l'évolution de la phase de la densité interspectrale décontaminée présente une évolution sensiblement plus linéaire qui tend vers un déphasage nul pour la fréquence nulle. La figure 3.25 (b) présente alors les vitesses déduites des phases des densités interspectrales brute et décontaminée. Les courbes sont assez chahutées en basses fréquences du fait des petits sauts de phase constatés sur la figure 3.25 (a). Néanmoins, nous observons que le changement de pente pour la phase de la densité interspectrale décontaminée se répercute par une décroissance de la vitesse en basses fréquences.

3.2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté différentes techniques de décontamination, d'une part, de façon théorique et, d'autre part, en analysant leurs efficacités pour plusieurs configurations expérimentales (implantation circumférentielle, implantation longitudinale, excitation aérodynamique, excitations aérodynamique + acoustique). Pour la décontamination de la densité spectrale du champ de pression pariétale, le traitement par COP se révèle le meilleur. Cependant, pour les configurations sans composante *acoustique* marquée, le traitement par soustraction temporelle utilisant deux microphones donne des résultats comparables. Pour la décontamination de la densité interspectrale du champ de pression pariétale, seule cette dernière technique est

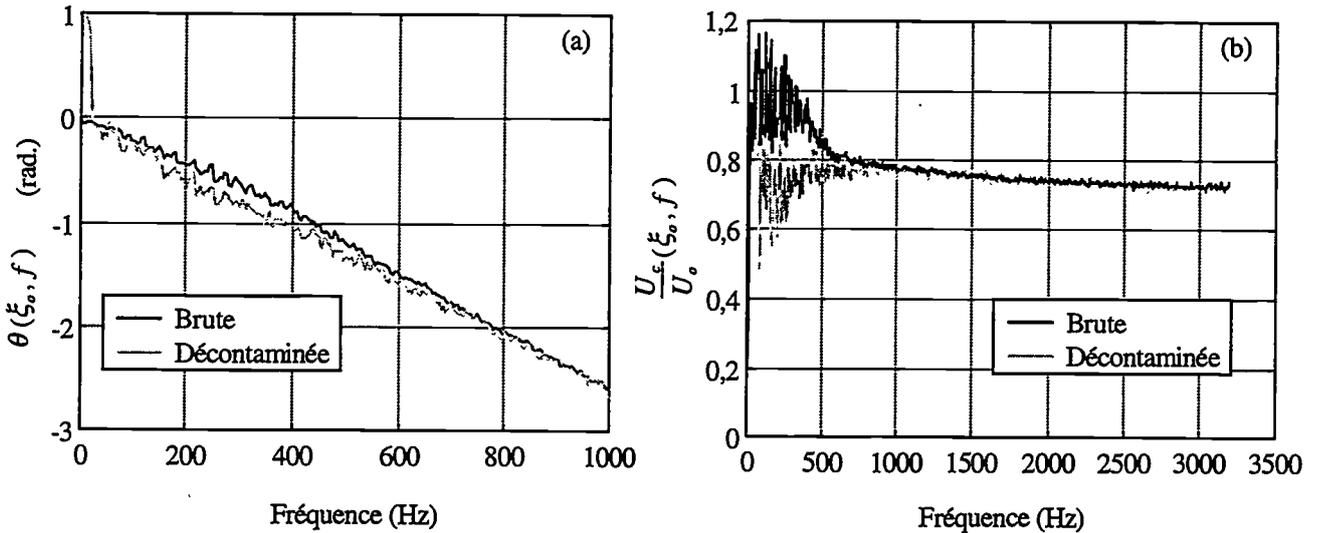


Figure 3.25: Phases des densités interspectrales brute et décontaminée et vitesses de phase correspondantes ($U_o=100$ m/s, $\xi_o/R = 0,51$).

adaptable en utilisant trois microphones. Les résultats obtenus sont satisfaisants et il faut noter ici qu'ils sont relativement originaux car aucune référence bibliographique ne traite de ce point. Finalement, nous disposons donc des caractéristiques spectrales de la seule composante *turbulente* qui vont maintenant être analysées en vu de fournir un modèle d'excitation turbulente.

3.3 Analyse des mesures après décontamination

Nous reprenons ici l'étude des caractéristiques spectrales du champ de pression pariétale que nous avons amorcée au paragraphe 3.1 mais en exploitant maintenant les résultats obtenus après *décontamination acoustique*. Dans ce paragraphe, nous avons deux objectifs. D'une part, nous allons analyser plus en détails la structure du champ de pression pariétale en comparant notamment nos résultats à ceux relevés dans la littérature. D'autre part, nous fournirons un modèle analytique pour la densité interspectrale qui est la quantité requise pour alimenter les codes de prédictions numériques.

3.3.1 Densité spectrale des fluctuations du champ de pression pariétale

Les densités spectrales présentées dans cette section sont obtenues en concaténant les résultats de la décontamination dans la gamme $[0, 3200]$ avec les acquisitions sur $[0, 12800]$. Elles sont ensuite corrigées du phénomène d'intégration spatiale par la théorie de CORCOS (annexe A) puis re-échantillonnées pour avoir un pas fréquentiel constant en échelle logarithmique.

La figure 3.26 présente les densités spectrales des fluctuations de pression pariétale fournies par plusieurs microphones pour $U_o=100$ m/s. Nous avons considéré ici aussi bien des résultats issus de microphones en implantation circconférentielle que longitudinale. Pour l'implantation longitudinale, nous n'avons cependant pas représenté les densités spectrales trop influencées

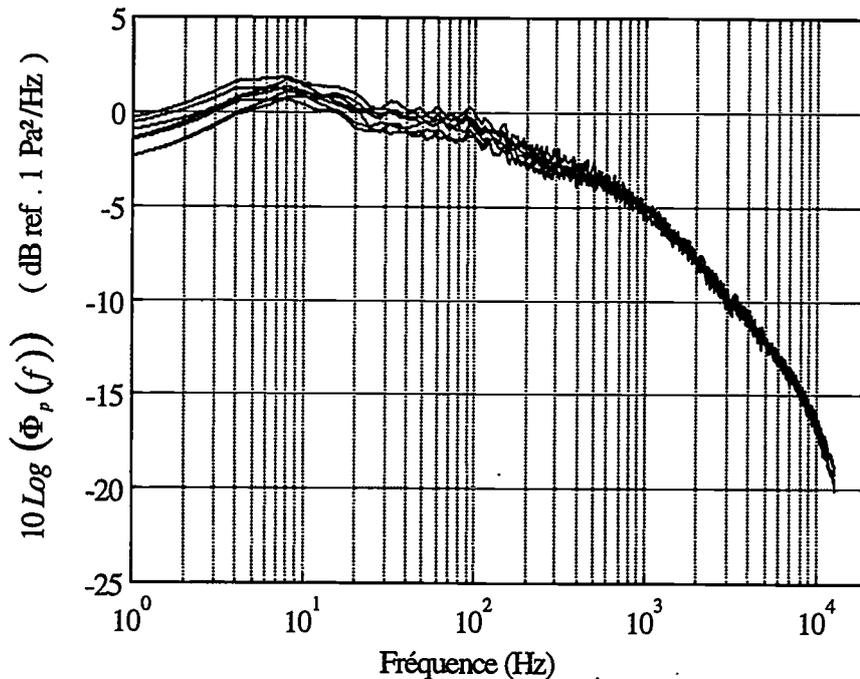


Figure 3.26: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale fournies par plusieurs microphones ($U_o=100$ m/s).

par l'effet de sillage. Au dessus de 700 Hz, l'accord entre les différentes densités spectrales est excellent. Au dessous, la dispersion est un peu plus grande et atteint environ 2 dB en basses fréquences. Il convient cependant d'analyser cette dispersion en fonction de l'erreur statistique, de l'affleurement des microphones et de l'efficacité de la décontamination. Nous pouvons ainsi conclure que le champ de pression pariétale peut-être considéré comme homogène dans la section de mesure, ceci confirme une nouvelle fois le caractère pleinement développé de l'écoulement (cf. § 2.1).

La figure 3.27 montre maintenant l'évolution de la densité spectrale en fonction de la vitesse d'écoulement pour un microphone représentatif de l'ensemble des résultats. Comme nous l'avons déjà dit au paragraphe 3.1.1, l'augmentation de vitesse se traduit par une augmentation de niveau de la densité spectrale ainsi que par une plus large étendue spectrale. Comme les pics acoustiques sont éliminés, nous pouvons maintenant observer que l'évolution en basses fréquences est identique avec un niveau constant qui augmente avec la vitesse. Il est possible de caractériser de manière globale cette évolution en calculant la valeur rms de la pression pariétale, $(\overline{p^2})^{1/2}$, pour les quatre vitesses d'écoulement. Nous n'avons pas représenté cette évolution mais elle révèle une évolution linéaire, similaire à celle de la figure 3.3, caractéristique d'une dépendance en loi puissance de U_o . L'exposant de la loi puissance a été trouvé proche de 1.9, alors qu'il était de 1.6 avant décontamination, ce qui rejoint les résultats de la littérature qui indique en général une proportionnalité entre $(\overline{p^2})^{1/2}$ et la dynamique de l'écoulement q_o . Ceci se retrouve sur la figure 3.28 où nous avons représenté le rapport $(\overline{p^2})^{1/2}/q_o$ en fonction du diamètre normalisé $d^+ = du_\tau/\nu$. Ce diamètre rend compte du pouvoir de résolution du capteur vis à vis des petites échelles du champ de pression et nous constatons que dès que $d^+ > 200$ l'ensemble des valeurs se regroupe autour de $(\overline{p^2})^{1/2}/q_o \simeq 5$ à 6×10^{-3} . Il faut noter ici le bon accord de nos mesures avec

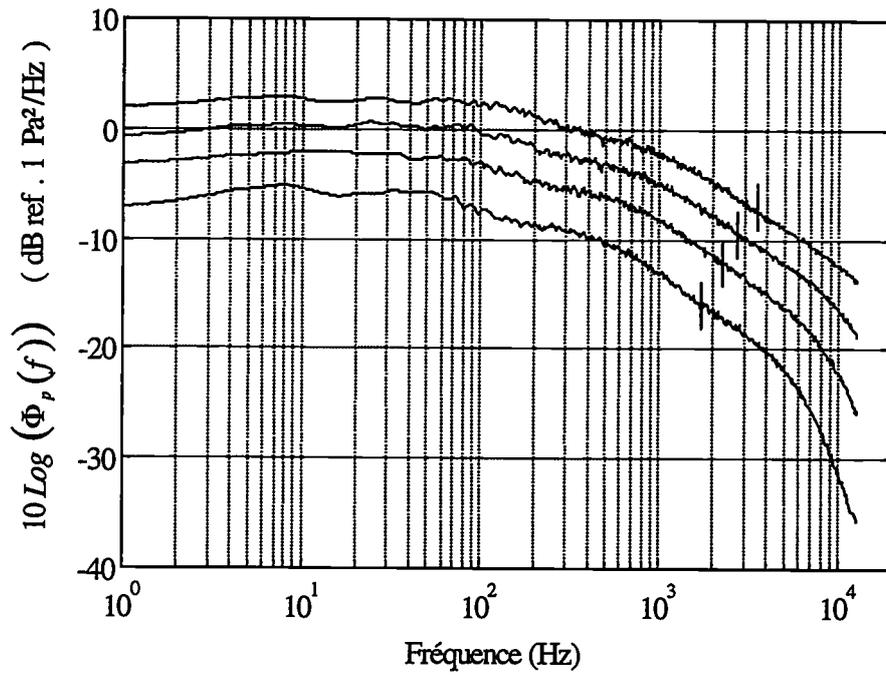


Figure 3.27: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.

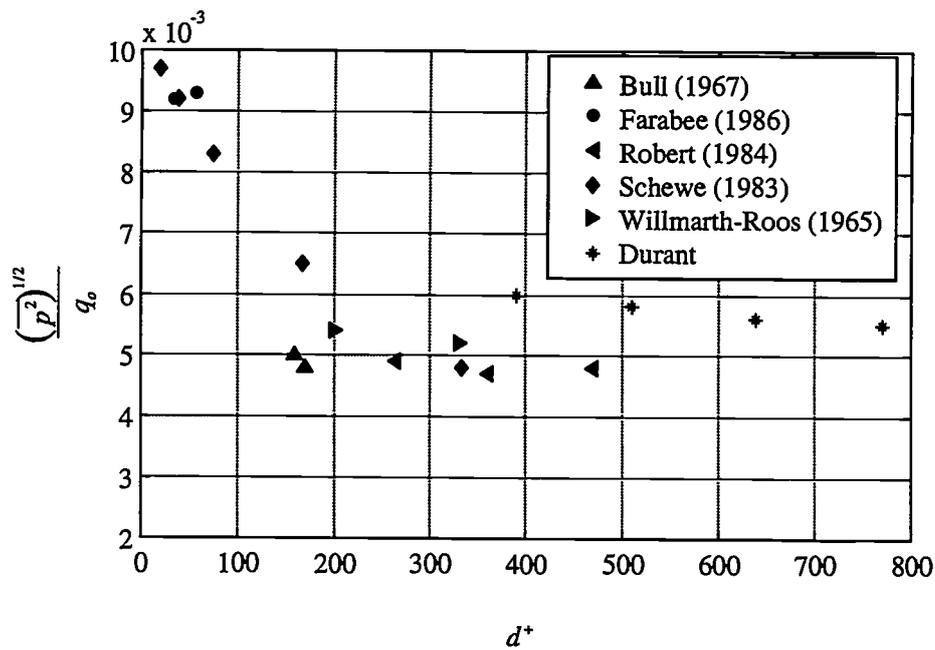


Figure 3.28: Evolution de $(\overline{p^2})^{1/2}$ normalisé par la dynamique de l'écoulement en fonction du diamètre normalisé d^+ pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.

celles des autres expérimentateurs même si ceux-ci traitent le cas d'une couche limite turbulente se développant sur une plaque plane.

Pour comparer nos résultats à ceux de la littérature, nous considérons maintenant la représentation des densités spectrales du champ de pression pariétale dans des systèmes d'échelles sans dimension. L'intérêt de ce type de représentation est en fait triple: (i) il permet de comparer des résultats issus de différentes configurations expérimentales (géométrie, fluide,...), (ii) il permet de regrouper les résultats obtenus pour une même configuration mais à différentes vitesses et (iii) il permet de localiser les sources de pression selon les plages de fréquence où s'effectue le regroupement. Dans le cas d'une couche limite se développant sur une plaque plane, on distingue les échelles dites externes: U_o , q_o , δ et δ^* , et les échelles dites internes: u_τ , τ_ω et ν . Cependant, pour un écoulement en conduite, les dimensions δ et δ^* ne sont pas définies explicitement. Il est alors usuel d'assimiler δ à R et δ^* à $R/8$ pour la gamme de Reynolds considéré. Avec ces approximations, nous pouvons adapter les systèmes d'échelles utilisés pour les couches limites turbulentes à notre écoulement en conduite.

Il existe principalement trois systèmes d'échelles (FARABEE & CASARELLA 1991; KEITH *et al.* 1992; BULL 1996):

- le système basé sur les variables externes de l'écoulement normalise l'amplitude de la densité spectrale par la dynamique de l'écoulement q_o et utilise une échelle de temps construite à partir de la vitesse d'écoulement U_o et du rayon R .

$$\frac{\Phi_p(f) U_o}{q_o^2 R} \quad v.s. \quad \frac{f R}{U_o} \quad (3.20)$$

- le système basé sur des variables mixtes (internes et externes) normalise l'amplitude de la densité spectrale par la contrainte de cisaillement τ_ω et utilise la même échelle de temps que précédemment.

$$\frac{\Phi_p(f) U_o}{\tau_\omega^2 R} \quad v.s. \quad \frac{f R}{U_o} \quad (3.21)$$

- le système basé sur les variables internes de l'écoulement normalise l'amplitude de la densité spectrale par la contrainte de cisaillement τ_ω et utilise une échelle de temps construite à partir de la vitesse de frottement u_τ et de la viscosité cinématique ν .

$$\frac{\Phi_p(f) u_\tau^2}{\tau_\omega^2 \nu} \quad v.s. \quad \frac{f \nu}{u_\tau^2} \quad (3.22)$$

La figure 3.29 montre les densités spectrales représentées avec le système d'échelles basé sur les variables externes. Ce système est très souvent utilisé car les variables externes sont facilement identifiables. Nous constatons qu'il se révèle très efficace pour regrouper les courbes sur une grande plage de fréquence $fR/U_o \leq 4$. Cette constatation rejoint celle de CLINCH (1968) qui a de même observé l'efficacité de ce système d'échelles sur une large gamme de fréquence pour un écoulement en conduite. Pour une couche limite turbulente, FARABEE & CASARELLA (1991) et BULL (1996) ont limité l'efficacité de ce système d'échelles à $\omega\delta^*/U_o \leq 0,03$ ou $\omega\delta/u_\tau \leq 5$, ce qui traduit avec les variables f et R donné $fR/U_o \leq 0,04$. Le système d'échelles basé sur les variables externes paraît donc particulièrement bien adapté aux écoulements pleinement

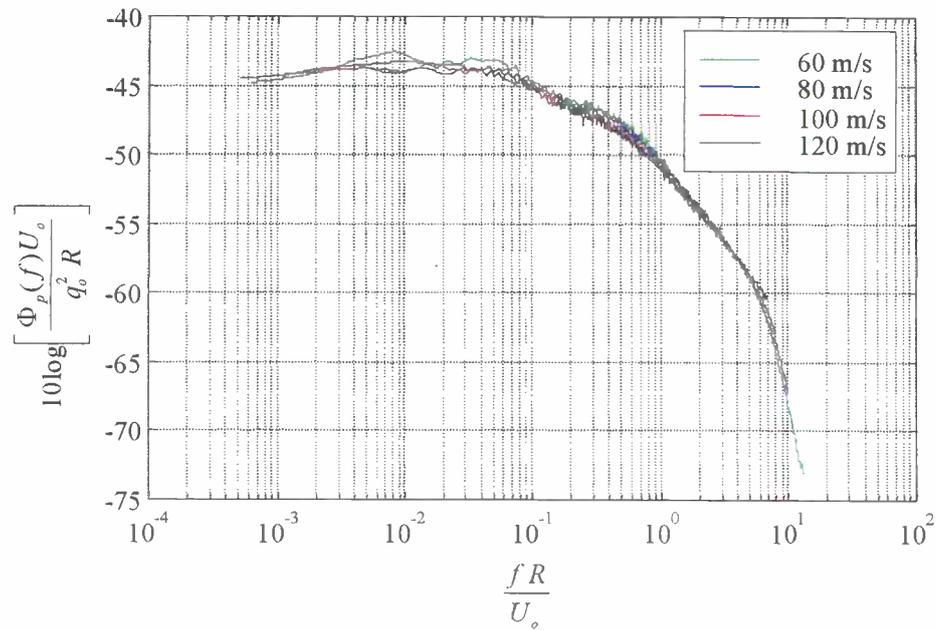


Figure 3.29: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s représentées avec le système d'échelles basé sur les variables externes.

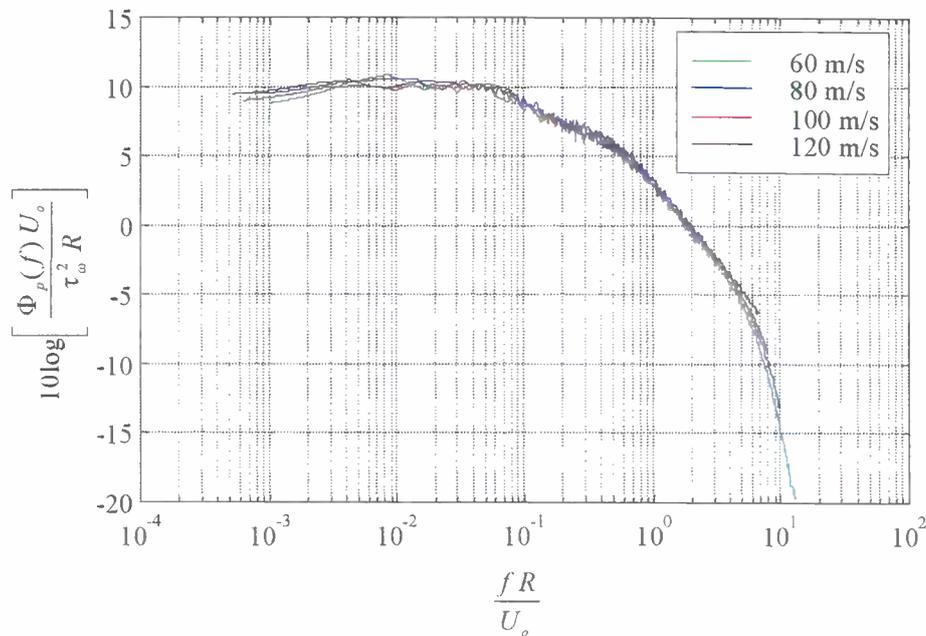


Figure 3.30: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s représentées avec le système d'échelles basé sur les variables mixtes.

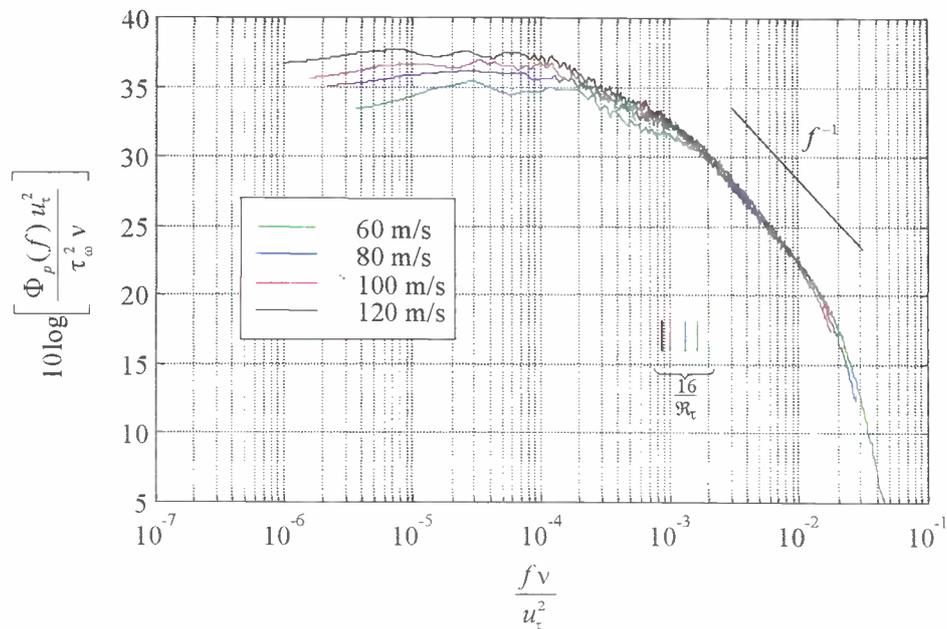


Figure 3.31: Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s représentées avec le système d'échelles basé sur les variables internes.

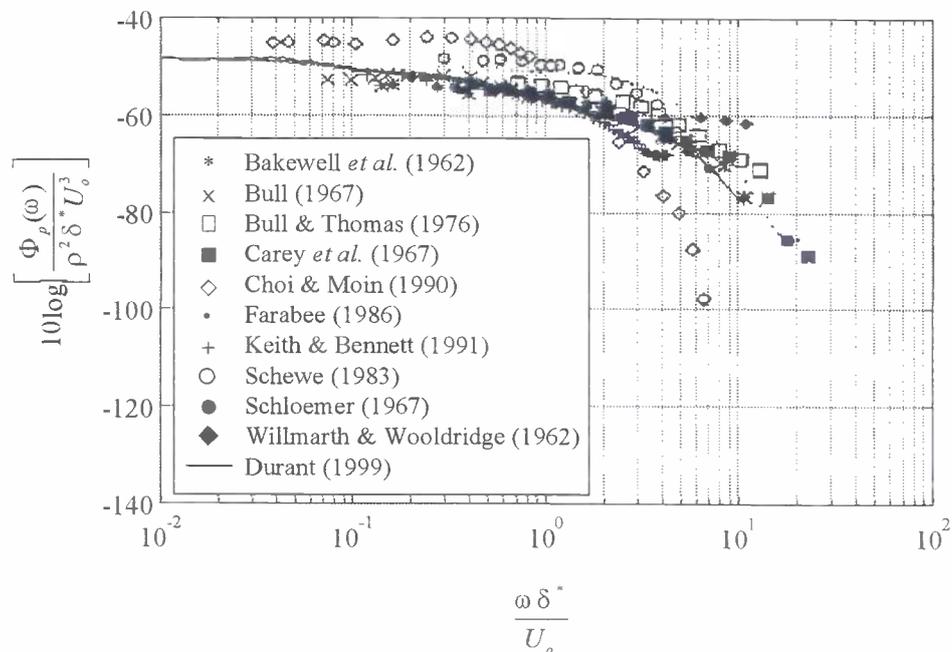


Figure 3.32: Comparaison de divers mesures et simulation de densités spectrales de fluctuations de pression pariétale représentées avec le système d'échelles basé sur les variables externes (KEITH et al. 1992).

développés en conduite. Par ailleurs, dans la gamme $fR/U_o \leq 0,04$, FARABEE & CASARELLA (1991) et BULL (1996) ont déterminé une loi d'évolution de la densité spectrale $\Phi_p(f)$ en ω^2 . Ici, nous constatons plutôt un niveau constant.

Le système d'échelles basé sur les variables mixtes donne des résultats similaires (figure 3.30). KEITH *et al.* (1992) sont parvenus à la même conclusion. En fait, il règne une certaine confusion au niveau de ce système d'échelles car il ne repose sur aucune réalité physique. Le choix des variables internes et externes qui le composent est ainsi multiple et relativement arbitraire. Par exemple, FARABEE & CASARELLA (1991) adoptent une représentation $\Phi_p(\omega)u_\tau/\tau_\omega^2\delta$ *vs.* $\omega\delta/u_\tau$ qui occasionne un très bon regroupement des données pour les moyennes fréquences ($5 \leq \omega\delta/u_\tau \leq 100 \Leftrightarrow 0.04 \leq fR/U_o \leq 0.8$).

Par contre, l'ensemble des auteurs est unanime quant à la définition du système d'échelles basé sur les variables internes. Ce système regroupe parfaitement les courbes en hautes fréquences (figure 3.31). La plage de validité de ce système est généralement définie par $f\nu/u_\tau^2 \geq 16/\mathcal{R}_\tau$ où $\mathcal{R}_\tau = u_\tau\delta/\nu$. Ces limites sont indiquées sur la figure 3.31 pour les différentes vitesses d'écoulement en prenant $\mathcal{R}_\tau = u_\tau R/\nu$. Nous observons qu'au delà de ces limites les courbes se regroupent et suivent une loi d'évolution proche de f^{-1} , ceci rejoint les constatations d'autres auteurs (FARABEE & CASARELLA 1991; BULL 1996).

Selon le système d'échelles choisi, le regroupement des courbes est donc plus efficace dans certaines gammes de fréquences que dans d'autres. FARABEE & CASARELLA (1991) ont mis à profit cette propriété pour proposer une localisation des sources de pression dans la couche limite turbulente. Ainsi, l'échelle de temps basée sur les variables externes, $\omega\delta^*/U_o$ dans leur étude, tend à regrouper les données en basses fréquences ce qui laisse supposer que les sources de pression responsables du niveau de la densité spectrale en basses fréquences se situent dans la région externe de la couche limite. Inversement, l'échelle de temps basée sur les variables internes privilégie un regroupement en hautes fréquences ce qui situe les sources de pression responsables du niveau de la densité spectrale en hautes fréquences près de la paroi. Les figures 3.29 à 3.31 ont montré des résultats analogues et permettent de conclure que la structure de l'écoulement pleinement développé en conduite est similaire à celle d'une couche limite turbulente.

La figure 3.32 propose une comparaison entre nos mesures et les résultats disponibles dans la littérature. Nous avons utilisé ici le remarquable travail de synthèse de KEITH *et al.* (1992) qui répertorient les principales études concernant le champ de pression pariétale. Ces études sont aussi bien de nature expérimentale sur plaque plane (BULL 1967; BULL & THOMAS 1976; FARABEE 1986; SCHEWE 1983; SCHLOEMER 1967; WILLMARTH & WOOLDRIDGE 1962) ou en conduite cylindrique (BAKEWELL *et al.* 1962; CAREY *et al.* 1967; KEITH & BENNETT 1991) que numérique (CHOI & MOIN 1990). KEITH *et al.* soulignent la difficulté de comparer tous ces résultats compte tenu de l'incertitude qui demeure notamment au niveau du nombre de moyennes. Ils considèrent néanmoins un intervalle de confiance de ± 1 dB. Par ailleurs, ils précisent que toutes ambiguïtés sur la définition de la densité spectrale (définie sur $] -\infty, +\infty[$ ou sur $[0, +\infty[$) et sur la présence du facteur 2π apparaissant lors du passage des fréquences (f) aux pulsations angulaires (ω) ont été levées. Pour notre part, nous avons toujours considéré jusqu'à maintenant la densité spectrale définie sur $[0, +\infty[$ et exprimé en fonction de la fréquence f . Pour les besoins de la comparaison, la figure 3.32 utilise le même système d'échelles que KEITH

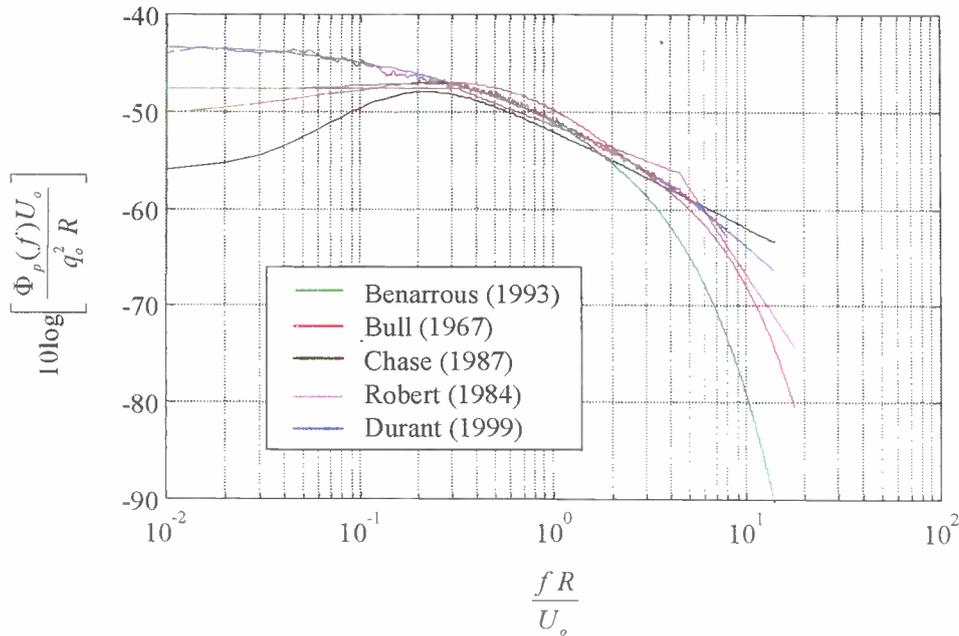


Figure 3.33: Comparaison de divers modèles de densités spectrales de fluctuations de pression pariétale représentées avec le système d'échelles basé sur les variables externes.

et al. (1992) basée sur les variables externes $\Phi_p(\omega)/\rho^2\delta^*U_o^2$ vs. $\omega\delta^*/U_o$. Nous avons ainsi pu superposer nos mesures sur cette figure en adoptant $\delta^* = R/8$. Malgré l'approximation faite sur ce paramètre, la comparaison se révèle finalement assez satisfaisante et nos résultats s'alignent sur ceux des autres expérimentateurs notamment ceux de BULL (1967) et CAREY *et al.* (1967).

Dans l'optique de la création d'une base de données sur l'excitation induite par un écoulement pleinement développé en conduite, l'intérêt final de la représentation avec des systèmes d'échelles sans dimension est de fournir une expression analytique de la densité spectrale du champ de pression pariétale valable pour toutes les vitesses U_o . Ainsi, nous avons constaté le très bon regroupement des résultats obtenus pour les quatre vitesses d'écoulement avec les variables externes. De la figure 3.29, nous avons donc déduit une expression analytique de la densité spectrale en approximant les mesures par un polynôme de degré 3:

$$\log \left[\frac{\Phi_p(f) U_o}{q_o^2 R} \right] = -5,1 - 0,9 \log(fR/U_o) - 0,34 [\log(fR/U_o)]^2 - 0,04 [\log(fR/U_o)]^3 \quad (3.23)$$

Il faut bien voir que nous ne proposons ici qu'une expression analytique issue du *lissage* de nos mesures qu'il serait un peu ambitieux d'appeler *modèle*. Elle ne résulte pas d'une analyse des mécanismes physiques qui régissent le champ de pression pariétale comme ce qu'ont pu faire BENARROUS (1993) ou CHASE (1987). Elle permet simplement de rendre nos mesures directement exploitables par d'autres expérimentateurs.

Finalement, la figure 3.33 montre une comparaison entre l'expression 3.23 et les mesures à 100 m/s en faisant également intervenir les modèles de BENARROUS (1993) et CHASE (1987) et les expressions analytiques proposées par BULL (1967) et ROBERT (1984). Nous constatons un bon accord, notamment entre notre représentation et celles de BULL (1967), CHASE (1987) et

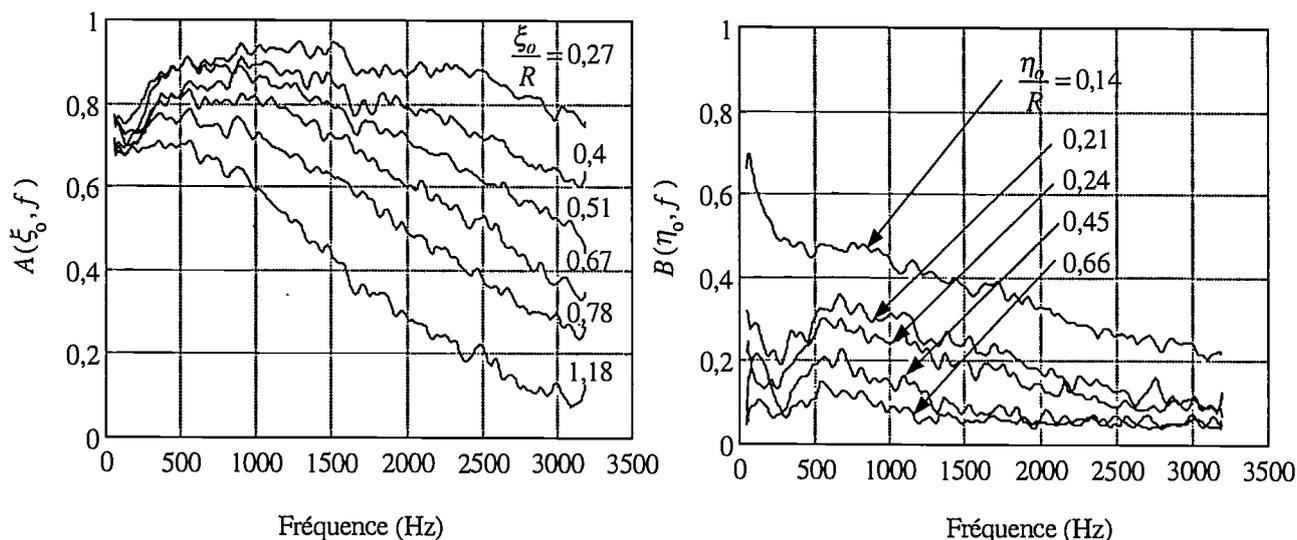


Figure 3.34: Fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f)$ et circumférentielle $B(\eta, f)$ pour $U_o=100$ m/s.

ROBERT (1984) dans la gamme de fréquences définie par $0,2 < fR/U_o < 6$. A titre indicatif, cet intervalle correspond à $300 < f < 10000$ Hz pour $R=0,0625$ m et $U_o=100$ m/s. Nous verrons au paragraphe 3.4 l'influence du choix du modèle sur la réponse vibroacoustique de la coque.

3.3.2 Densité interspectrale des fluctuations du champ de pression pariétale

Nous considérons maintenant les densités interspectrales obtenues après *décontamination acoustique*. Nous limiterons notre étude à la gamme [50, 3200 Hz]. La borne inférieure a été choisie pour ne pas faire intervenir les remontées en très basses fréquences qui subsistent même après décontamination. La borne supérieure a été limitée à 3200 Hz car nous ne possédons pas toutes les cohérences entre les différents microphones sur la plage [0, 12800 Hz]. Nous n'avons donc pas pu concaténer les résultats comme pour la densité spectrale. Par ailleurs, nous avons vu au § 3.2.3 que les densités interspectrales décontaminées présentaient un comportement assez chahuté. Dans ce paragraphe, nous avons donc lissé les résultats de manière à mieux les visualiser. Dans un premier temps, nous nous intéressons aux fonctions de cohérence puis nous considérons la vitesse de convection.

Fonction de cohérence

La figure 3.34 présente les fonctions de cohérence A et B pour différentes séparations et $U_o=100$ m/s. Nous ne reviendrons pas ici sur les interprétations de l'évolution de ces fonctions qui ont déjà pu être données au paragraphe § 3.1.2. Il convient juste de noter le comportement de ces fonctions en basses fréquences qui ne présentent plus de remontées importantes comme celles constatées à la figure 3.4.

Pour caractériser la structure spatiale du champ de pression pariétale, il est plus usuel de représenter l'évolution des fonctions de cohérence en fonction des séparations pour une fréquence

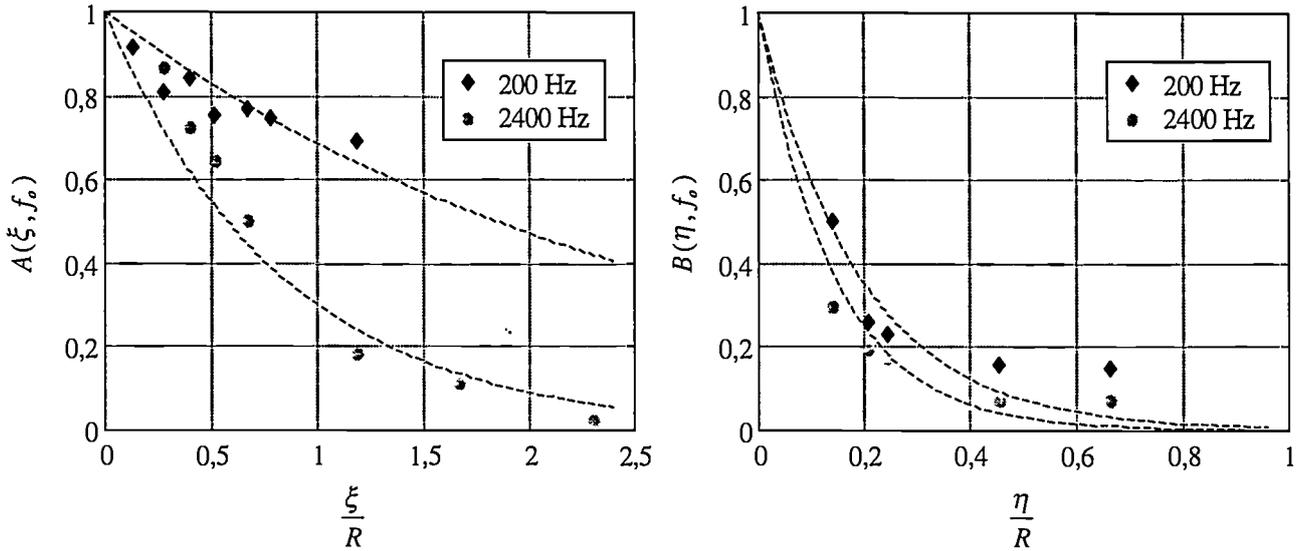


Figure 3.35: Evolution des fonctions de cohérence longitudinale $A(\xi, f_o)$ et circumférentielle $B(\eta, f_o)$ avec les séparations pour $U_o=100$ m/s. $f_o=200$ et 2400 Hz.

fixée (figure 3.35). Pour $f=2400$ Hz, les fonctions $A(\xi, f_o)$ et $B(\eta, f_o)$ présentent une décroissance régulière avec les séparations ξ et η . Pour $f=200$ Hz, la décroissance est plus chahutée, notamment pour $A(\xi, f_o)$, et ce malgré la décontamination acoustique. A partir de ces représentations, nous pouvons définir deux échelles de longueurs intégrales:

$$\mathcal{L}_\xi(f_o) = \int_0^\infty A(\xi, f_o) d\xi \quad (3.24)$$

$$\mathcal{L}_\eta(f_o) = \int_0^\infty B(\eta, f_o) d\eta \quad (3.25)$$

Ces longueurs sont représentatives de l'étendue spatiale de la cohérence du champ de pression pariétale à la fréquence f_o . Cependant, leur estimation est rendue délicate dans notre configuration car les séparations entre les microphones ne sont pas assez grandes pour calculer raisonnablement une intégrale de 0 à $+\infty$. La solution habituellement retenue consiste alors à approximer les fonctions de cohérence $A(\xi, f_o)$ et $B(\eta, f_o)$ par des exponentielles décroissantes de la forme:

$$A(\xi, f_o) = \exp(-|\xi|/L_\xi(f_o)) \quad (3.26)$$

$$B(\eta, f_o) = \exp(-|\eta|/L_\eta(f_o)) \quad (3.27)$$

où $L_\xi(f_o)$ et $L_\eta(f_o)$ sont respectivement appelées longueurs de corrélation longitudinale et circumférentielle. Sur la figure 3.35, nous avons représenté ces fonctions (courbes en pointillés) qui fournissent une bonne estimation de nos mesures. Il est alors facile de montrer que le calcul des intégrales 3.24 et 3.25 est équivalent à la détermination des longueurs $L_\xi(f_o)$ et $L_\eta(f_o)$. D'un point de vue pratique, ces longueurs sont alors obtenues en approchant les fonctions $A(\xi, f_o)$ et $B(\eta, f_o)$ mesurées par des exponentielles décroissantes pour chaque fréquence.

La figure 3.36 montre alors l'évolution de ces longueurs de corrélation calculées pour les quatre vitesses d'écoulement et présentées dans le système d'échelles basée sur les variables

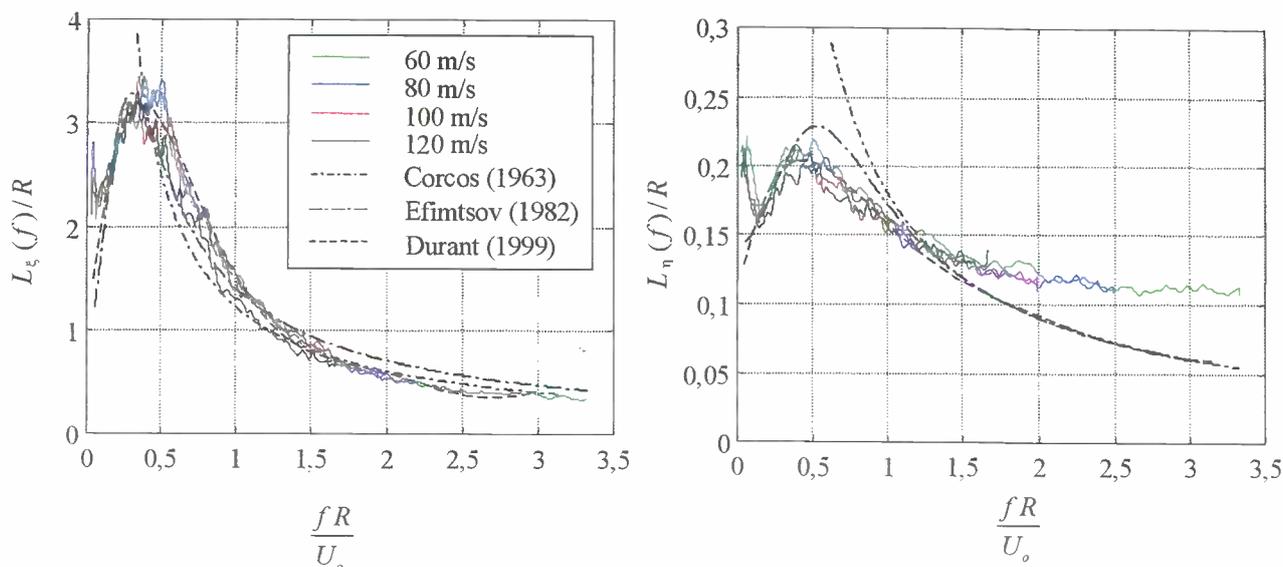


Figure 3.36: Longueurs de corrélation longitudinale $L_\xi(f)$ et circonférentielle $L_\eta(f)$ représentées dans le système d'échelles basée sur les variables externes pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.

externes. Ce type de représentation occasionne un meilleur regroupement des courbes qu'avec les variables mixtes ou internes, ce qui est logique car nous nous sommes limités à la gamme de fréquence $[0, 3200$ Hz]. Les longueurs de corrélation longitudinale et circonférentielle ont un comportement similaire. Elles présentent un maximum pour $fR/U_o \simeq 0,4$ qui provient de la contribution des plus grosses structures de l'écoulement dont la taille est limitée par le diamètre de la conduite. En basses fréquences, les longueurs chutent traduisant ainsi la disparition des structures associées à ces fréquences. A noter qu'il n'aurait pas été possible de voir cette chute sans la *décontamination acoustique*. Pour les plus basses fréquences ($fR/U_o < 0,15$), il subsiste néanmoins une légère remontée qui est plus marquée pour les longueurs de corrélation circonférentielles. Enfin, en hautes fréquences, les longueurs diminuent régulièrement avec une loi proportionnelle à $1/f$. Pour les longueurs de corrélation circonférentielles, nous devons cependant apporter des réserves sur la validité des résultats pour $fR/U_o \geq 1,5$. En effet, les longueurs sont obtenues par *fittage* de $B(\eta, f_o)$, or pour les plus hautes fréquences il ne reste que très peu de points où la cohérence est encore significative.

Le comportement des longueurs de corrélation en hautes fréquences est bien décrit par CORCOS (1963) qui propose de modéliser $L_\xi(f)$ et $L_\eta(f)$ par:

$$L_\xi(f) = \frac{U_c}{\alpha_\xi \omega} \quad (3.28)$$

$$L_\eta(f) = \frac{U_c}{\alpha_\eta \omega} \quad (3.29)$$

Dans cette modélisation, la vitesse de convection est prise constante et la littérature fait état d'une certaine dispersion sur la valeur des coefficients α_ξ et α_η . Le tableau 3.1 résume ces différentes valeurs qui reflètent les nombreuses configurations étudiées (géométrie de l'écoulement, nature du fluide,...). Sur la figure 3.36, nous avons tracé l'évolution des longueurs de corrélation proposées par CORCOS (1963) avec $\alpha_\xi = 0,09$ et $\alpha_\eta = 0,6$. Ces valeurs permettent d'obtenir

	α_ξ	α_η
BAKEWELL <i>et al.</i> (1962)	0,11	0,67
BENARROUS (1979)	0,12	1,2
BLAKE (1970)	0,12	0,85
BULL (1967)	0,1	0,71
CAREY <i>et al.</i> (1967)	0,1	0,62
EFIMTSOV (1982)	0,1	0,77
FARABEE (1986)	0,125 < < 0,145	0,9
WILLMARTH & WOOLDRIDGE (1962)	0,15	0,7
DURANT (1999)	0,09	0,6

Tableau 3.1: Coefficients α_ξ et α_η du modèle de CORCOS.

une bonne estimation de nos mesures en hautes fréquences. La valeur de notre coefficient α_ξ est un peu plus faible que celles des autres expérimentateurs. De manière intuitive, cela paraît logique en considérant que la nature confinée d'un écoulement en conduite induit une longueur de corrélation longitudinale plus grande que pour une couche limite se développant sur une plaque plane. Nos résultats sont néanmoins en bon accord avec la littérature.

Sur la figure 3.36, nous avons également tracé l'évolution des longueurs de corrélation fournies par le modèle d'EFIMTSOV (1982). Ce modèle a été déduit de nombreuses mesures de pression pariétale sous la couche limite se développant sur un profil d'avion pour des nombres de Mach compris entre 0,41 et 2,1. Comme nous l'avons fait, EFIMTSOV (1982) a calculé les longueurs de corrélation en approchant les fonctions de cohérence par des exponentielles et a proposé les modèles suivants:

$$\frac{L_\xi(f)}{\delta} = \left[\left(\frac{a_1 S_h}{U_c/u_\tau} \right)^2 + \frac{a_2^2}{S_h^2 + (a_2/a_3)^2} \right]^{-1/2} \quad (3.30)$$

$$\frac{L_\eta(f)}{\delta} = \left[\left(\frac{a_4 S_h}{U_c/u_\tau} \right)^2 + \frac{a_5^2}{S_h^2 + (a_5/a_6)^2} \right]^{-1/2} \quad (3.31)$$

où $S_h = \omega\delta/u_\tau$ et les coefficients a_1 à a_6 sont empiriques et valent respectivement 0,1, 72,8, 1,54, 0,77, 548 et 13,5. Avec ces coefficients, la différence entre le modèle d'EFIMTSOV (1982) et nos résultats (non tracée sur la figure 3.36) se traduit essentiellement par un décalage du maximum et une sous-estimation des valeurs. Nous avons cependant adapté ce modèle à notre configuration en jouant sur les coefficients a_1 à a_6 . Sur la figure 3.36, nous avons ainsi tracé les longueurs de corrélation issues du modèle avec $a_1 = 0,09$, $a_2 = 12$, $a_3 = 1,1$, $a_4 = 0,6$, $a_5 = 350$ et $a_6 = 7$. La comparaison avec nos résultats expérimentaux se révèle alors relativement satisfaisante. Il faut remarquer que le modèle d'EFIMTSOV (1982) est équivalent à celui de CORCOS (1963) en hautes fréquences, c'est pourquoi nous avons choisi $a_1 = \alpha_\xi$ et $a_2 = \alpha_\eta$.

Finalement, nous proposons comme pour la densité spectrale une expression analytique pour les longueurs de corrélation. Ces expressions sont obtenues en approchant les représentations de

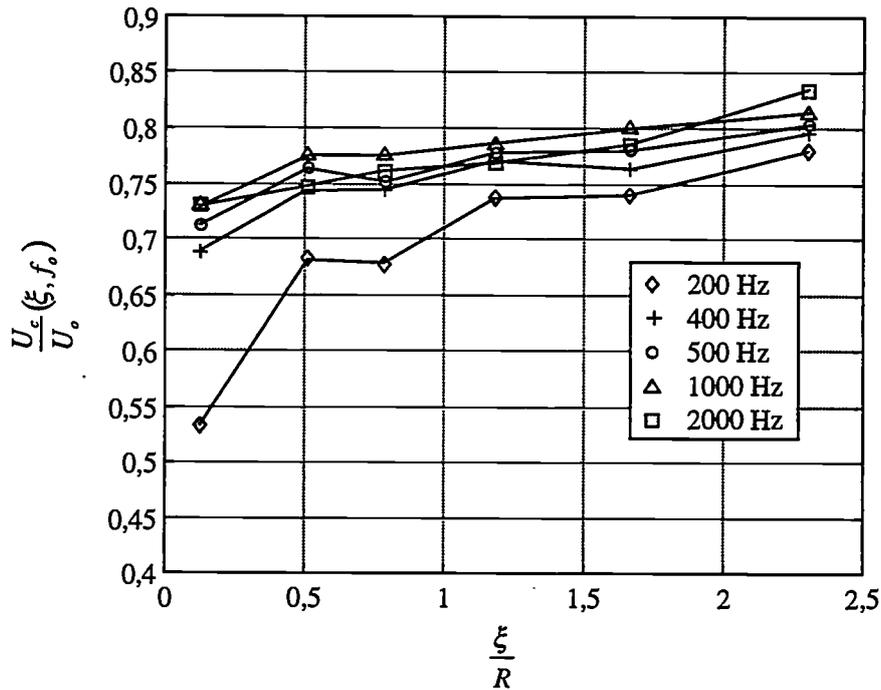


Figure 3.37: Evolution de la vitesse de convection en fonction de la séparation longitudinale pour plusieurs fréquences ($U_o=100$ m/s).

la figure 3.36 par des polynômes de degré 6:

$$\frac{L_\xi(f)}{R} = 0,762 + 16,528 (fR/U_o) - 37,646 (fR/U_o)^2 + 34,115 (fR/U_o)^3 - 15,329 (fR/U_o)^4 + 3,393 (fR/U_o)^5 - 0,295 (fR/U_o)^6 \quad (3.32)$$

$$\frac{L_\eta(f)}{R} = 0,1 + 0,594 (fR/U_o) - 1,169 (fR/U_o)^2 + 0,952 (fR/U_o)^3 - 0,399 (fR/U_o)^4 + 0,084 (fR/U_o)^5 - 0,007 (fR/U_o)^6 \quad (3.33)$$

L'évolution des longueurs de corrélation fournies par ces expressions est représentée sur la figure 3.36.

Vitesse de convection

La vitesse de convection $U_c(\xi, f)$ est définie (eq. 3.4) à partir de la phase de la densité interspectrale $\theta(\xi, f)$ obtenue après décontamination. Il est maintenant légitime de parler de *vitesse de convection* car cette phase ne traduit plus que la convection des structures turbulentes. Cette vitesse dépend à la fois de la séparation longitudinale ξ qui filtre la contribution des petites structures et de la fréquence.

La figure 3.37 illustre la dépendance de la vitesse de convection vis à vis de la séparation en présentant l'évolution de $U_c(\xi, f_o)$ normalisée par U_o en fonction de ξ/R pour plusieurs fréquences. Nous observons l'augmentation du rapport $U_c(\xi, f_o)/U_o$ avec la séparation qui est à

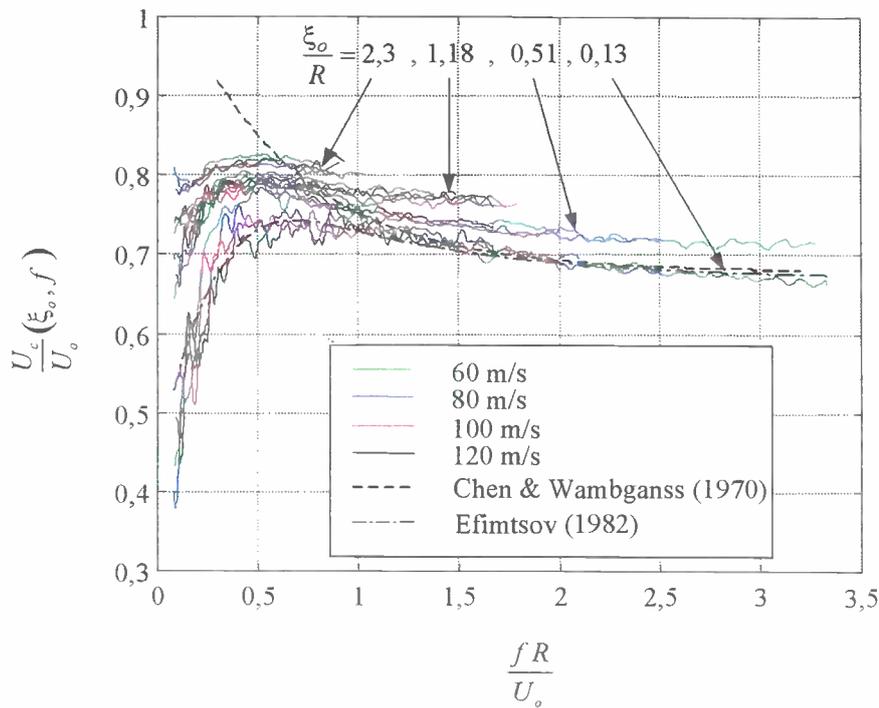


Figure 3.38: Vitesses de convection représentées dans le système d'échelles basée sur les variables externes pour $\xi/R = 0.13, 0.51, 1.18$ et 2.3 et $U_o = 60, 80, 100$ et 120 m/s.

peu près équivalente pour l'ensemble des fréquences (sauf $f_o = 200$ Hz). Ce rapport passe ainsi d'une valeur moyenne de $0,7$ pour $\xi/R = 0,13$ à $0,8$ pour $\xi/R = 2,3$.

De son côté, la figure 3.38 présente l'évolution des vitesses de convection en fonction de la fréquence pour quatre séparations ξ_o fixées. Pour chacune des séparations, nous avons tracé les vitesses de convection obtenues pour les quatre vitesses d'écoulement $U_o = 60, 80, 100$ et 120 m/s. La représentation dans le système d'échelles basé sur les variables externes s'avère encore une fois très efficace pour regrouper les courbes pour une séparation donnée. Cette figure permet également d'observer l'évolution de la vitesse de convection avec la séparation qui se traduit par une augmentation de $U_c(\xi, f)$ et un léger décalage du maximum vers les basses fréquences. Ce maximum se situe vers $fR/U_o \simeq 0,5$ puis nous observons une progressive décroissance de la vitesse de convection avec la fréquence pour atteindre une valeur asymptotique. En basses fréquences, le rapport $U_c(\xi_o, f)/U_o$ chute. Ce comportement a également été constaté par FARABEE & CASARELLA (1991) et EFIMTSOV (1982) alors qu'anciennement certains auteurs (BAKEWELL *et al.* 1962; CORCOS 1963; BULL 1967; CLINCH 1968) avaient considéré une remontée du rapport pour les plus basses fréquences. Cette remontée était en fait une extrapolation des mesures effectuées pour de plus hautes fréquences et c'est vrai que si nous ne considérons que la plage $fR/U_o > 0,5$, il est possible de prolonger l'évolution du rapport $U_c(\xi_o, f)/U_o$ en basses fréquences par une remontée. Cependant, les mesures de FARABEE & CASARELLA (1991) ainsi que les présents résultats obtenus après décontamination font bien apparaître une chute du rapport $U_c(\xi_o, f)/U_o$ en basses fréquences.

En général, les modèles existants dans la littérature ne traduisent pas explicitement la

dépendance de la vitesse de convection vis à vis de la séparation. Par exemple, un des modèles le plus utilisé reste le plus simple et s'écrit $U_c(\xi_o, f) = k U_o$ où k est une constante. Ce modèle découle du comportement asymptotique des courbes en hautes fréquences. La littérature fait état d'une certaine dispersion concernant cette constante avec des valeurs comprises entre 0,6 et 0,8. Cette dispersion peut s'expliquer selon les configurations de mesures: si la vitesse de convection est calculée à partir de deux capteurs proches alors $U_c(\xi_o, f) \simeq 0,6 U_o$, si les capteurs sont plus éloignés alors $U_c(\xi_o, f) \simeq 0,8 U_o$. Dans notre cas, nous obtenons pour la plus petite séparation $U_c(\xi_o, f) \simeq 0,68 U_o$.

CHEN & WAMBSGANSS (1970) ont proposé un modèle d'après les mesures de BAKEWELL *et al.* (1962). Il traduit alors une remontée de la vitesse de convection en basses fréquences et s'exprime par:

$$\frac{U_c(f)}{U_o} = A + B \times \exp\left(-C \frac{fR}{U_o}\right) \quad (3.34)$$

Sur la figure 3.38, nous avons tracé les résultats de cette modélisation avec $A = 0,68$, $B = 0,4$ et $C = 1,7$, elle recoupe ainsi nos résultats expérimentaux obtenus pour $\xi_o/R = 0,13$ à partir de $fR/U_o > 1$. Pour sa part, EFIMTSOV (1982) a développé un modèle un peu plus élaboré:

$$\frac{U_c(f)}{u_\tau} = a_8 S_h^{1/5} \left[\frac{1 + (a_9 S_h)^2}{1 + (a_{10} S_h)^4} \right]^{1/10} \quad (3.35)$$

où $S_h = \omega\delta/u_\tau$ et les coefficients a_8 à a_{10} sont empiriques et valent respectivement $9,55$, $6,38 \times 10^{-4}$ et $3,98 \times 10^{-3}$. Comme pour les longueurs de corrélation, ces coefficients ne sont pas adaptés à notre configuration et surestime nettement nos valeurs. Mais en prenant $a_8 = 8,7$, $a_9 = 4 \times 10^{-3}$ et $a_{10} = 9 \times 10^{-3}$, nous sommes parvenus à obtenir une très bonne adéquation entre le modèle et nos résultats pour $\xi_o/R = 0,13$.

Finalement, nous proposons une expression analytique pour la vitesse de convection en approchant les résultats expérimentaux obtenus pour $\xi_o/R = 0,13$ par un polynôme de degré 6. Nous avons alors:

$$\begin{aligned} \frac{U_c(f)}{U_o} = & 0,394 + 1,656 (fR/U_o) - 2,866 (fR/U_o)^2 + 2,373 (fR/U_o)^3 \\ & - 1,032 (fR/U_o)^4 + 0,226 (fR/U_o)^5 - 0,019 (fR/U_o)^6 \end{aligned} \quad (3.36)$$

Nous verrons au paragraphe suivant l'influence de ces différentes modélisations sur la réponse vibroacoustique de la coque.

3.3.3 Conclusion

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques spectrale et interspectrale de la composante *turbulente* du champ de pression pariétale. La représentation de ces caractéristiques dans des systèmes d'échelles sans dimension a montré toute son efficacité pour regrouper les résultats obtenus aux quatre vitesses d'écoulement. A partir de ces représentations, nous avons proposé des modèles analytiques pour la densité spectrale $\Phi_p(f)$, les longueurs de corrélation longitudinale $L_\xi(f)$ et circonférentielle $L_\eta(f)$ et la vitesse de convection $U_c(f)$. Nous

possédons désormais un modèle de la densité interspectrale du champ de pression pariétale $\Phi_p(\xi, \eta, f)$ directement utilisable par un code de calcul:

$$\Phi_p(\xi, \eta, f) = \Phi_p(f) \exp(-|\xi|/L_\xi(f)) \exp(-|\eta|/L_\eta(f)) \exp(-i\omega\xi/U_c(f)) \quad (3.37)$$

3.4 Utilisation du modèle de densité interspectrale $\Phi_p(\xi, \eta, f)$ pour les simulations numériques

Dans cette dernière partie, nous considérons le champ de pression pariétale en tant que donnée pour les codes de prédiction de réponse vibroacoustique. Nous utilisons le code développé par Pierre-Olivier MATTEI au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille qui simule la réponse vibroacoustique d'une coque sollicitée par un écoulement interne pleinement développé. Ce code utilise comme modèle d'excitation le modèle de $\Phi_p(\xi, \eta, f)$ défini dans la partie précédente. Dans un premier temps, nous montrons la validité de ce code en comparant ses résultats à nos mesures de réponses vibratoire et acoustique. Dans un deuxième temps, nous nous intéressons à l'influence et à la sensibilité des différents paramètres qui composent notre modèle à travers diverses simulations numériques.

3.4.1 Validité du code

Il n'est pas de notre ressort de présenter ici une description détaillée du code. Les principales étapes du développement théorique sont données dans l'annexe C et une étude complète peut être consultée dans DURANT, ROBERT, FILIPPI, & MATTEI (1999).

D'un point de vue *utilisateur* qui est le notre, le code tourne sous FORTRAN 77 et s'implante facilement sur un PC. Par la suite, nous l'utiliserons comme une sorte de *boîte noire* en ne modifiant que ce qui se rapporte à l'excitation. Avant cela, il nous faut quand même juger de sa validité. La figure 3.39 présente ainsi une comparaison entre les densités spectrales de réponse en vitesse calculée et mesurée au point 20-4 pour $U_o=100$ m/s. La position du point 20-4 est définie dans l'annexe D.1. Dans cette comparaison, le code utilise le modèle d'excitation (eq. 3.37) dans lequel les valeurs de la densité spectrale, des longueurs de corrélation et de vitesse de convection sont directement issues des mesures. Nous avons restreint la comparaison à la gamme [400, 1500 Hz] car en dessous la coque ne présente pas de mode et au-delà les mesures peuvent être perturbées par les vibrations globales de la conduite (cf. § 2.3 et § 4.3).

De manière générale, nous observons un bon accord entre la simulation et la mesure. Comme nous l'avons déjà vu au paragraphe 2.3, les fréquences propres de la coque sont bien estimées par le code hormis pour le mode (1, 2) à 919 Hz. En terme de niveau, le calcul surestime légèrement la réponse pour les fréquences propres ($\simeq 5$ dB) tandis que les fonds de spectre sont très bien décrits. Cependant, étant donné le faible amortissement de la coque, le niveau des pics est particulièrement sensible à la résolution fréquentielle aussi bien de la mesure que du calcul et la comparaison aux fréquences propres s'avère donc délicate. D'un point de vue global, une comparaison par tiers d'octave a montré que la différence entre calcul et mesure était inférieure à 2 dB. A noter pour finir que le temps de calcul est très raisonnable puisqu'il n'excède pas une heure sur un PC 300 MHz.

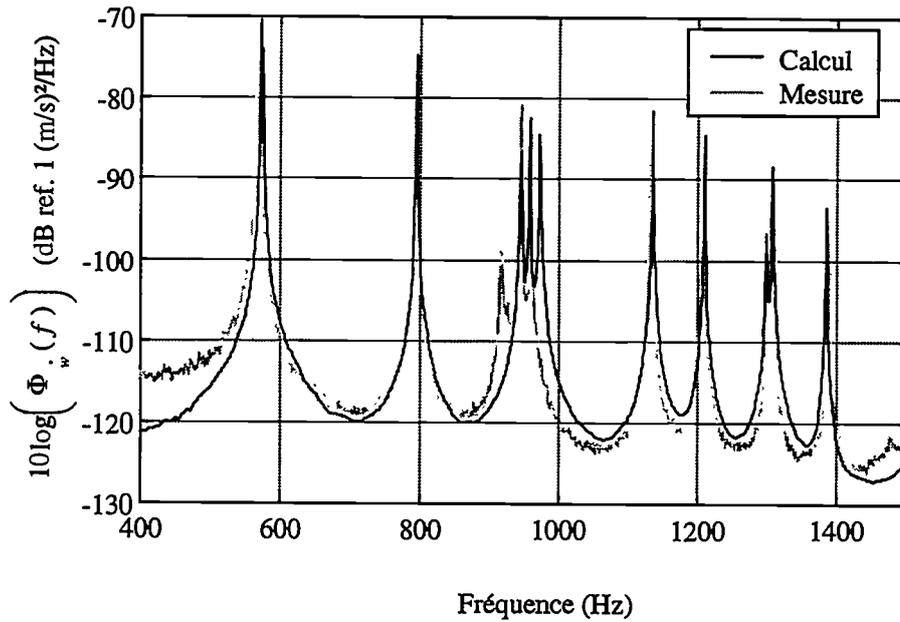


Figure 3.39: Densités spectrales de réponse en vitesse calculée et mesurée au point 20-4 pour $U_o=100$ m/s.

La figure 3.40 présente la comparaison entre les densités spectrales de pression acoustique calculée et mesurée à 5 cm au droit du point 20-4 pour $U_o=100$ m/s. Cette comparaison s'avère plus délicate principalement en raison des difficultés liées à la mesure de la pression acoustique (cf. § 2.4 et § 4.3). Les deux premiers pics sont néanmoins bien décrits. Le calcul et la mesure montre que le mode (1,2) participe activement au rayonnement acoustique et l'erreur commise sur l'estimation de sa fréquence propre dégrade la comparaison. Au-delà, les pics sont noyés dans le bruit de fond. A noter que le temps de calcul est nettement supérieur à celui de la réponse vibratoire ($\simeq 12^h$).

Quoi qu'il en soit, pour tester l'influence des différents paramètres du modèle d'excitation, l'estimation de la réponse vibratoire est suffisante. C'est l'objet du paragraphe suivant.

3.4.2 Influence des paramètres du modèle d'excitation sur la réponse vibratoire

Pour chacun des paramètres $\Phi_p(f)$, $L_\xi(f)$, $L_\eta(f)$ et $U_c(f)$ du modèle, nous allons considérer deux types d'influence : la première liée aux erreurs de mesure et la deuxième associée à la modélisation. En effet, ces paramètres sont issus des mesures et ne sont donc connus qu'avec une certaine précision qui dépend des erreurs statistiques et de biais (cf. § 1.4.2). En estimant un intervalle de confiance assez large de ± 10 % sur les mesures, nous verrons l'influence de ces variations sur le calcul de la réponse vibratoire. Par ailleurs, les modèles et expressions analytiques proposés dans la section précédente pour les différents paramètres approchent plus ou moins bien les mesures. Nous analyserons alors les erreurs commises lorsque nous les utilisons.

La configuration de référence correspond au cas où le modèle d'excitation $\Phi_p(\xi, \eta, f)$ est alimenté par les mesures de $\Phi_p(f)$, $L_\xi(f)$, $L_\eta(f)$ et $U_c(f)$ à 100 m/s. Il faut signaler que le code

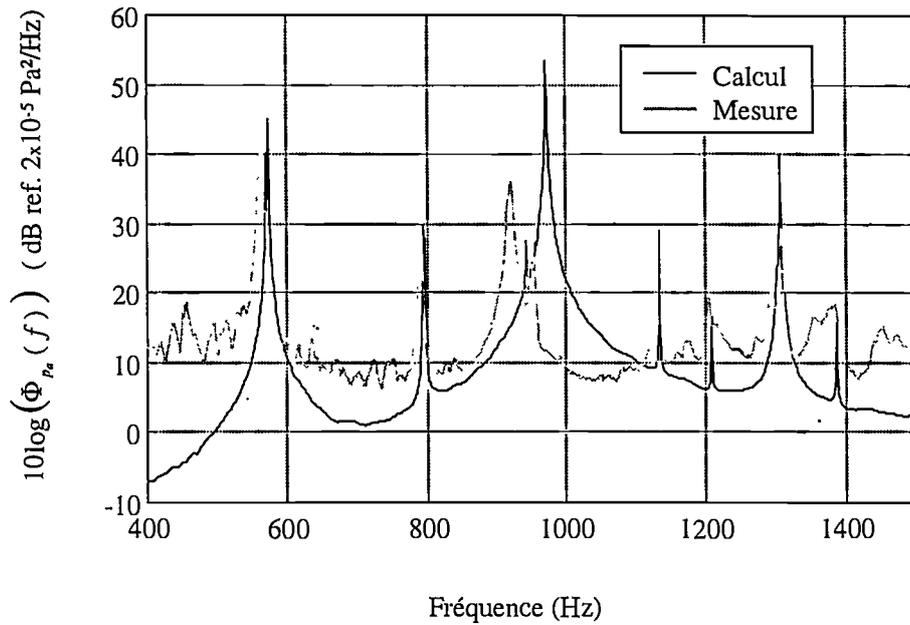


Figure 3.40: Densités spectrales de pression acoustique calculée et mesurée à 5 cm au droit du point 20-4 pour $U_o=100$ m/s.

de calcul n'a pas été développé pour tenir compte de la dépendance de la vitesse de convection vis à vis de la séparation ξ . Nous avons alors choisi d'alimenter le modèle d'excitation avec les valeurs de $U_c(f)$ issues des mesures pour $\xi_o/R = 0,13$. Nous observons alors les écarts (en dB) sur la réponse vibratoire en vitesse du point 20-4 lorsque nous modifions un des paramètres:

$$\Delta\Phi_{\dot{w}}(f) = 10 \log(\Phi_{\dot{w}}^{ref.}(f)) - 10 \log(\Phi_{\dot{w}}^{modif.}(f)) \quad (3.38)$$

Cette comparaison se fait sur la gamme $[0, 3000$ Hz], le calcul est mené avec un pas fréquentiel de 30 Hz pour limiter le temps de calcul.

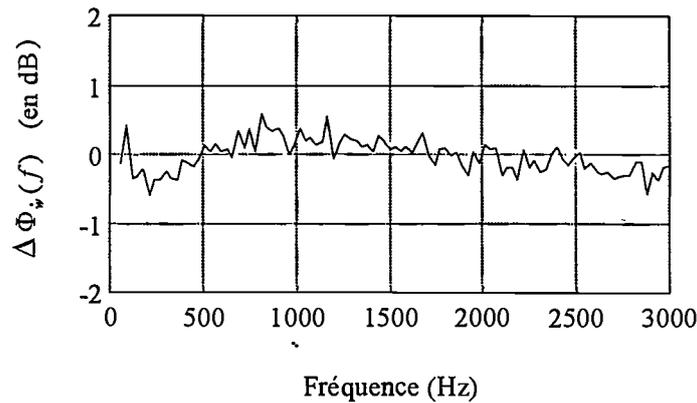
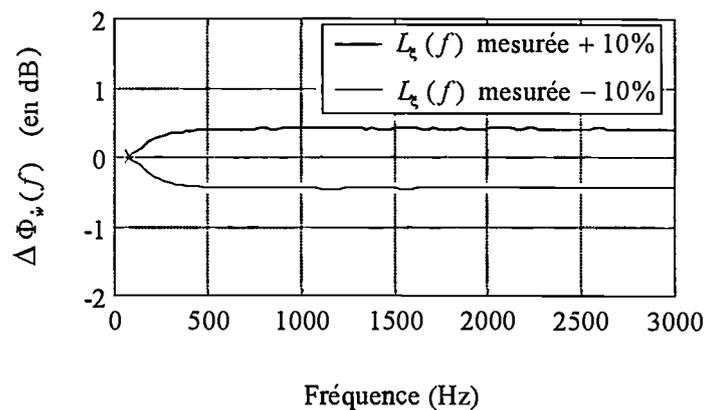
Influence de la densité spectrale $\Phi_p(f)$

La densité spectrale de réponse en vitesse est directement proportionnelle à la densité spectrale du champ de pression pariétale (cf. § 4.1.2). La dispersion des mesures de cette quantité se répercute donc intégralement sur le calcul de la réponse.

La figure 3.41 présente l'écart observé sur la réponse lorsque nous utilisons l'expression analytique de $\Phi_p(f)$ (eq. 3.23) à la place de la mesure. Nous constatons alors que la réponse est estimée à 0,5 dB près. D'autres modèles comme ceux de BULL (1967), CHASE (1987) ou ROBERT (1984) présentés dans la figure 3.33 de la partie précédente peuvent également être employés pour estimer la réponse en sachant que l'écart observé entre ces modèles et les mesures se retrouvera dans la réponse.

Influence de la longueur de corrélation longitudinale $L_\xi(f)$

La figure 3.42 montre que la densité spectrale de réponse en vitesse est inversement proportionnelle à $L_\xi(f)$ pour les fréquences supérieures à 500 Hz. Ainsi, la réponse vibratoire est

Figure 3.41: Influence de la modélisation de $\Phi_p(f)$.Figure 3.42: Influence de la dispersion sur les mesures de $L_\xi(f)$.

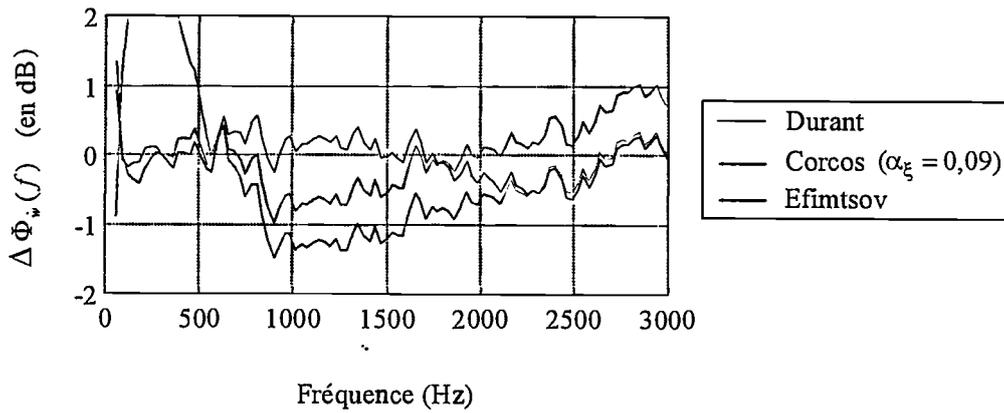
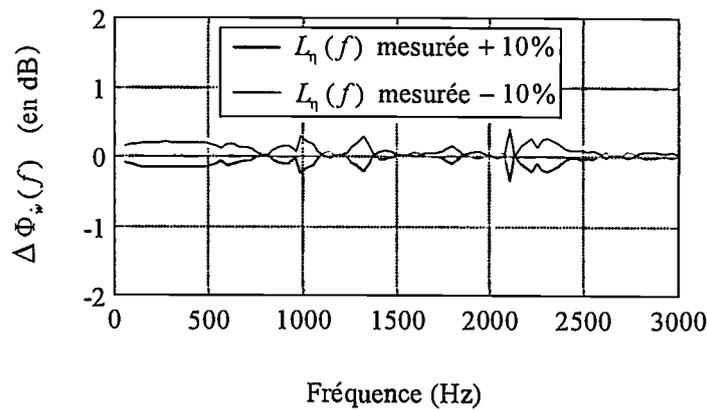
sous-estimée d'environ 0,4 dB avec la valeur de $L_\xi(f)$ majorée de 10% et sur-estimée de 0,5 dB pour la valeur de $L_\xi(f)$ minorée de 10%.

La figure 3.43 présente l'écart observé sur la réponse lorsque nous utilisons l'expression polynomiale de $L_\xi(f)$ fourni par l'équation 3.32. Cet écart est limité à $\pm 0,5$ dB. Nous avons également considéré le modèle d'EFIMTSOV (1982) (eq. 3.30) avec les coefficients a_1 , a_2 et a_3 adaptés à notre configuration. Ce modèle fournit une estimation de la réponse vibratoire à ± 1 dB. Nous avons enfin tracé l'écart observé lorsque nous considérons le modèle de CORCOS (eq. 3.28) avec $\alpha_\xi = 0,09$. Ce modèle s'écarte largement des mesures en basses fréquences et cela se retrouve sur le calcul de la réponse. Par contre, au dessus de 1 kHz, il permet d'obtenir une très bonne estimation de la réponse vibratoire.

Influence de la longueur de corrélation circonférentielle $L_\eta(f)$

La figure 3.44 montre l'influence de la dispersion des mesures de $L_\eta(f)$ sur la réponse vibratoire. Nous constatons qu'elle est minime. Par ailleurs, il faut constater qu'elle a une influence sur la réponse vibratoire opposée à celle de la longueur de corrélation longitudinale *i.e.* une sur-estimation de $L_\eta(f)$ entraîne également une sur-estimation de la réponse vibratoire.

Le peu d'influence de $L_\eta(f)$ sur le calcul de la réponse se retrouve sur la figure 3.45 où nous

Figure 3.43: Influence de la modélisation de $L_\xi(f)$.Figure 3.44: Influence de la dispersion sur les mesures de $L_\eta(f)$.

avons représenté les écarts obtenus en utilisant la modélisation de type CORCOS (eq. 3.29), la modélisation de type EFIMTSOV (eq. 3.31) et l'expression polynômiale (eq. 3.33). Les écarts sont ainsi très faibles, hormis en basses fréquences pour la modélisation de type CORCOS.

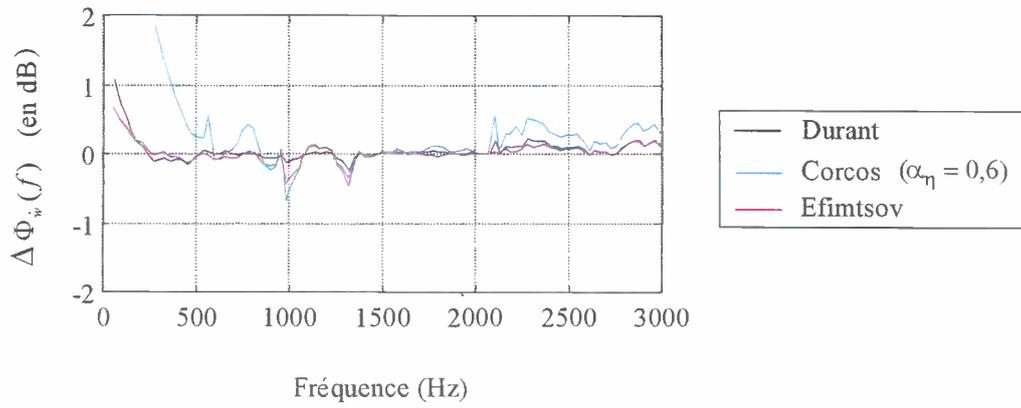
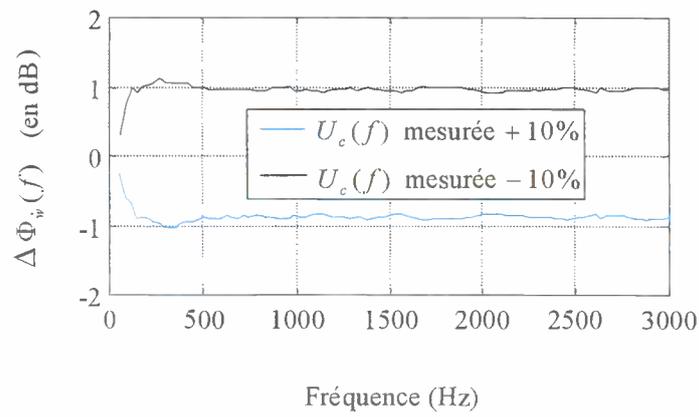
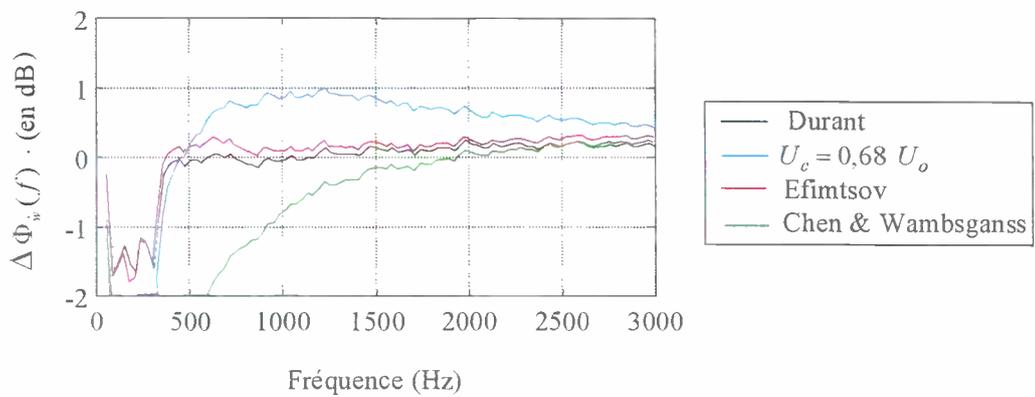
Influence de la vitesse de convection $U_c(f)$

La figure 3.46 montre que le calcul de la réponse est relativement sensible aux dispersions sur les mesures de la vitesse de convection. Une variation de $\pm 10\%$ sur $U_c(f)$ provoque ainsi un écart de ± 1 dB sur la réponse.

De son côté, la figure 3.47 montre que la modélisation de type EFIMTSOV (eq. 3.35) fournit une estimation de la réponse vibratoire comparable à celle obtenue avec l'expression polynômiale 3.36. Le modèle simplifié $U_c = 0,68U_o$ qui traduit le caractère asymptotique en hautes fréquences de l'évolution de la vitesse de convection donne de bons résultats à partir de 500 Hz. Le modèle de CHEN & WAMBSGANSS (1970) s'avère le moins efficace.

3.4.3 Conclusion

Dans cette section, l'utilisation du code de calcul nous a permis de quantifier l'influence des différents paramètres du modèle d'excitation sur la réponse vibratoire de la coque. Cette réponse

Figure 3.45: Influence de la modélisation de $L_{\eta}(f)$.Figure 3.46: Influence de la dispersion sur les mesures de $U_c(f)$.Figure 3.47: Influence de la modélisation de $U_c(f)$.

est directement proportionnelle à la densité spectrale du champ excitateur. Elle est inversement proportionnelle à la longueur de corrélation longitudinale et n'est que très peu sensible aux variations de la longueur de corrélation circonférentielle. Finalement, la vitesse de convection apparaît comme le paramètre le plus influent.

D'un point de vue pratique, l'emploi des modèles analytiques de $\Phi_p(f)$, $L_\xi(f)$, $L_\eta(f)$ et $U_c(f)$ proposés dans la section 3.3 permet d'estimer de façon très satisfaisante la réponse vibroacoustique de la coque. En outre, ils permettent d'étendre ce calcul pour d'autres vitesses d'écoulement, U_o , et d'autres géométries, R .

3.5 Conclusion

Ce (*long*) chapitre a été consacré à l'analyse du champ de pression pariétale qui agit sur la paroi interne de la conduite lors du passage de l'écoulement.

Dans un premier temps, l'analyse des mesures *brutes* a mis en évidence la présence d'une composante *acoustique* qui se superpose à la composante *turbulente*. Dans une deuxième partie, nous avons alors présenté trois techniques dites de *décontamination* qui permettent d'éliminer la contribution de cette composante *acoustique*. Pour le traitement de la densité spectrale, la technique de COP se révèle la plus *robuste*. Pour la densité interspectrale, la technique de soustraction temporelle utilisant trois microphones est la seule applicable et donne de bons résultats. Dans la troisième partie, l'étude de la densité spectrale de pression pariétale décontaminée permet d'établir une évolution de la valeur rms avec la vitesse d'écoulement du type $(\overline{p^2})^{1/2} \simeq U_o^{1,9}$. L'utilisation du système d'échelles basé sur les variables externes permet de regrouper les résultats obtenus pour les quatre vitesses de références et ainsi de proposer des expressions analytiques pour $\Phi_p(f)$, $L_\xi(f)$, $L_\eta(f)$ et $U_c(f)$. Un modèle pour la densité interspectrale du champ de pression pariétale, $\Phi_p(\xi, \eta, f)$, construit à partir de ces quantités a enfin été implanté dans un code de calcul. Diverses simulations numériques ont mis en évidence l'influence et la sensibilité des paramètres du modèle sur le calcul de la réponse vibratoire. En particulier, la vitesse de convection s'avère être le paramètre le plus influent.

Chapitre 4

Analyse de la réponse vibroacoustique de la coque sollicitée par l'écoulement

Ce chapitre présente les caractéristiques de la réponse vibroacoustique de la coque sollicitée en vibration par le champ de pression pariétale induit par l'écoulement. Il a pour objectif, d'une part, de comprendre les différents mécanismes régissant la réponse de la coque et, d'autre part, de fournir des résultats de référence directement comparables avec des prédictions numériques. Il se divise en quatre parties principales.

Dans un premier temps, nous nous intéressons aux caractéristiques intrinsèques de la coque en présentant le diagramme nombre d'onde-fréquence de résonance (k_{mn}, f_{mn}) qui donne un aperçu de la structure modale de la coque. Dans ce diagramme, nous faisons ensuite apparaître les fréquences d'anneau, f_a ¹, de coïncidence acoustique, f_c ², et de coïncidence aérodynamique, f_h ³, et nous expliquons comment elles interviennent dans la réponse vibroacoustique de la coque. Ces fréquences se trouvant en dehors de la gamme étudiée, il faut s'attendre à une réponse limitée de la coque, notamment du point de vue acoustique.

Dans un deuxième temps, nous présentons les résultats expérimentaux de la réponse vibratoire de la coque. Pour $U_o = 100$ m/s, nous détaillons le comportement fréquentiel (identification des modes) et spatial (cartographie de déformation) de cette réponse. Nous analysons ensuite leurs évolutions avec la vitesse d'écoulement.

Les mesures de la réponse acoustique sont finalement présentées dans un troisième temps selon le même schéma que la réponse vibratoire: comportement fréquentiel (émergence du rayonnement des modes) et spatial (directivité de rayonnement) à 100 m/s et évolution avec la vitesse d'écoulement.

La dernière partie fait le lien entre les réponses vibratoire et acoustique en présentant le calcul de la puissance acoustique et l'estimation du facteur de rayonnement.

L'annexe D regroupe le paramétrage utilisé dans ce chapitre pour repérer la position d'un point de la coque ou du milieu extérieur ainsi que la synthèse des différentes acquisitions de la réponse vibroacoustique qui constituent la base de données de référence pour les comparaisons avec les prédictions numériques.

¹l'indice a est utilisé pour faire référence à *anneau*, on trouve aussi r par référence au terme anglais *ring*.

²l'indice c est utilisé car cette fréquence est parfois appelée *fréquence critique*

³l'indice h a été choisi à la place de l'indice a déjà utilisé pour faire référence à *hydrodynamique*

4.1 La coque et ses mécanismes de réponse

4.1.1 Courbes de dispersion et fréquences caractéristiques

La réponse de la coque à une excitation donnée dans une gamme de fréquence est principalement gouvernée par la présence et l'efficacité des modes dans cette gamme. D'un point de vue théorique, les modes sont obtenus à partir de l'équation homogène du mouvement des coques cylindriques :

$$\left[\overline{C} + \rho_c h \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (4.1)$$

où \overline{C} est un opérateur de coque mince et (u, v, w) sont les composantes longitudinale, circonférentielle et radiale du déplacement. La solution du système 4.1 est recherchée sous forme de variables séparées :

$$\left. \begin{aligned} u &= U_o \exp\left(\lambda \frac{z}{R}\right) \cos n\varphi \exp(j\omega t) \\ v &= V_o \exp\left(\lambda \frac{z}{R}\right) \sin n\varphi \exp(j\omega t) \\ w &= W_o \exp\left(\lambda \frac{z}{R}\right) \cos n\varphi \exp(j\omega t) \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

où λ est un nombre complexe. En reportant dans le système 4.1 et en annulant le déterminant, nous obtenons alors une équation du 6^e degré en ω (LESUEUR 1988). Le paramètre λ est déterminé par les conditions limites aux extrémités de la coque. Par exemple, pour des conditions aux limites d'appuis simples, $\lambda = k_m R$ avec $k_m = m\pi/L_c$. En reportant cette valeur dans l'équation du 6^e degré, nous obtenons une fréquence de résonance f_{mn} pour chaque couple (m, n) . Il est alors usuel de définir le nombre d'onde mécanique :

$$k_{mn} = \sqrt{(m\pi/L_c)^2 + (n/R)^2} \quad (4.3)$$

et de représenter les fréquences de résonance f_{mn} en fonction de k_{mn} . Dans cette représentation, nous obtenons un réseau de points qui se distribuent sur les courbes de dispersion continues relatives à la coque infinie (phénomène analogue au cas de la plaque). Nous présentons les résultats pour notre coque sous la même forme (figure 4.1) même si pour des conditions aux limites d'encastrement la définition du nombre d'onde mécanique k_{mn} est plus ambiguë. Il serait alors préférable de parler de pseudo-nombre d'onde (et donc de pseudo-longueur d'onde et pseudo-vitesse de propagation). Néanmoins, il sera défini de la même manière (équation 4.3) et nous conserverons le terme de nombre d'onde pour alléger la rédaction. Lors de l'analyse modale (cf. § 2.3), nous avons identifié expérimentalement les premiers modes (fréquence et ordre) et avons constaté qu'ils se comparaient très favorablement à ceux calculés par MATTEI *et al.* (1998). Nous avons alors étendu l'identification numérique des modes de la coque jusqu'à l'ordre longitudinal $m = 10$ et l'ordre circonférentiel $n = 16$. La figure 4.1 montre alors les réseaux de points obtenus. Pour un ordre longitudinal m donné, les points se distribuent en fonction de l'ordre circonférentiel n sur les courbes de dispersion de la coque infinie. Sur la même figure, nous avons également tracé la courbe de dispersion du fluide $f = kc_o/2\pi$ ainsi que la courbe de dispersion pour une plaque de même épaisseur ($h = 5, 10^{-4}$ mm) et de mêmes

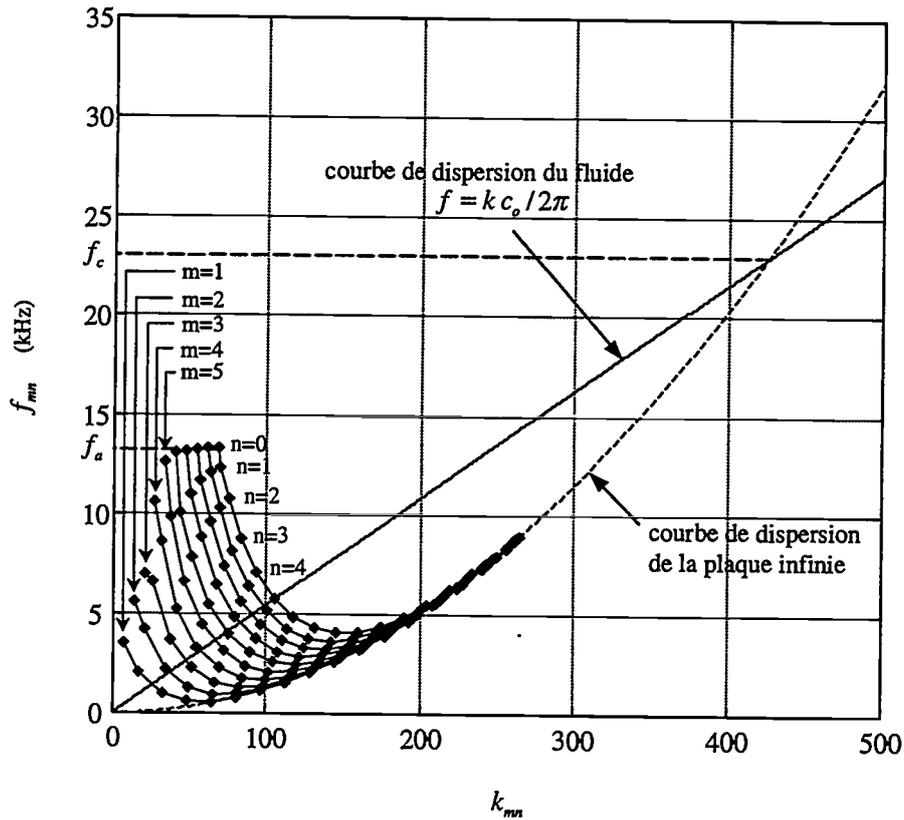


Figure 4.1: Fréquences de résonance f_{mn} en fonction du nombre d'onde k_{mn} .

caractéristiques mécaniques que la coque:

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{E_c h^2}{12\rho_c(1-\nu_c^2)}} k^2 \quad (4.4)$$

Le comportement modal de la coque se distingue de celui de la plaque par le fait que tous les modes ne se regroupent pas sur une même courbe. Il existe un réseau de courbes associées à chaque ordre longitudinal m et chacune de ces courbes passe par un minimum pour différentes valeurs de n . Contrairement aux plaques, les fréquences de résonances f_{mn} ne sont donc pas croissantes avec le nombre de lignes nodales. Ce phénomène a été expliqué par SMITH (1955) et HECKL (1962) qui ont observé que la courbure d'une coque tendait à augmenter la vitesse de propagation des ondes de flexion. Pour un même k_{mn} , la fréquence de résonance correspondante sera donc plus grande pour une coque que pour une plaque. Ils ont par ailleurs montré que l'influence de la courbure était prépondérante sur les modes d'ordre circonférentiel n faible. Cela se traduit sur la figure 4.1 par une remontée des courbes pour les faibles nombres d'onde k_{mn} . Pour $n = 0$ et à partir de $m = 5$, les modes s'accroissent autour de la fréquence d'anneau définie par:

$$f_a = \frac{1}{2\pi} \frac{c_L}{R} \quad (4.5)$$

où $c_L = (E_c/(\rho_c(1-\nu_c^2)))^{1/2}$ est la vitesse de propagation des ondes de compression. La fréquence d'anneau est par définition la fréquence qui correspond aux modes de *respiration*

$n = 0$, c'est à dire à un déplacement purement radial de la coque. Elle s'interprète aussi comme étant la fréquence pour laquelle la longueur d'onde des ondes de compression est égale à la circonférence de la coque. Elle est aussi et surtout le lieu d'une forte densité modale et constitue en ce sens une fréquence caractéristique pour l'analyse des mécanismes de réponse de la coque (voir plus loin). Pour notre coque, $f_a \simeq 14,1$ kHz.

Pour les ordres circonférentiels élevés, les points (k_{mn}, f_{mn}) suivent la loi de dispersion de la plaque infinie de même épaisseur. Physiquement, cela se comprend en considérant que, pour ces ordres, la longueur d'onde circonférentielle devient faible devant la courbure de la coque et que leur comportement se rapproche donc de celui d'une plaque.

La fréquence de coïncidence acoustique, f_c , est la fréquence pour laquelle l'accord spatial entre la longueur d'onde de la déformée et la longueur d'onde acoustique est maximal. Elle est définie par :

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \frac{2\sqrt{3} c_o^2}{h c_L} \quad (4.6)$$

Pour une plaque, elle délimite la région des modes subsoniques de celle des modes supersoniques qui sont généralement responsables d'un fort rayonnement acoustique. Sur la figure 4.1, cette fréquence apparaît à l'intersection de la loi de dispersion de la plaque infinie et du fluide et nous avons $f_c \simeq 23,1$ kHz. Pour les coques, la fréquence de coïncidence acoustique est également définie par la formule 4.6 (BLAKE 1986) mais il est visuellement évident que f_c ne s'interprète pas de la même manière car il existe des modes supersoniques même pour $f < f_c$. Ceci est caractéristique des coques minces pour lesquelles $f_a < f_c$. C'est par exemple le cas des fuselages d'avion alors que le cas $f_a > f_c$ serait plutôt représentatif des tuyauteries industrielles.

Dans cette première partie, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques intrinsèques de la coque, indépendamment de l'excitation. Nous avons en particulier fait ressortir les fréquences d'anneau f_a et de coïncidence acoustique f_c . L'objet de la partie suivante est d'analyser le rôle de ces fréquences dans le mécanisme de réponse de la coque en incorporant cette fois les propriétés de l'excitation.

4.1.2 Mécanismes de réponse de la coque sollicitée par l'écoulement

Notre objectif n'est pas ici de re-écrire la théorie complète traduisant la réponse vibroacoustique d'une coque sollicitée par un écoulement interne pleinement développé. Nous nous bornerons à rappeler les principales étapes du calcul par la méthode modale.

Le déplacement radial d'un point de la coque soumise à l'excitation turbulente se développe sur la base des modes propres :

$$w(\vec{q}, f) = \sum_I a_I(f) \Psi_I(\vec{q}) \quad (4.7)$$

où $a_I(f)$ est l'amplitude modale et $\Psi_I(\vec{q})$ la forme modale du mode $I = (m, n)$. L'amplitude modale est obtenue par :

$$a_I(f) = H_I(f) F_I(f) \quad (4.8)$$

où $H_I(f)$ est la fonction de réponse en fréquence du mode I et $F_I(f)$ la force généralisée associée à l'excitation. L'excitation étant aléatoire, nous ne pouvons exprimer la réponse vibratoire que par l'intermédiaire de sa densité spectrale :

$$\Phi_w(\vec{q}, f) = \sum_{I,J} H_I(f) H_J^*(f) \Psi_I(\vec{q}) \Psi_J(\vec{q}) I_{IJ}(f) \quad (4.9)$$

où $I_{IJ}(f) = F_I(f) F_J^*(f)$ désigne la densité interspectrale des forces généralisées sollicitant les modes I et J . L'étoile dénote le complexe conjugué.

Nous retrouvons une formulation analogue dans les deux principales études qui traitent de la réponse vibroacoustique d'une coque sollicitée par un écoulement interne (CLINCH 1969; RENNISON 1976). Elles utilisent toutefois le formalisme introduisant le facteur d'acceptation modale, *joint acceptance* en anglais. Ce facteur est proportionnel à la densité interspectrale des forces généralisées. La densité spectrale de réponse en vitesse, moyennée sur la surface de la coque, est ainsi exprimée par:

$$[\Phi_{\dot{w}}(f)]_{av} = \omega^2 \Phi_p(f) S^2 \sum_I [\Psi_I^2(\vec{q})]_{av} |H_I(f)|^2 J_I^2(f) \quad (4.10)$$

où S est la surface de la coque, $J_I^2(f)$ le facteur d'acceptation modale du mode I et $[]_{av}$ la moyenne sur la surface de la coque :

$$[]_{av} = \frac{1}{S} \int_S dS \quad (4.11)$$

A noter que l'expression 4.10 suppose que les termes croisés ont été négligés ce qui est raisonnable dans l'air où le couplage intermodal est faible.

La densité spectrale de puissance acoustique rayonnée par la coque est reliée à la réponse vibratoire par le facteur de rayonnement $\sigma(f)$:

$$\sigma(f) = \frac{\Phi_{\Pi_{ac}}(f)}{\rho c_o S [\Phi_{\dot{w}}(f)]_{av}} \quad (4.12)$$

Le facteur de rayonnement exprime le rapport entre la densité spectrale de puissance acoustique rayonnée par la coque et celle (maximale) qu'elle rayonnerait si son impédance de rayonnement était ρc_o pour une même état vibratoire.

Nous utilisons maintenant les formules 4.10 et 4.12 pour fournir une description qualitative de la réponse de la coque sollicitée par l'écoulement.

Réponse vibratoire

La réponse vibratoire dépend d'une part des caractéristiques de la coque et d'autre part des caractéristiques de l'excitation. Nous avons vu que l'excitation induite par l'écoulement se caractérisait par un comportement fréquentiel large bande et une nature convective. L'aspect large bande va se traduire sur la réponse vibratoire (eq. 4.10) par la sollicitation de la plupart des modes de la coque et donc la présence de pics aux fréquences de résonance f_I où la fonction de réponse en fréquence $H_I(f)$ est maximale. De son côté, la nature convective de l'excitation se retrouve dans le facteur d'acceptation modale qui traduit le degré de couplage spatial entre

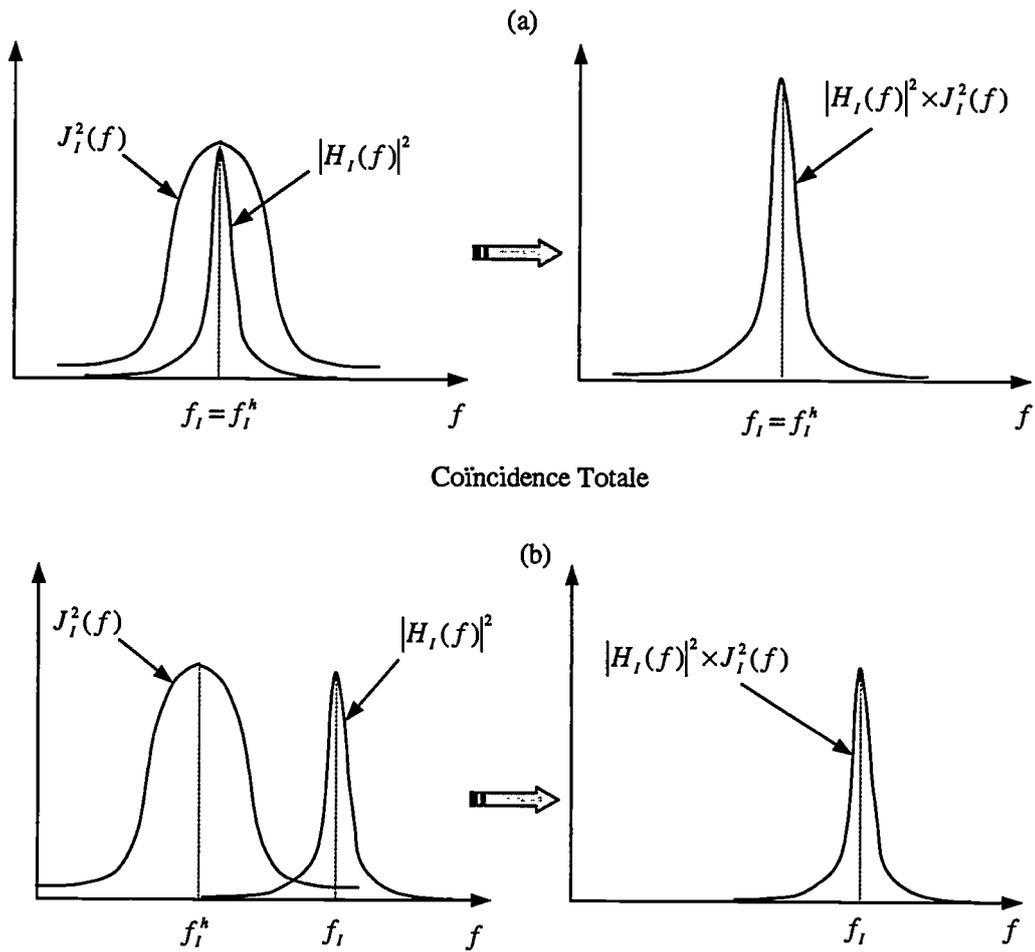


Figure 4.2: Illustration schématique de la réponse vibratoire.

le champ excitateur et le mode considéré. CLINCH (1969) et RENNISON (1976) ont donné son expression analytique dans le cas d'une coque appuyée à ses extrémités et excitée par un champ de pression pariétale décrit par un modèle de CORCOS. Dans ce modèle, le caractère convectif de l'excitation est représenté par la vitesse de convection U_c qui est prise constante. Ils ont alors montré que $J_I^2(f)$ était maximal lorsque le nombre d'onde convectif du champ excitateur était égal au nombre d'onde longitudinal du mode I soit pour:

$$k_c = k_m \quad (4.13)$$

avec $k_c = \omega/U_c$ et $k_m = m\pi/L_c$. Cette égalité entre nombres d'onde apparaît pour la fréquence:

$$f_I^h = \frac{m U_c}{2 L_c} \quad (4.14)$$

où f_I^h est définie comme la fréquence de coïncidence aérodynamique du mode $I = (m, n)$. Bien que ce résultat ait été établi pour des conditions aux limites d'appuis simples, nous pouvons l'étendre au cas de la coque encastree-encastree pour fournir une simple description qualitative de la réponse.

La réponse du mode I est donc gérée par les fréquences f_I et f_I^h . Lorsque $f = f_I$, il y a coïncidence *fréquentielle*, c'est la résonance du mode. Lorsque $k_c = k_m$ ou $f = f_I^h$, le couplage

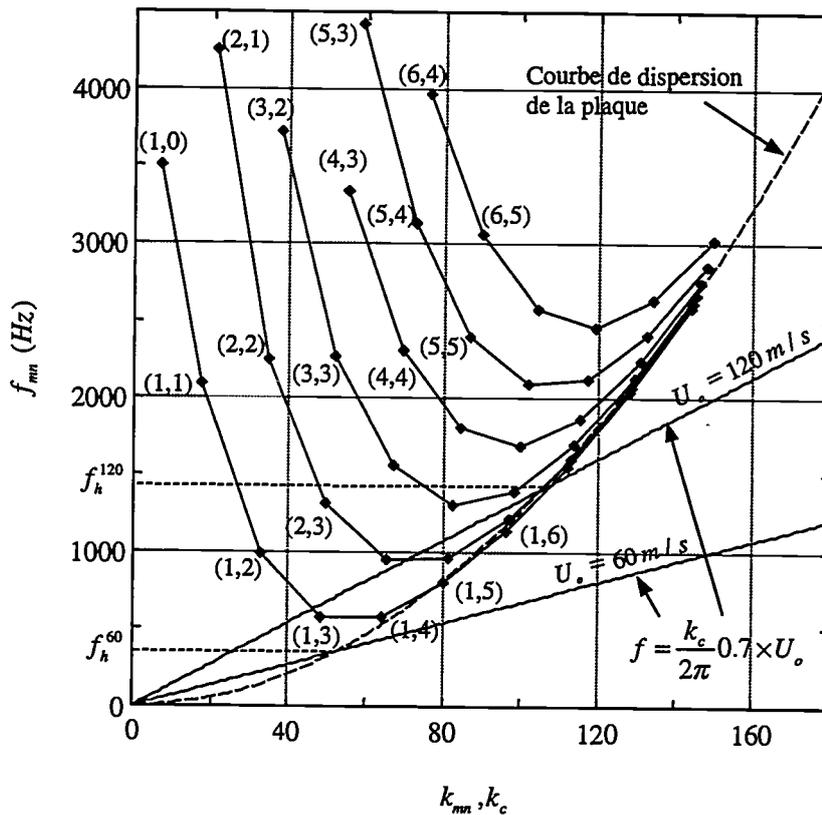


Figure 4.3: Visualisation du phénomène de coïncidence aérodynamique dans le plan (k, f) .

entre l'excitation et le mode est optimal, on parle alors de coïncidence *spatiale*. Lorsque ces deux coïncidences sont vérifiées (coïncidence *totale*, figure 4.2 (a)), la réponse vibratoire du mode est maximale. En pratique, pour les structures de dimensions finies, les fréquences f_I et f_I^h prennent des valeurs discrètes et la coïncidence *totale* n'est généralement pas atteinte. La figure 4.2 (b) décrit alors la situation courante dans laquelle $f_I \neq f_I^h$. La décroissance de la fonction $|H_I(f)|^2$ avec la fréquence étant nettement plus rapide que celle du facteur d'acceptation modale $J_I^2(f)$, la réponse présente un pic centré sur f_I . L'amplitude de ce pic est d'autant plus grand que f_I et f_I^h sont proches.

ROBERT (1984) a particulièrement bien mis en évidence le phénomène de coïncidence aérodynamique dans le cas d'une plaque excitée par une couche limite turbulente. Il a ainsi montré que l'étendue spectrale de la réponse vibratoire à une vitesse d'écoulement donnée était limitée par la fréquence de coïncidence aérodynamique définie par:

$$f_h = \frac{1}{2\pi} \frac{2\sqrt{3} U_c^2}{h c_L} \quad (4.15)$$

Pour $f < f_h$, certains modes peuvent entrer en coïncidence aérodynamique, leur réponse est alors importante et cela se traduit par un maintien du niveau moyen de la réponse. Pour $f > f_h$, il n'existe plus de mode en coïncidence et la réponse décroît. Si nous reprenons l'interprétation avec les courbes de dispersions dans le plan (k_{mn}, f_{mn}) (figure 4.3), la fréquence de coïncidence aérodynamique correspond à l'intersection entre la courbe de dispersion de la plaque infinie et

la droite $f = k_c U_c / 2\pi$, en prenant en première approximation $U_c = 0,7 U_o$.

Pour la coque, il est toujours possible de définir la fréquence de coïncidence aérodynamique par l'expression 4.15. Elle correspond à la plus haute fréquence pour laquelle certains modes peuvent être en coïncidence. Mais, en pratique, en raison de la forme des courbes de dispersion, aucun mode ne peut être en coïncidence aérodynamique pour la gamme de vitesse d'écoulement considérée. En effet, pour $U_o=60$ m/s, $f_h=352$ Hz la figure 4.3 montre qu'il n'existe aucun mode au dessous de cette fréquence, le phénomène de coïncidence est donc impossible. Pour $U_o=120$ m/s, $f_h=1411$ Hz et les seuls modes qui peuvent rentrer en coïncidence sont les modes (1,3), (1,4), (1,5), (1,6), (2,5) et (2,6) car pour ces modes $k_{mn} > k_c$ et il est donc mathématiquement possible d'avoir $k_m \simeq k_c$. En pratique, nous avons soit $m = 1$ qui donne $k_m = 6,83$, soit $m = 2$ qui donne $k_m = 13,66$. Aux fréquences de résonance de ces modes, nous constatons alors que $k_c \gg k_m$ et que tout phénomène de coïncidence est donc également impossible. Cette constatation rejoint celles de RATTAYA & JUNGER (1964) et CLINCH (1969) qui avaient de même conclu que, pour des configurations normales de coque excitée par un écoulement subsonique, l'inégalité $k_c \gg k_m$ était toujours vérifiée, la convection du champ de pression ne jouant aucun rôle dans le couplage entre la coque et l'excitation. Dans le cas d'une coque avec des conditions limites d'appuis simples, BLAKE (1986) a défini la vitesse de convection minimum pour qu'il y ait apparition de coïncidences aérodynamiques par:

$$U_c^2 = c_L^2 \frac{\sqrt{1 - \nu_c^2} h}{\sqrt{3} R} \quad (4.16)$$

Ce qui donne dans notre cas une vitesse d'écoulement totalement irréaliste d'environ 500 m/s. De son côté, RENNISON (1976) a exprimé ce critère en faisant apparaître la fréquence d'anneau et a ainsi établi qu'il ne pouvait y avoir coïncidence aérodynamique que si:

$$\frac{f_h}{\sqrt{1 - \nu_c^2} f_a} \geq 2 \quad (4.17)$$

En conclusion, le comportement fréquentiel de la réponse vibratoire de la coque est essentiellement gouvernée par les modes présents dans la gamme de fréquence considérée. Par ailleurs, il ne faut pas s'attendre à ce que cette réponse soit amplifiée par des phénomènes de coïncidence aérodynamique pour les vitesses d'écoulement étudiées et son niveau dépendra donc essentiellement de la densité spectrale du champ de pression exciteur $\Phi_p(f)$.

Réponse acoustique

Dans la partie précédente, nous avons vu le lien entre l'excitation et la réponse vibratoire de la coque. Nous nous intéressons maintenant à la question de savoir dans quelle mesure les vibrations de la coque se traduisent par un rayonnement acoustique? Nous abordons cette question en considérant le facteur de rayonnement σ (eq. 4.12).

Pour une plaque, la fréquence de coïncidence acoustique f_c délimite deux domaines (LESUEUR 1988). Pour $f < f_c$, les ondes de flexion sont subsoniques (appelés aussi *acoustiquement lentes*) et

le rayonnement est faible. Pour $f \geq f_c$, les modes sont supersoniques (*acoustiquement rapides*), σ est maximal pour $f = f_c$ puis décroît progressivement vers 1.

Nous devons les premiers résultats concernant le facteur de rayonnement pour une coque à MANNING & MAIDANIK (1964). Leur article propose une comparaison entre le facteur de rayonnement mesuré et celui calculé en assimilant la coque à une plaque *équivalente* de même épaisseur et de même surface. Ils ont ainsi constaté que σ_{mesure} présentait un maximum pour f_c , qui se retrouvait dans la prédiction avec la plaque *équivalente*, mais également pour la fréquence d'anneau. Ils ont alors attribué ce phénomène à la courbure de la coque qui provoque l'apparition de modes *acoustiquement rapides* même pour $f < f_c$ avec une forte densité autour de f_a comme nous l'avons expliqué plus haut. Les résultats expérimentaux de MANNING & MAIDANIK montrent que le facteur de rayonnement prend des valeurs supérieures à 1 pour $f > f_c$, aux environs de 0,5 pour $f = f_a$ et devient très faible ($\simeq 10^{-3}$) pour $f < f_a$.

Plus tard, SZECHENYI (1971) a proposé une approche statistique du calcul du facteur de rayonnement pour une coque. En se basant sur l'équation donnant les fréquences de résonances d'une coque appuyée à ses extrémités (HECKL 1962) et en utilisant une représentation dans le plan des nombres d'onde $k_{mn} = (k_m, k_n)$, il a calculé par intégration graphique la densité modale de la coque par bande de fréquence. En identifiant dans chaque bande de fréquence, les modes *acoustiquement rapides* pour lesquels il pose $\sigma = 1$ et les modes *acoustiquement lents* pour lesquels $\sigma = 0$, le facteur de rayonnement moyen est donné par:

$$\bar{\sigma}(f, \Delta f) = \frac{\text{nombre de modes acoustiquement rapides}}{\text{nombre de modes total}} \quad (4.18)$$

Pour une situation telle que $f_a < f_c$, SZECHENYI propose finalement des expressions simples de $\bar{\sigma}$:

$$\bar{\sigma} = \begin{cases} (1 - f_c/f)^{-1/2} & \text{pour } f > f_c \\ \frac{\sqrt{3}}{2\beta} (f/f_a)^{(3/2)} (f_a/f_c) & \text{pour } f < f_a \end{cases} \quad (4.19)$$

avec:

$$\beta = \begin{cases} 2,5(f/f_a)^{1/2} & \text{pour } f < 0,5f_a \\ 3,6(f/f_a)^{1/2} & \text{pour } 0,5f_a < f < 0,8f_a \end{cases} \quad (4.20)$$

Ce modèle a été établi pour des conditions limites d'appuis simples mais il peut néanmoins fournir une estimation pour une coque encastrée. Par exemple, GOMPERS (1974) a montré que le facteur de rayonnement d'une plaque encastrée était deux fois supérieur à celui d'une plaque appuyée pour les fréquences inférieures à la fréquence de coïncidence acoustique.

Plus récemment, LESUEUR (1988) a synthétisé les principaux résultats sur le rayonnement des coques en mettant l'accent sur l'importance de la fréquence d'anneau et du type d'excitation. Il présente en ce sens une comparaison entre des expérimentations et le modèle de SZECHENYI qui se révèle plus favorable dans le cas d'une excitation aérienne interne que pour une excitation mécanique aléatoire.

Citons pour finir, l'étude détaillée et originale de LAULAGNET (1989) qui interprète le rayonnement acoustique des coques en fluide lourd ou léger en se basant sur le facteur modal de pertes par rayonnement. Son étude théorique montre ainsi que la puissance rayonnée par un mode est maximum lorsque les pertes internes η_c égalent les pertes par rayonnement η_r . Il définit alors trois catégories de modes: (i) les modes equi-amortis par le rayonnement ($\eta_c \simeq \eta_r$) responsables

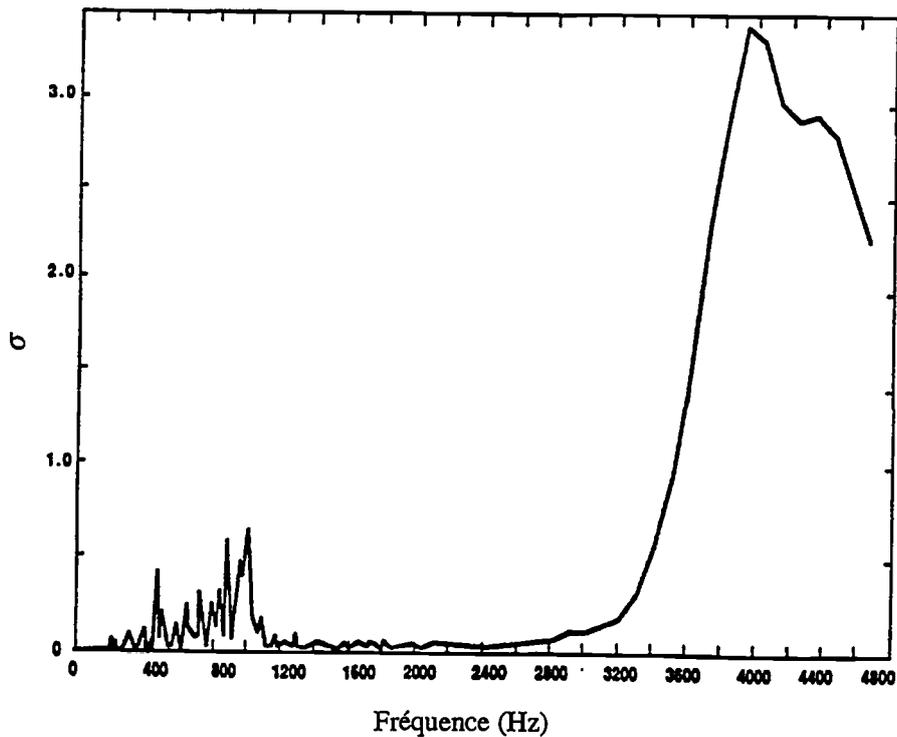


Figure 4.4: Facteur de rayonnement dans l'air pour une coque (LAULAGNET 1989) ($f_a=1000$ Hz; $f_c=4000$ Hz).

d'une forte vibration et d'un fort rayonnement, (ii) les modes hyper-amortis par le rayonnement ($\eta_c \ll \eta_r$) responsables d'une faible vibration et d'un faible rayonnement et (iii) les modes non-amortis par le rayonnement ($\eta_c \gg \eta_r$) responsables d'une forte vibration et d'un faible rayonnement. L'analyse du comportement de chacun des modes permise par la méthode modale montre une forte concentration de modes equi-amortis au voisinage de la fréquence d'anneau f_a et de la fréquence de coïncidence acoustique f_c ce qui se traduit par une augmentation du facteur de rayonnement. La figure 4.4 issue de LAULAGNET (1989) présente un résultat typique pour une coque dans l'air.

En conclusion, les zones de fort rayonnement acoustique sont déterminées par la fréquence d'anneau f_a et la fréquence de coïncidence acoustique f_c . Rappelons que pour notre coque, $f_a \simeq 14,1$ kHz et $f_c \simeq 23,1$ kHz. Comme nous allons le voir dans les parties suivantes, nous avons limité l'étude expérimentale de la réponse vibroacoustique à 3,2 kHz et il ne faut donc pas s'attendre à observer un fort rayonnement acoustique dans cette gamme. A titre indicatif, le modèle de SZECHENYI (1971) donne $\bar{\sigma} \simeq 10^{-2}$ à 1 kHz.

4.2 La réponse vibratoire

Cette partie présente les résultats expérimentaux de la réponse vibratoire de la coque sollicitée par l'écoulement. Les mesures ont été limitées à la gamme [0, 3200 Hz]. Nous détaillons dans un premier temps le comportement de la réponse vibratoire pour $U_o=100$ m/s, puis nous analysons

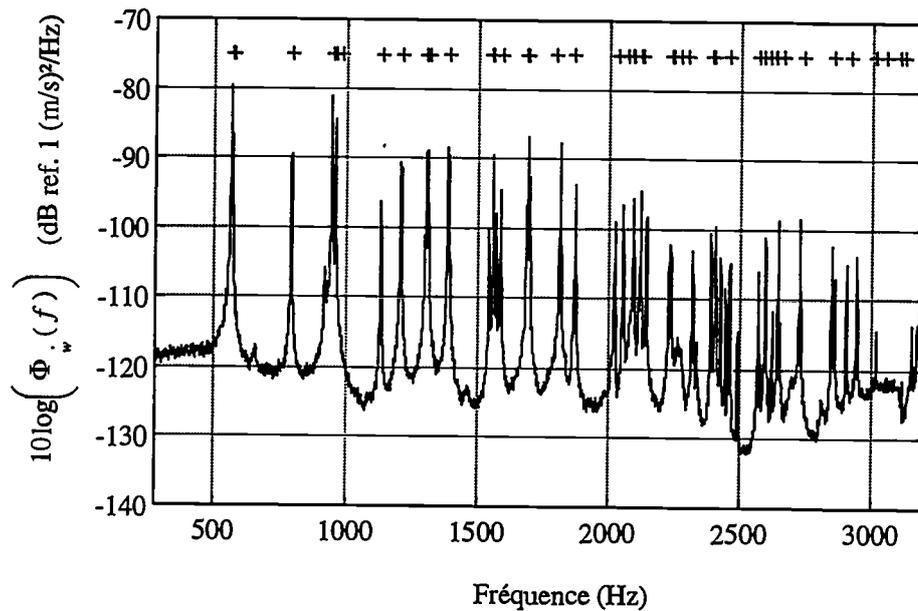


Figure 4.5: Densité spectrale de réponse en vitesse mesurée à 100 m/s en un point situé à 8 cm de l'extrémité de la coque.

son évolution avec la vitesse d'écoulement.

4.2.1 Description de la réponse vibratoire pour $U_o=100$ m/s

Comportement fréquentiel

Nous ne présentons ici que les réponses mesurées au moyen du vibromètre à laser car nous avons constaté que les accéléromètres, aussi légers soient-ils (2 g), affectaient quand même le schéma modal de la coque. Cela s'explique par la faible masse surfacique de la coque et se traduit par un décalage des fréquences de résonances vers les basses fréquences et par une nette atténuation du niveau de la réponse pouvant atteindre 20 dB sur les pics. La figure 4.5 montre la densité spectrale de réponse en vitesse mesurée à 100 m/s en un point situé à 8 cm de l'extrémité de la coque. Ce point de mesure se situe plus précisément à l'intersection entre la génératrice 20 et la circonférence 8 (point 20-8) définie dans l'annexe D.1. Nous avons également repéré sur cette figure par un signe + les fréquences de résonance des différents modes identifiés numériquement dans la section précédente. Le champ de pression excitateur étant large bande, tous les modes sont sollicités et contribuent à la réponse. La réponse vibratoire de la coque est donc caractérisée par un comportement modal classique avec des pics correspondant aux fréquences de résonance. La coque étant peu amortie, les pics présentent une grande dynamique (30 à 40 dB).

La figure 4.6 présente la moyenne par tiers d'octaves de la même densité spectrale. Le niveau chute dans la bande de fréquence centrale 800 Hz car elle ne contient que le mode (1,5).

A ce stade, il faut se rappeler que notre étude sur les performances de l'isolation vibratoire (cf. § 2.3) a montré que la coque était bien isolée jusqu'à 1600 Hz mais qu'au delà des transmissions avec le reste de la conduite pouvait apparaître. La densité spectrale de la figure 4.5 ne semble

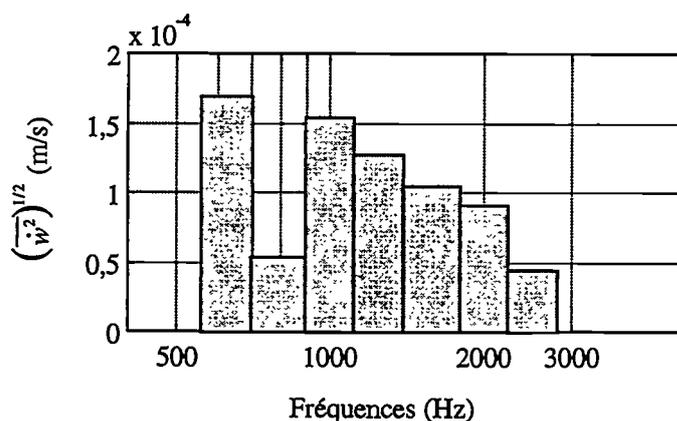


Figure 4.6: Densité spectrale de réponse en vitesse mesurée à 100 m/s en un point situé à 8 cm de l'extrémité de la coque et intégrée par tiers d'octaves.

cependant pas fortement perturbée par cette contamination.

Comportement spatial

La figure 4.7 présente la densité spectrale de réponse en vitesse mesurée à 100 m/s en un point situé maintenant au centre de la conduite (point 20-5). Par comparaison avec la figure 4.5, nous constatons que les pics associés aux modes d'ordre longitudinal impair (565 Hz, 571 Hz, 795 Hz,...) présentent un niveau supérieur alors que les pics associés aux modes d'ordre longitudinal pair (945 Hz, 960 Hz, 1206 Hz,...) disparaissent pratiquement de la réponse. Cela est logique puisque pour les modes d'ordre longitudinal impair le centre de la coque constitue un ventre de vibration alors qu'il devient un nœud de vibration pour les modes d'ordre longitudinal pair. Le comportement spatial de la réponse vibratoire aux fréquences de résonance est donc uniquement gouverné par les déformés modales et cette propriété va nous permettre d'identifier les modes en présence de l'excitation turbulente.

La figure 4.8 présente ainsi les cartographies, à une fréquence donnée, de la réponse en vitesse de la coque excitée par l'écoulement. Ces cartographies sont superposées à la photo de la coque et ont été obtenues grâce au logiciel de pilotage du vibromètre à laser. Ce logiciel est couplé à une caméra qui permet de visualiser la coque et de définir une surface d'étude sur celle-ci. Il est alors possible de mailler cette surface et de balayer les différents points du maillage avec le laser de manière à obtenir une cartographie de la réponse de la coque. La surface d'étude est limitée par la courbure de la coque (cf. § 1.3.3) mais il a quand même été possible de scanner un quart de la circonférence de la coque sur une longueur d'environ 35 cm. Sur cette surface, nous avons choisi un maillage de 32 génératrices et 8 circonférences. A côté de chacune des visualisations sont mentionnées la légende des couleurs et la fréquence autour de laquelle ont été acquises les réponses. Les cartographies réalisées pour les fréquences 565 Hz, 946 Hz et 1312 Hz nous permettent ainsi d'identifier la déformée modale du mode (1,3) (figure 4.8 (a)), du mode (2,4) (figure 4.8 (b)) et du mode (3,5) (figure 4.8 (c)). Nous présentons ici ces trois cartographies mais la majorité des premiers modes a également pu être visualisée de la même manière.

Deux remarques s'imposent. Tout d'abord, il faut signaler que ces cartographies n'ont subies

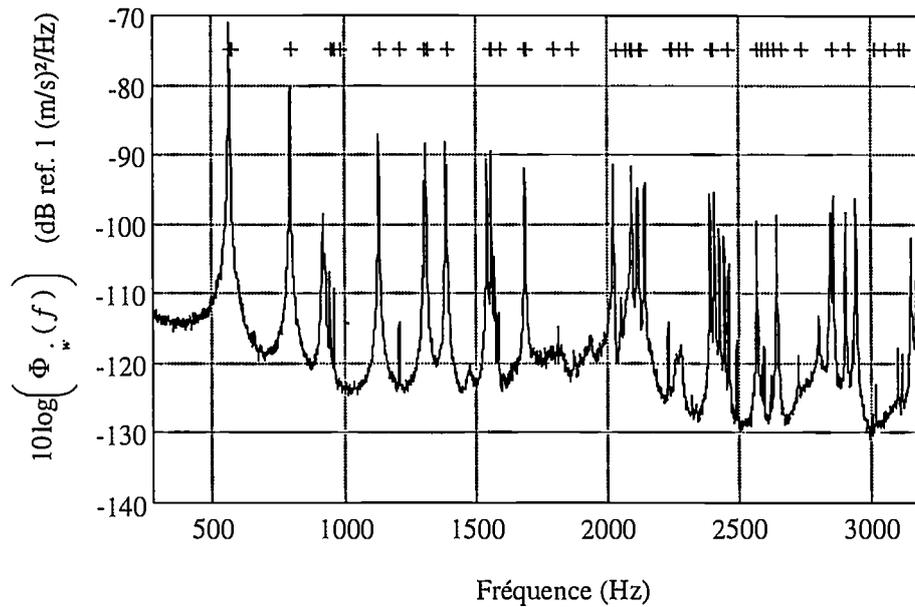


Figure 4.7: Densité spectrale de réponse en vitesse mesurée à 100 m/s en un point situé au centre de la coque.

aucune correction due à l'incidence de l'impact du laser sur la coque; en particulier cela se traduit par des niveaux de réponse plus faibles pour les ventres qui se situent en dehors de la génératrice qui fait face au laser. Ce point n'est cependant pas primordial car il suffit d'avoir les niveaux relatifs de réponse pour identifier les modes. Par ailleurs, l'identification des modes est limitée par le choix du maillage. Les 8 circonférences du maillage permettent de visualiser aisément les modes jusqu'à l'ordre longitudinal 3, par contre l'identification des ordres circonferentiels $n > 5$ devient vite délicate.

Pour finir, il faut aussi remarquer que ces cartographies sont particulièrement nettes. En effet, la question qui pouvait se poser était celle de la référence de phase. Lors d'une excitation mécanique ponctuelle, c'est la génératrice d'excitation qui fixe l'origine des phases pour les formes modales circonferentielles (en cosinus et sinus). Dans le cas d'une excitation répartie aléatoire comme la notre, nous pouvions craindre une référence *tournante* qui n'aurait pas permis aux modes de se stabiliser tout au long de l'acquisition (durée $\simeq 2$ heures). Il semble cependant que la moindre inhomogénéité de la structure ou des conditions limites détermine cette référence. Ainsi, la génératrice du cordon de soudure joue ici ce rôle car nous avons constaté que cette génératrice était toujours le siège soit de ventres, comme pour les modes de la figure 4.8, soit de nœuds.

4.2.2 Evolution de la réponse vibratoire avec la vitesse d'écoulement

A priori, la vitesse d'écoulement n'a pas d'influence sur les déformées modales (hypothèse fluide léger) et agit principalement sur le comportement fréquentiel de la réponse ainsi que sur son niveau. Nous distinguons alors trois aspects liés à l'augmentation de la vitesse d'écoulement. Le premier concerne les effets de compressibilité de l'air qui se traduisent par un échauffement

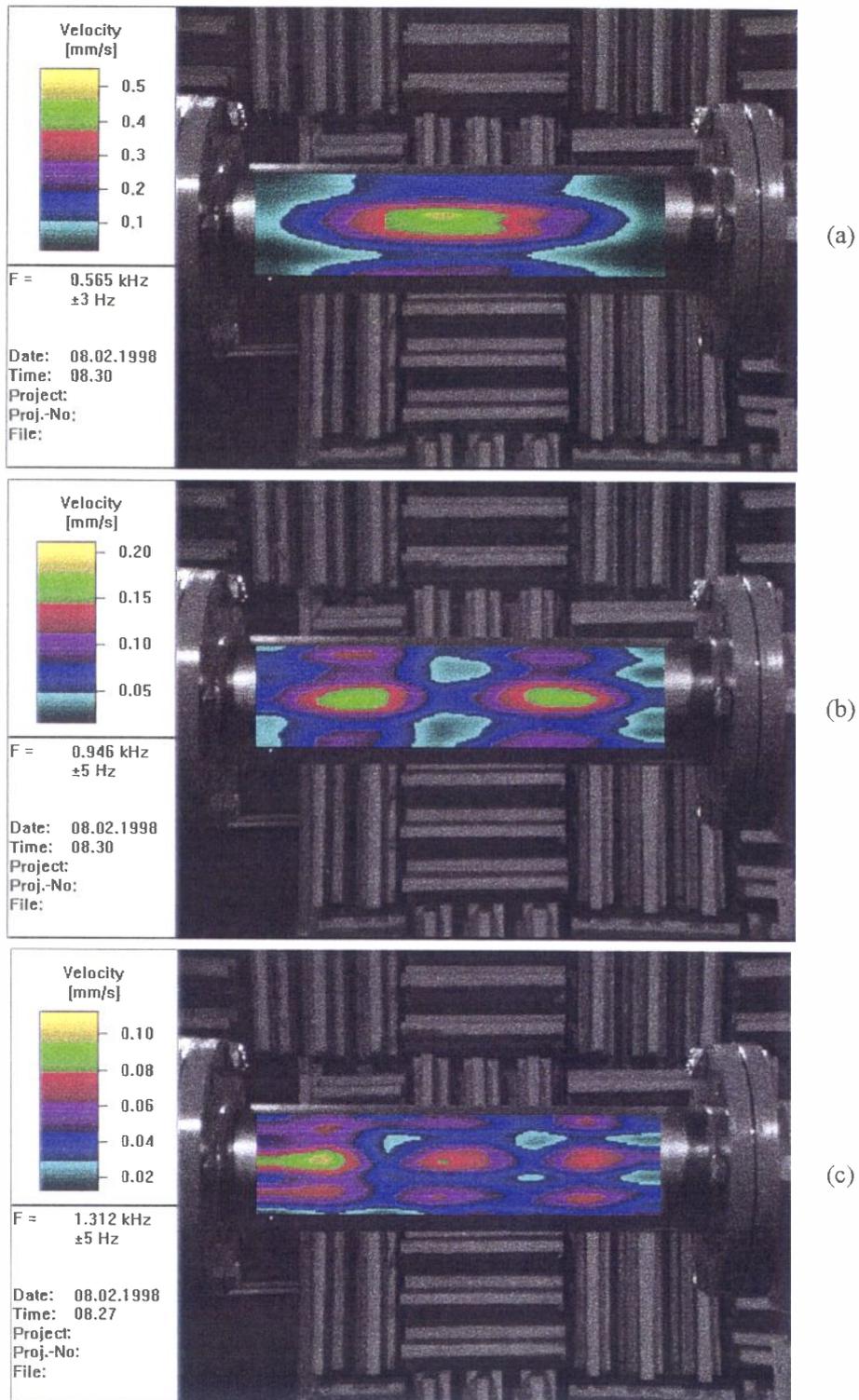


Figure 4.8: Cartographies de la réponse en vitesse de la coque pour $U_o=100 \text{ m/s}$. (a) mode (1,3), (b) mode (2,4) et (c) mode (3,5)

de l'écoulement. Cet échauffement se transmet à la coque et modifie alors ses caractéristiques mécaniques. La seconde conséquence de l'augmentation de la vitesse est une augmentation de la pression statique à l'intérieur de la conduite. Cet effet est connu sous le terme d'effet de *membrane* et se traduit par une précontrainte normale de la coque. Enfin, le niveau d'excitation augmente avec la vitesse et entraîne ainsi une augmentation du niveau de la réponse. Dans ce qui suit, nous quantifions l'influence de ces différents phénomènes.

Pour contrôler le phénomène d'échauffement, nous avons placé une sonde thermique sur un des tronçons rigides. En raison de la différence entre l'inertie thermique du tronçon rigide d'épaisseur 7,5 mm et celle de la coque d'épaisseur 0,5 mm, les variations de température mesurées par la sonde ne peuvent nous donner que des informations qualitatives. Nous avons ainsi procédé à une montée en température de la coque avec l'écoulement puis nous avons effectué des mesures de réponse vibratoire sans écoulement à l'aide d'une excitation mécanique (marteau de choc). Nous avons alors constaté qu'un échauffement maximal de la conduite de 25 °C se traduisait par une baisse de toutes les fréquences de résonance d'environ 3 Hz. Cette baisse est comparable à l'évolution du module d'Young E de l'acier qui chute d'environ 1 % pour une élévation de la température de 25 °C (LEMAITRE & CHABOCHE 1996).

Nous avons analysé l'influence de l'effet de *membrane* en mesurant la réponse vibratoire de la coque pour différentes vitesses tout en gardant une température relativement constante. Outre la différence de niveau observée selon la vitesse d'écoulement, nous avons constaté un glissement des fréquences de résonance vers les aigus. Ainsi, les fréquences de résonance mesurées à 120 m/s sont environ 2 Hz supérieures à celles mesurées à 60 m/s. A titre indicatif, la pression statique mesurée dans la zone de mesure passe de 3335 Pa pour 120 m/s à 785 Pa pour 60 m/s.

Ces deux premiers points concernant l'influence sur les fréquences de résonance doivent être présents à l'esprit dès que l'on parle de comparaisons théorie-expérience. Elles montrent que la qualité des prédictions numériques ne peut être jugée qu'à quelques Hertz près, à moins que celles-ci ne prennent en compte l'écoulement interne et les dérives thermiques...

La figure 4.9 montre l'évolution de la densité spectrale de réponse en vitesse mesurée à 8 cm de l'extrémité de la coque (point 20-8) en fonction de la vitesse d'écoulement. Toutes les courbes ont la même allure et se déduisent l'une de l'autre par une simple translation de niveau. En particulier, il n'y a pas d'augmentation de l'étendue spectrale de la réponse ce qui confirme la non-existence de phénomènes de coïncidence aérodynamique (cf. § 4.1.2). L'augmentation du niveau de réponse a été chiffrée en calculant la valeur rms de la vitesse $(\overline{\dot{w}^2})^{1/2}$ obtenue par intégration de la densité spectrale sur [500, 1600 Hz]. Les bornes d'intégration ont été choisies pour éliminer la contamination vibratoire de la coque par l'ensemble de la conduite. La figure 4.10 présente les résultats dans une représentation *log-log* qui indique une évolution du type $(\overline{\dot{w}^2})^{1/2} \simeq U_o^{3,2}$. Cette évolution est comparable à celle déterminée par RENNISON (1976) qui a également établi pour une coque: $(\overline{\dot{w}^2})^{1/2} \simeq U_o^3$.

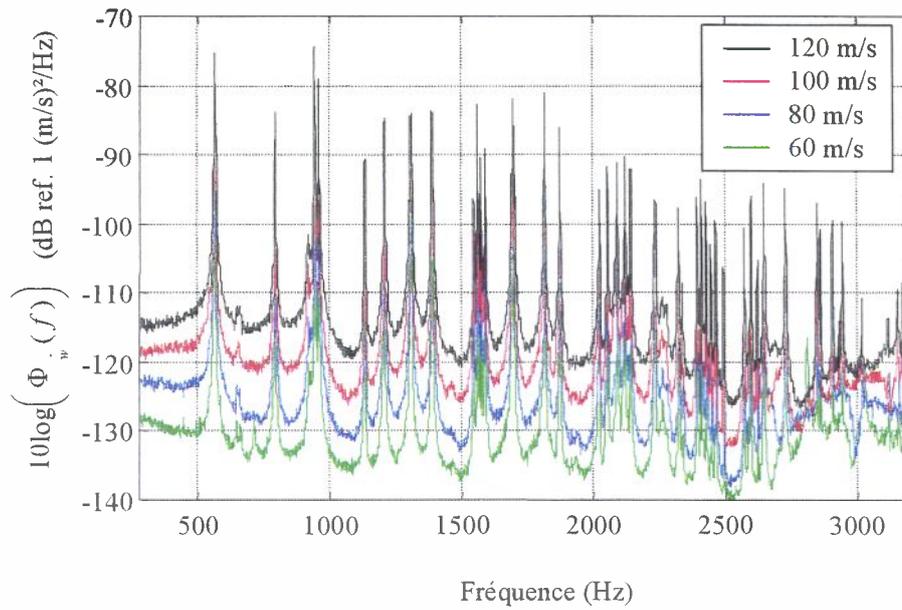


Figure 4.9: Densités spectrales de réponse en vitesse mesurées à 8 cm de l'extrémité de la coque (point 20-8) pour $U_o = 60, 80, 100$ et 120 m/s.

4.3 La réponse acoustique

Cette partie présente les résultats expérimentaux de la réponse acoustique de la coque sollicitée par l'écoulement. Comme pour la réponse vibratoire, l'analyse est limitée à la gamme $[0, 3200$ Hz].

4.3.1 Description de la réponse acoustique pour $U_o = 100$ m/s

Comportement fréquentiel

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à la pression acoustique rayonnée par la coque excitée par l'écoulement. Ce rayonnement se révèle assez faible et les mesures sont contaminées par divers sources parasites. Dans un premier temps, nous allons donc analyser l'origine de ces sources, puis nous présenterons les résultats obtenus avec une technique de COP, nous commenterons enfin le comportement fréquentiel de la réponse acoustique dans la gamme de fréquence où cette technique est la plus efficace.

La figure 4.11 présente la densité spectrale de pression acoustique mesurée à 5 cm de la coque au droit d'un point décalé de 5 cm par rapport au centre (point 3-4) pour $U_o = 100$ m/s. Cette figure fait apparaître des niveaux de pression acoustique faibles ainsi que différents comportements selon la gamme de fréquence. Au dessous de 500 Hz, la densité spectrale présente une forte remontée. Dans la gamme $[500, 1600$ Hz], le comportement de la réponse acoustique est comparable à celui de la réponse vibratoire avec une émergence des pics associés aux modes de la coque. Dans les gammes $[1600, 2300$ Hz] et $[2700, 3000$ Hz], la réponse fait apparaître une composante large bande qui occulte la contribution des modes de la coque. Nous ne retrouvons donc un comportement modal que dans la gamme $[500, 1600$ Hz], ailleurs ce comportement est

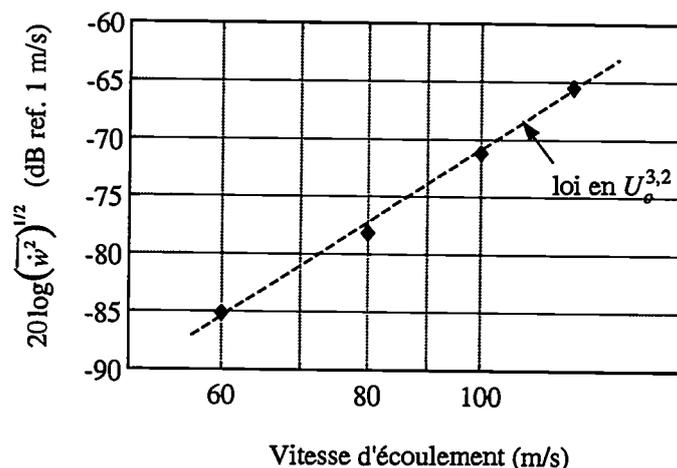


Figure 4.10: Valeur rms de la vitesse mesurée à 8 cm de l'extrémité de la coque (point 20-8) pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.

masqué par des sources parasites. Nous allons identifier ces sources en utilisant divers mesures de cohérence.

La figure 4.12 (a) présente ainsi la cohérence mesurée entre un microphone proche de la coque et un autre à proximité du convergent pour $U_o=100$ m/s. Nous constatons un niveau de cohérence significatif dans chacune des gammes de fréquences identifiées plus haut ce qui indique que les sources acoustiques *parasites* se retrouvent au niveau du convergent. En particulier, la remontée au dessous de 500 Hz est présente sur toutes les mesures acoustiques et correspond ainsi au bruit de fond de l'installation. La figure 4.12 (b) montre que les mesures acoustiques sont cohérentes avec les vibrations des tronçons rigides de la conduite dans les gammes [1600, 2300 Hz] et [2700, 3000 Hz]. Nous pouvons en déduire que les composantes larges bandes observées dans les densités spectrales de pression acoustique dans ces gammes proviennent d'une vibration globale de la conduite qui se retrouve également dans les vibrations de la coque (figure 4.12 (c)). Pour confirmer ce phénomène, nous avons mesuré le rayonnement acoustique de la conduite lorsqu'elle est équipée avec le tronçon (rigide) instrumenté pour les mesures de pression pariétale et non plus avec la coque. La figure 4.12 (d) montre ainsi que la cohérence entre l'acoustique et les vibrations de la conduite présente de forts niveaux dans les mêmes gammes de fréquence.

Pour résumer, la densité spectrale de pression acoustique mesurée au voisinage de la coque est la combinaison du rayonnement de la coque caractérisé par ses fréquences propres, du rayonnement de l'ensemble de la conduite visible dans les gammes [1600, 2300 Hz] et [2700, 3000 Hz] et du bruit de fond de l'installation prépondérant en basses fréquences. Nous considérons maintenant l'utilisation d'une technique de COP qui est chargée d'isoler la contribution du rayonnement de la coque (figure 4.13).

L'énergie commune entre les vibrations de la coque et la pression acoustique est donnée par:

$$COP_{am}(f) = \Gamma_{am}^2(f) \Phi_{p_a}(f) \quad (4.21)$$

où $\Gamma_{am}^2(f)$ est la cohérence entre un accéléromètre fixé sur la coque et un microphone. A noter que la technique de COP n'a pu être mise en œuvre avec le vibromètre laser pour des raisons de

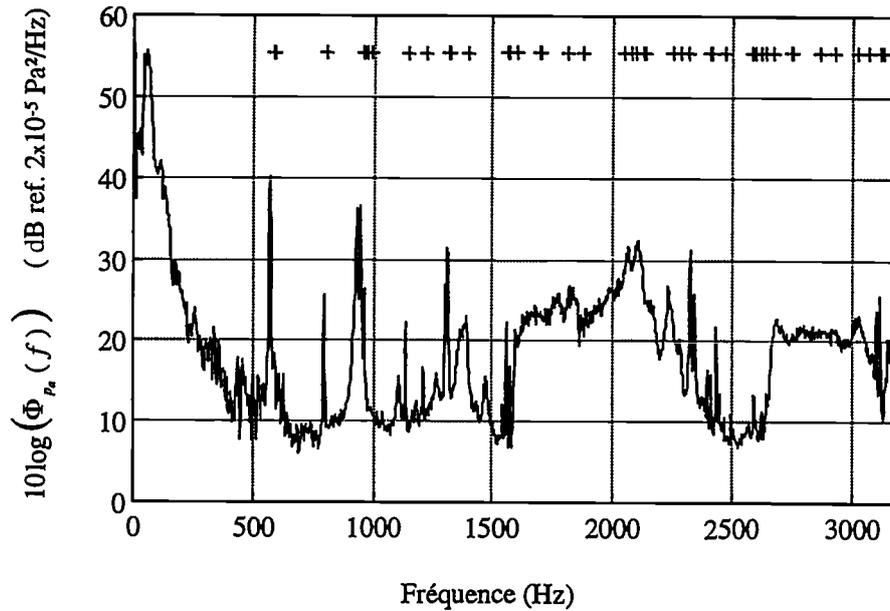


Figure 4.11: Densité spectrale de pression acoustique mesurée à 5 cm de la coque au droit d'un point décalé de 5 cm par rapport au centre (point 3-4) pour $U_o=100$ m/s.

temps et de disponibilité du matériel. L'expression 4.21 fournit une estimation du rayonnement acoustique de la coque, cette estimation est d'autant meilleure que le rapport signal à bruit augmente. Nous observons ainsi figure 4.14 (b) l'efficacité de cette technique dans la gamme [500, 1600 Hz] où le rayonnement de la coque est prépondérant. Cela se traduit par une meilleure définition des pics et par l'élimination du bruit de fond. Nous retrouvons alors une dynamique comparable à celle observée sur la réponse vibratoire (30 à 40 dB). Le niveau de certains pics est atténué car la cohérence n'est pas égale à 1 pour ces fréquences. La cohérence $\Gamma_{am}^2(f)$ dépend en fait de la position de l'accéléromètre qui peut ne pas voir certains modes s'il se trouve sur un nœud de vibration. A noter que nous avons fait ressortir sur la figure 4.14 (b), les zones de $COP_{am}(f)$ où l'erreur commise (cf. § 1.4.2) est inférieure à 30 % ce qui en donne une estimation à 1 dB près. Ceci montre que le niveau des fonds de spectre est difficilement interprétable. Au dessous de 500 Hz, la COP permet de diminuer d'environ 20 dB la contribution du bruit de fond. Par contre dans les gammes [1600, 2300 Hz] et [2700, 3000 Hz], elle est beaucoup moins efficace et ne parvient pas à faire ressortir la contribution des modes de la coque. Ceci est visible sur la figure 4.14 (a) où la cohérence ne présente plus des pics marqués aux fréquences propres mais plutôt des *paquets* traduisant la contamination par la vibration globale de la conduite.

En conclusion, le comportement modal du rayonnement acoustique de la coque est principalement visible dans la gamme [500, 1600 Hz] qui contient une dizaine de modes. La densité spectrale de pression acoustique est considérablement améliorée dans cette plage par l'application d'une technique de COP. En dehors de cette gamme, le rayonnement de la coque est masqué par le rayonnement global de la conduite. Il est cependant intéressant de remarquer l'émergence de deux pics aux environs de 2,1 kHz et 2,3 kHz. Ces fréquences correspondent respectivement

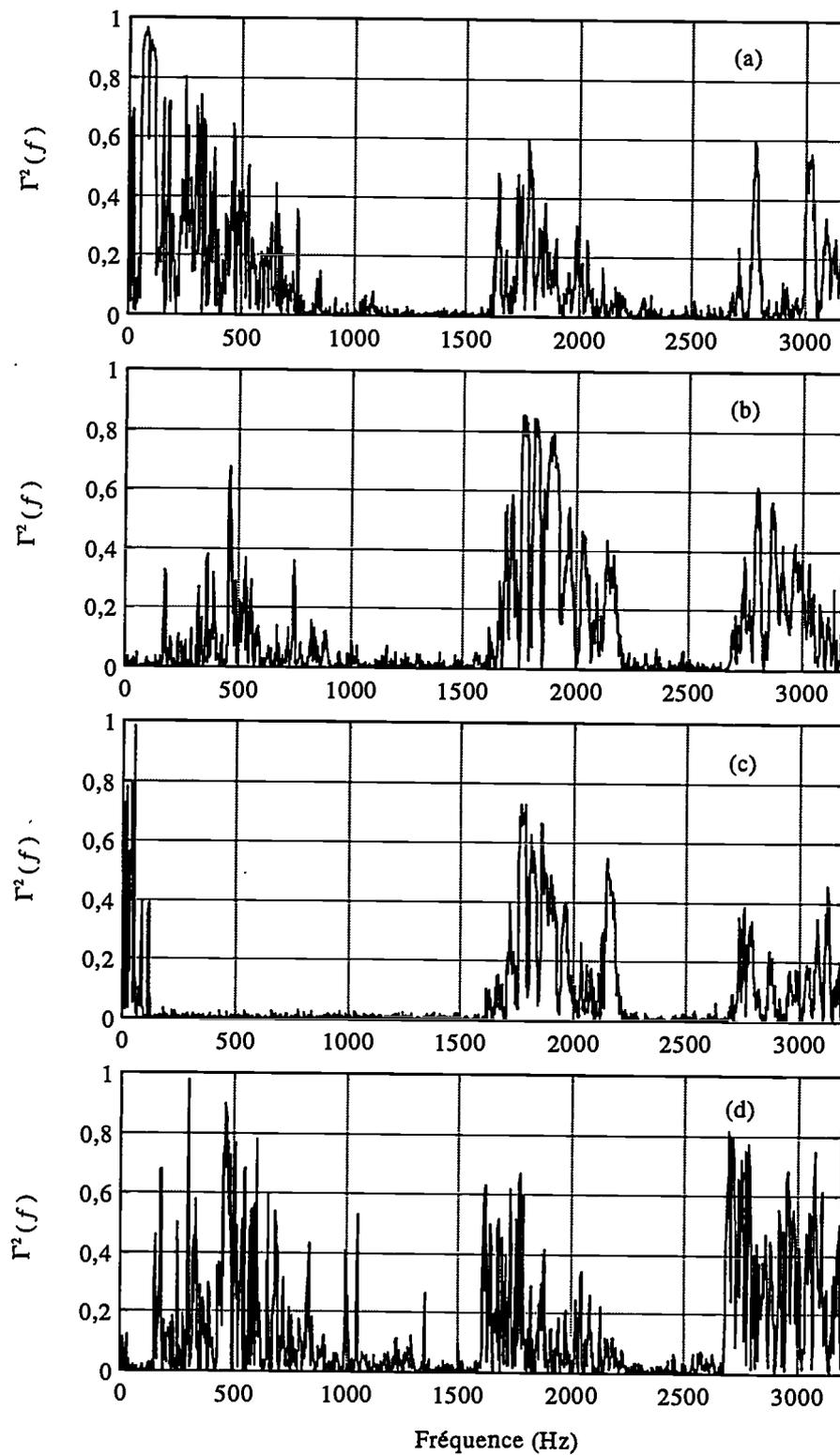


Figure 4.12: Localisation des sources acoustiques parasites ($U_0=100$ m/s). (a) Cohérence entre un microphone proche de la coque et un microphone proche du convergent, (b) Cohérence entre un microphone proche de la coque et un accéléromètre sur un tronçon rigide, (c) Cohérence entre un accéléromètre sur la coque et un accéléromètre sur un tronçon rigide, (d) Cohérence entre un microphone proche de la zone de mesures et un accéléromètre sur un tronçon rigide (configuration avec le tronçon instrumenté).

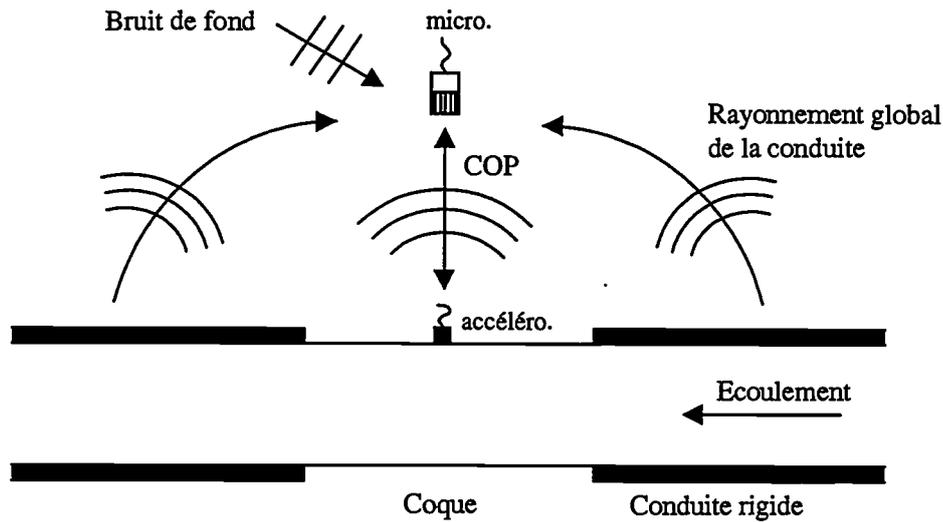


Figure 4.13: Illustration des composantes du rayonnement acoustique.

aux fréquences de résonance des modes (1,1) et (2,2) qui ont la particularité d'être *acoustiquement rapides* (figure 4.1). Comme nous l'avons vu, ce type de mode est caractérisé par un fort facteur de rayonnement et leur contribution apparaît alors dans la densité spectrale de pression acoustique.

Comportement spatial

L'étude du comportement spatial de la réponse acoustique se fait en deux étapes. Dans un premier temps, nous considérons la directivité du rayonnement en présentant les cartographies de pression acoustique mesurée à une distance radiale R_m fixe de la coque. Dans un deuxième temps, nous analysons la décroissance de la pression acoustique avec la distance radiale.

En utilisant le dispositif décrit au paragraphe 1.3.4, nous avons mesuré la densité spectrale de pression acoustique en 120 points correspondant à la barrette de six microphones déplacée au droit de chacune des 20 génératrices du maillage défini dans l'annexe D.1. Nous avons ainsi pu étudier la directivité du rayonnement acoustique. La figure 4.15 (a) présente la directivité de rayonnement du mode de vibration (1,2). Pour ce mode, nous avons observé que le pic de rayonnement associé au mode (1,2) était en fait un *doublet* et présentait deux pics séparés d'environ 10 Hz. Si nous considérons la directivité du premier pic ($\simeq 925$ Hz), nous obtenons le résultat de la figure 4.15 (a), si nous considérons la directivité associée au deuxième pic ($\simeq 935$ Hz), nous obtenons le résultat de la figure 4.15 (b). Ces deux figures font apparaître la forme modale du mode (1,2) avec ses quatre nœuds sur la circonférence mais en opposition de phase l'une par rapport à l'autre. Ceci s'explique par la théorie des coques (LAULAGNET 1989) qui introduit généralement pour un même mode une forme modale symétrique (cosinus) et une forme modale antisymétrique (sinus). Ces deux formes sont théoriquement associées à la même fréquence propre mais il semble qu'elles soient ici découplées par le rayonnement acoustique. Par ailleurs, comme sur les cartographies de réponse vibratoire, nous observons que la génératrice

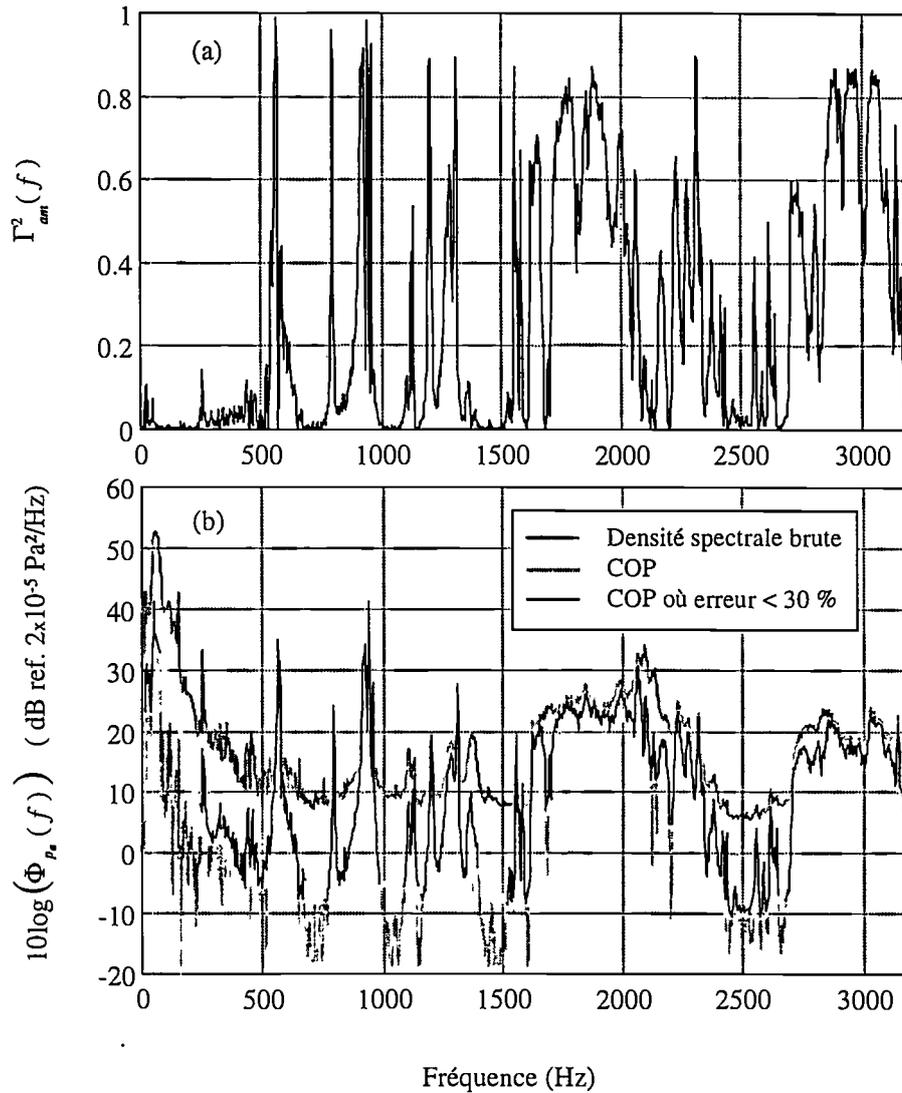


Figure 4.14: Résultats de la COP entre un microphone à 50 mm au droit du point 3-4 et un accéléromètre sur le point 3-7 de la coque ($U_o=100$ m/s). (a) Cohérence entre l'accéléromètre et le microphone, (b) Densité spectrale de pression acoustique et COP.

du cordon de soudure ($\varphi = 0^\circ$) fixe l'origine des phases et se trouve être le lieu soit d'un ventre (figure 4.15 (a)) soit d'un nœud (figure 4.15 (b)). Ce phénomène de dédoublement a également été observé pour le mode (2,4). De manière générale, nous avons constaté que la directivité de rayonnement acoustique de chacun des modes était comparable à la forme modale du mode considéré. Le maillage choisi (20 génératrices) a cependant limitée notre analyse aux modes d'ordre circonférentiel faible ($n \leq 4$).

La figure 4.16 présente la directivité de rayonnement global obtenue en intégrant les densités spectrales de pression acoustique sur la gamme [500, 1600 Hz]. Nous constatons l'homogénéité du rayonnement résultant de la superposition de l'ensemble des modes et la légère prédominance des modes d'ordre longitudinal $m = 1$.

Nous avons présenté ici les résultats sur la directivité pour $R_m=10$ mm. Pour des distances plus grandes, l'interprétation des résultats est rendue plus délicate à cause, d'une part, de

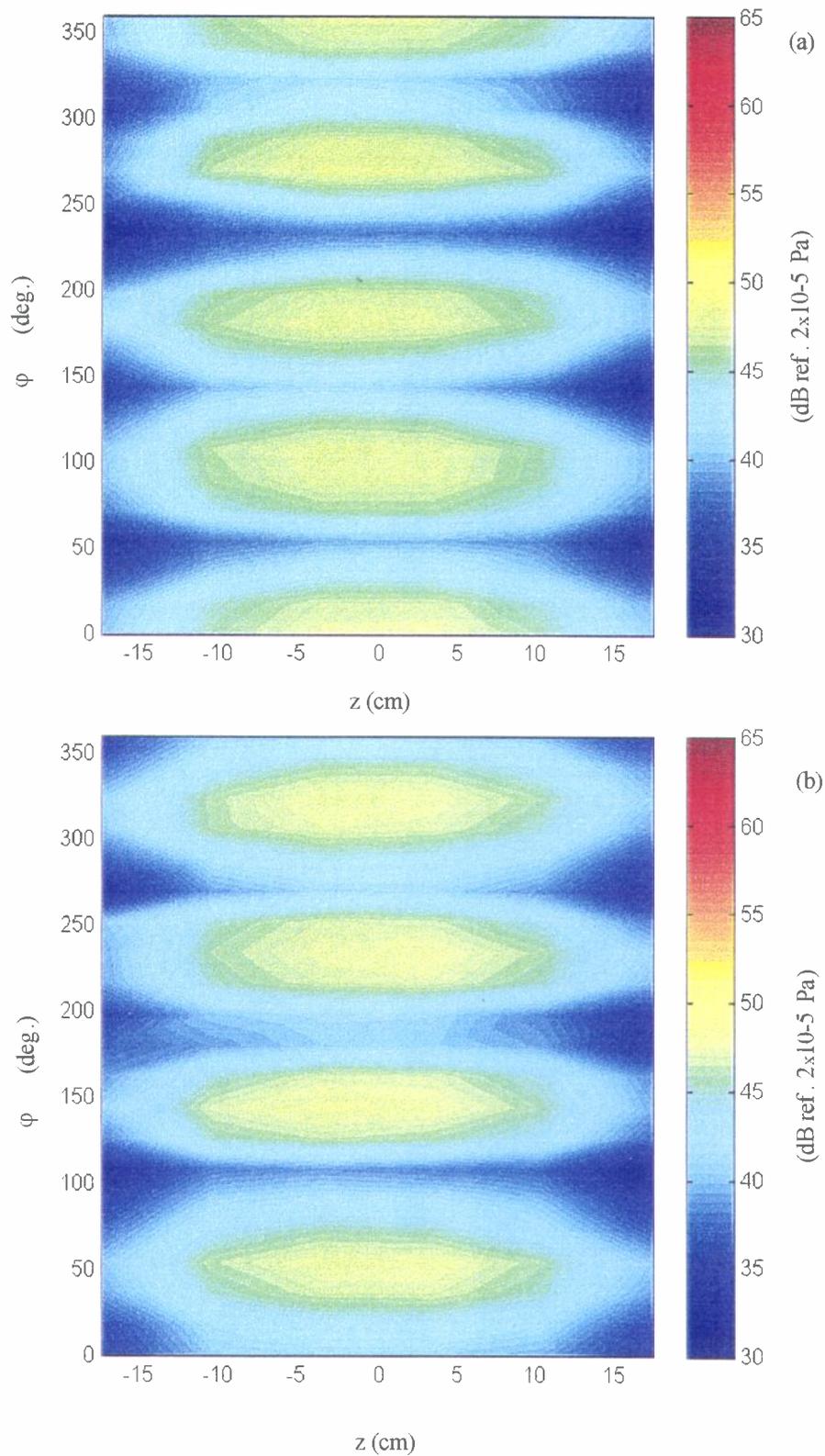


Figure 4.15: Directivité du rayonnement acoustique du mode (1,2) de la coque pour $R_m=10$ mm ($U_o=100$ m/s). (a) Densités spectrales de pression acoustique intégrée sur [920, 930 Hz], (b) Densités spectrales de pression acoustique intégrée sur [930, 940 Hz].

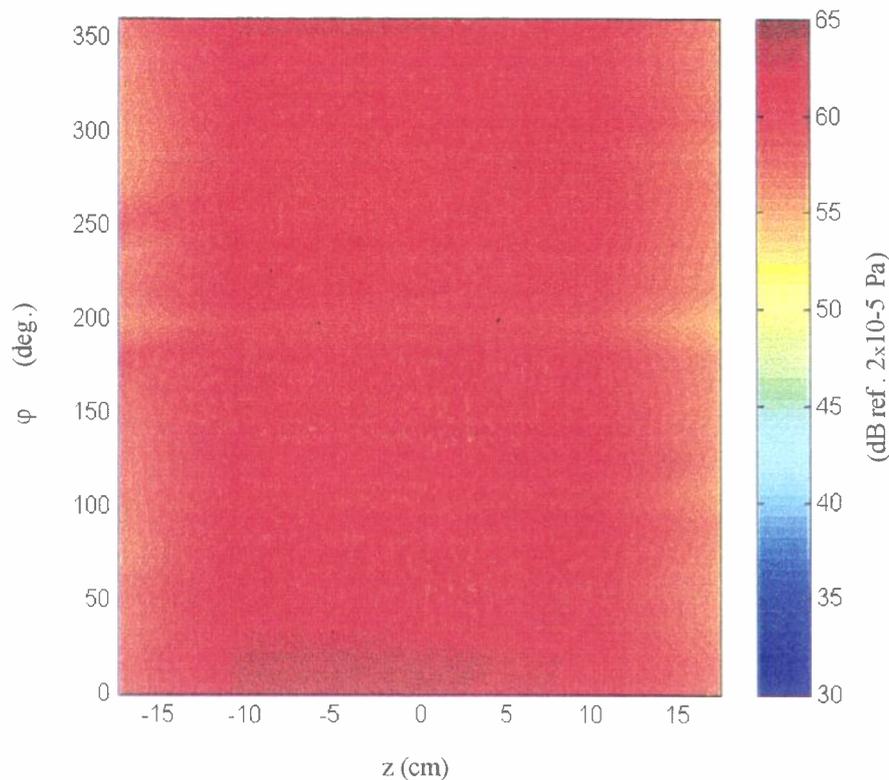


Figure 4.16: Directivité du rayonnement acoustique global de la coque pour $R_m=10$ mm ($U_o=100$ m/s). Densités spectrales de pression acoustique intégrée sur [500, 1600 Hz].

l'élargissement du maillage et, d'autre part, de la rapide décroissance de la pression acoustique. Nous allons maintenant nous intéresser à ce point.

La figure 4.17 montre les densités spectrales de pression acoustique mesurées au droit d'un point décalé de 5 cm par rapport au centre de la coque (point 20-4) pour $R_m=4, 30$ et 100 cm. Nous constatons que les pics associés aux fréquences propres ont de plus en plus de mal à émerger et se *noient* progressivement dans le bruit de fond. Pour $R_m=30$ cm, nous distinguons un pic avant 1 kHz qui correspond au groupement des modes (1,2), (2,4) et (2,5), deux autres pics à 2,1 kHz et 2,3 kHz qui résultent des modes *acoustiquement rapides* (1,1) et (2,2) puis les remontées associées au rayonnement global de la conduite. Pour $R_m=100$ cm, nous n'observons quasiment plus de pics dans la gamme [500, 1600 Hz] et le niveau de la densité spectrale rejoint celui du bruit de fond. L'intérêt de l'utilisation de la COP apparaît ici nettement car elle permet d'éliminer le bruit de fond et de ne conserver que les pics résultant de la vibration de la coque. Comme nous l'avons expliqué plus haut, elle est essentiellement efficace dans la gamme [500, 1600 Hz] pour $R_m = 4$ et 30 cm. Le résultat est moins probant pour $R_m=100$ cm mais il paraît quand même illusoire d'espérer identifier une composante acoustique à 20 dB en dessous du bruit de fond...

Finalement, la figure 4.18 présente en échelles logarithmiques la décroissance de la valeur rms de la pression acoustique en fonction de la distance à l'axe de la coque, $R_{a.axe}$. $(\overline{p_a^2})^{1/2}$ est obtenue

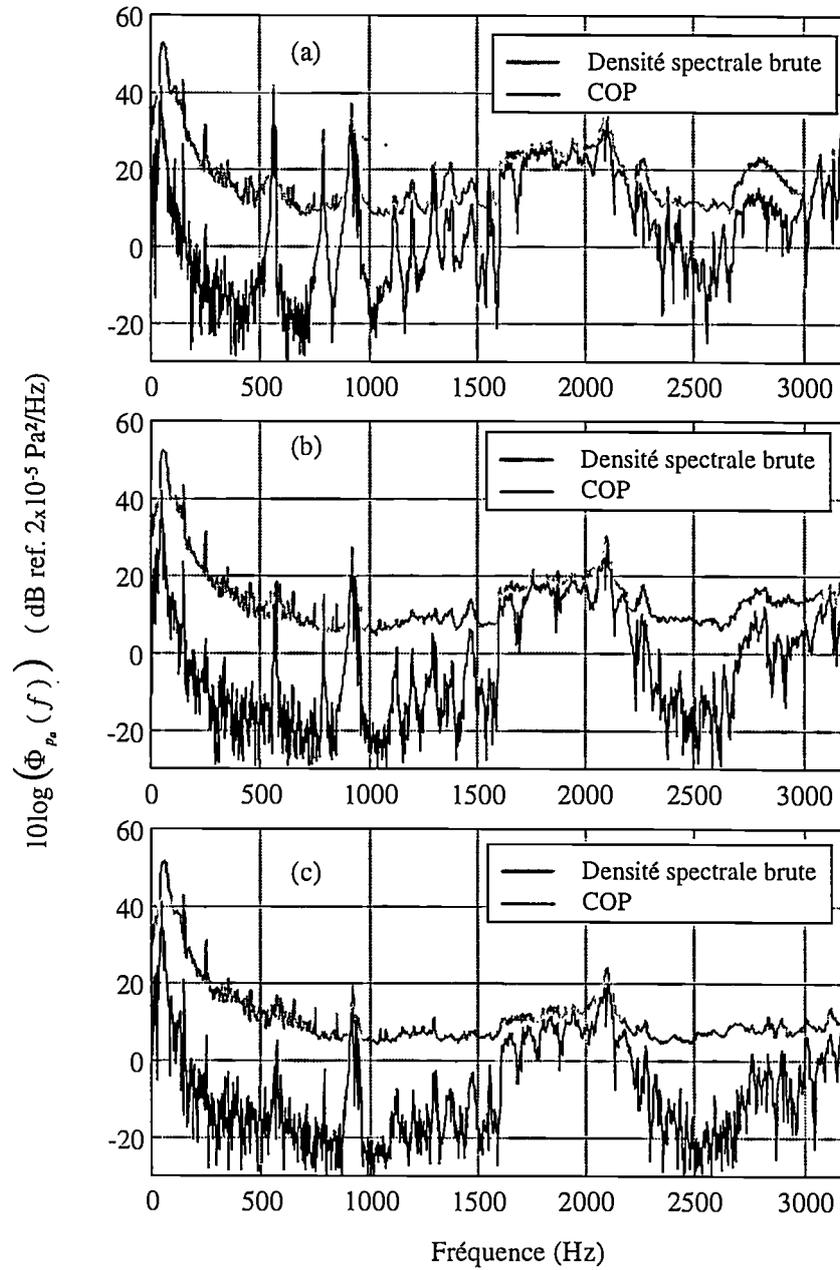


Figure 4.17: Densités spectrales de pression acoustique mesurées au droit d'un point décalé de 5 cm par rapport au centre de la coque (point 20-4) et COP pour $U_o=100$ m/s. (a) $R_m=4$ cm, (b) $R_m=30$ cm, (c) $R_m=100$ cm.

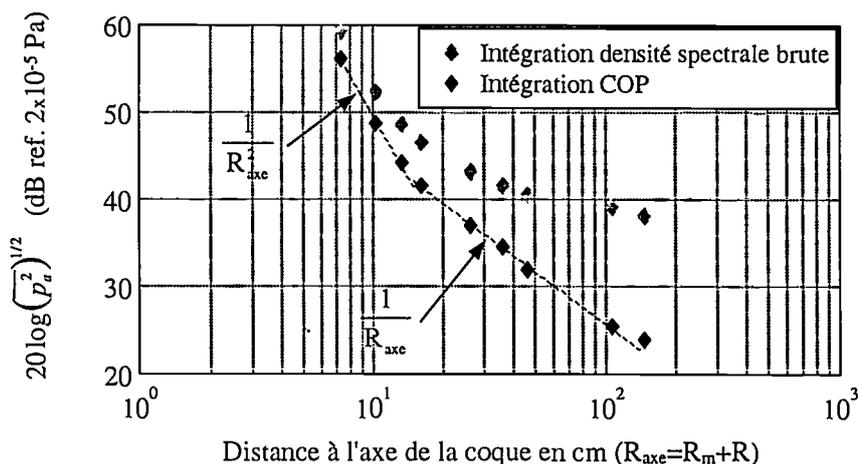


Figure 4.18: Décroissance de la valeur rms de la pression acoustique en fonction de la distance à l'axe de la coque pour $U_o=100$ m/s.

par intégration des densités spectrales brutes et des COP sur [500, 1600 Hz]. La décroissance de $(\overline{p_a^2})^{1/2}$ obtenue à partir des COP fait apparaître une pente en $1/R_{axe}^2$ (champ proche) jusqu'à 15 cm puis une pente en $1/R_{axe}$ (champ lointain). Par contre, l'évolution de $(\overline{p_a^2})^{1/2}$ obtenue à partir des densités spectrales brutes est nettement moins marquée et à la limite semble tendre vers une valeur constante qui est celle du bruit de fond.

4.3.2 Evolution de la réponse acoustique avec la vitesse d'écoulement

La figure 4.19 présente l'évolution de la densité spectrale de pression acoustique avec la vitesse d'écoulement. Nous considérons ici la densité spectrale mesurée à 50 mm au droit du point 3-4 puis traitée par COP. A noter que nous avons décalé les courbes de 10 dB l'une par rapport à l'autre et que nous n'avons pas représenté la partie basses fréquences pour une meilleure visualisation. Bien que ces courbes soient relativement chahutées, nous observons un comportement général assez similaire, l'augmentation de vitesse ne se traduisant que par une augmentation de niveau. Nous pouvons alors conclure, de la même manière que pour l'évolution de la réponse vibratoire, à la non-existence de phénomènes de coïncidence. Par ailleurs, nous pouvons remarquer que les fonds de spectre à 120 m/s sont moins perturbés qu'à 60 m/s ce qui s'explique car le traitement par COP est amélioré grâce à un meilleur rapport signal à bruit.

La figure 4.20 présente l'évolution de la valeur rms de la pression acoustique en fonction de la vitesse d'écoulement. La valeur rms est obtenue par intégration des densités spectrales de la figure 4.19 sur la plage [500, 1600 Hz] de manière à ne rendre compte que de l'évolution du rayonnement de la coque. Cette évolution est moins linéaire que celle observée pour la réponse vibratoire (figure 4.10) mais cela peut s'expliquer par les difficultés de mesure acoustique. En particulier, la valeur obtenue pour 60 m/s, où le rapport signal à bruit est minimum, s'écarte de l'évolution linéaire des trois autres points. Nous avons également tracé sur cette figure la loi en $U_o^{3,2}$ constatée pour la réponse vibratoire qui se compare favorablement à l'évolution de $(\overline{p_a^2})^{1/2}$.

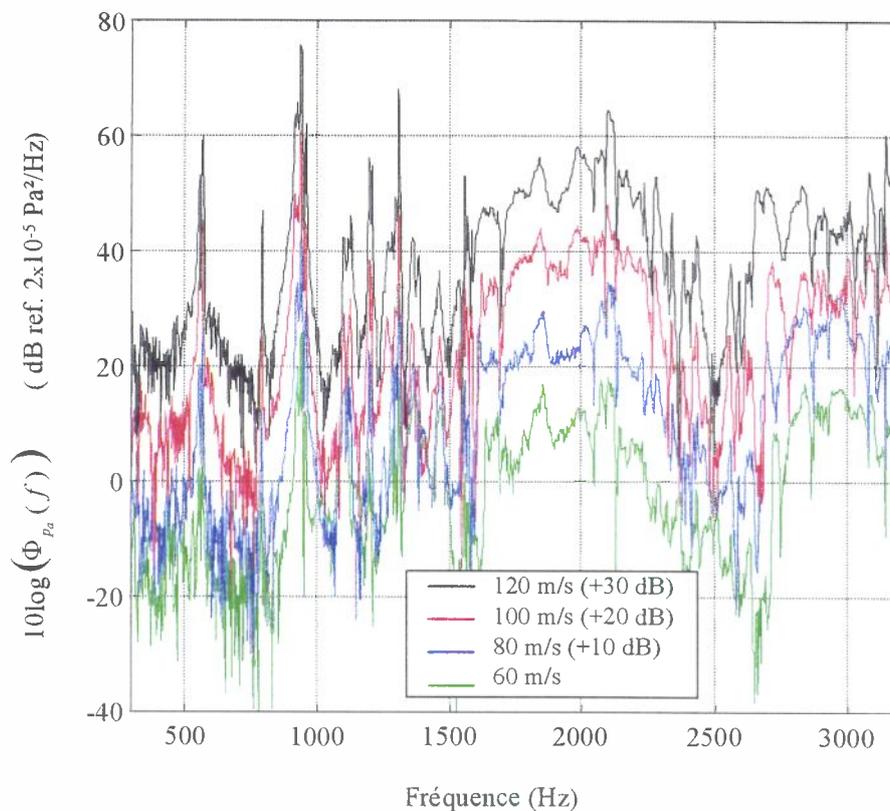


Figure 4.19: Densité spectrale de pression acoustique (après COP) à 50 mm au droit du point 3-4 pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.

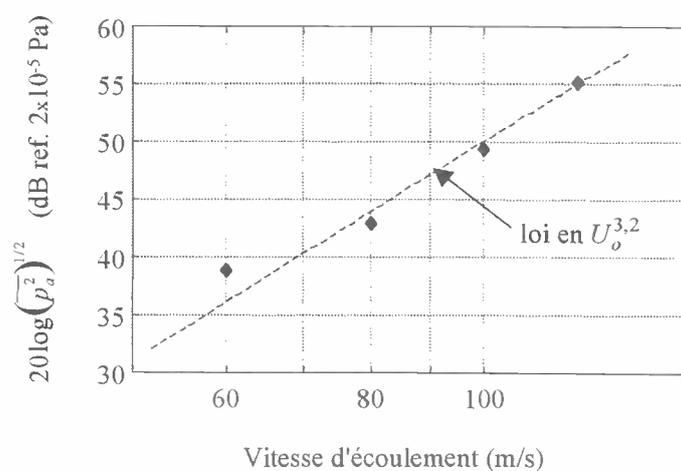


Figure 4.20: Valeur rms de la pression acoustique à 50 mm au droit du point 3-4 pour $U_o=60, 80, 100$ et 120 m/s.

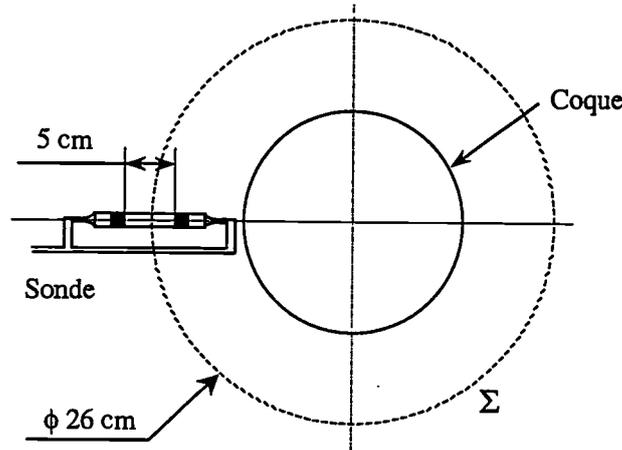


Figure 4.21: Schéma de la mesure intensimétrique.

4.4 Puissance acoustique et facteur de rayonnement

La puissance acoustique de la coque a été calculée grâce aux mesures d'intensité acoustique (cf. § 1.3.4). Nous ne nous attarderons pas ici sur les détails de l'intensimétrie et nous préférons renvoyer le lecteur au chapitre très complet qui lui est consacré par LESUEUR (1988). La puissance acoustique Π_{ac} est obtenue en intégrant la composante normale de l'intensité active I_n sur une surface de contrôle Σ enveloppant la coque. En pratique, la nécessité de remplacer l'intégrale par sa forme discrète donne:

$$\Pi_{ac}(\Sigma, N) = \frac{\Sigma}{N} \sum_{i=1}^N (I_n)_i \quad (4.22)$$

où N est le nombre de points de mesure sur la surface Σ . Cette expression n'est valable que dans le cas d'une répartition régulière des points sur la surface (surfaces élémentaires égales). Nous avons choisi comme surface de contrôle le cylindre coaxial à la coque et de rayon 13 cm (figure 4.21). La sonde intensimétrique utilise une disposition des microphones en vis à vis dont l'écartement est assuré par une pige de 5 cm. L'approximation par différence finie du gradient de pression entre les deux microphones est limitée en fréquence, cette limite est donnée par $1,9c_o/(2\pi\Delta r)$ (LESUEUR 1988). Elle ne dépend que de l'écartement Δr et se situe dans notre cas aux environs de 2 kHz. La sonde est déplacée en 80 points de la surface de contrôle qui correspondent aux intersections des 20 génératrices et des circonférences 2, 4, 6 et 8 du maillage défini en annexe D.1.

La figure 4.22 présente la densité spectrale de puissance acoustique obtenue pour $U_o=100$ m/s. Son comportement est comparable à celui de la densité spectrale de pression acoustique avec notamment l'émergence des pics associés aux fréquences de résonance de la coque dans la gamme [500, 1600 Hz]. Il faut aussi noter les pics à 2,1 kHz et 2,3 kHz qui confirment l'efficacité acoustique des modes (1,1) et (2,2).

A partir de la puissance acoustique, il est intéressant de calculer le facteur de rayonnement:

$$\sigma(f) = \frac{\Pi_{ac}(f)}{\rho c_o S [\overline{w^2}(f)]_{av}} \quad (4.23)$$

Le problème réside ici dans l'estimation de la valeur quadratique de la réponse en vitesse moyennée sur la surface de la coque $[\overline{w^2}(f)]_{av}$. D'un point de vue purement expérimental,

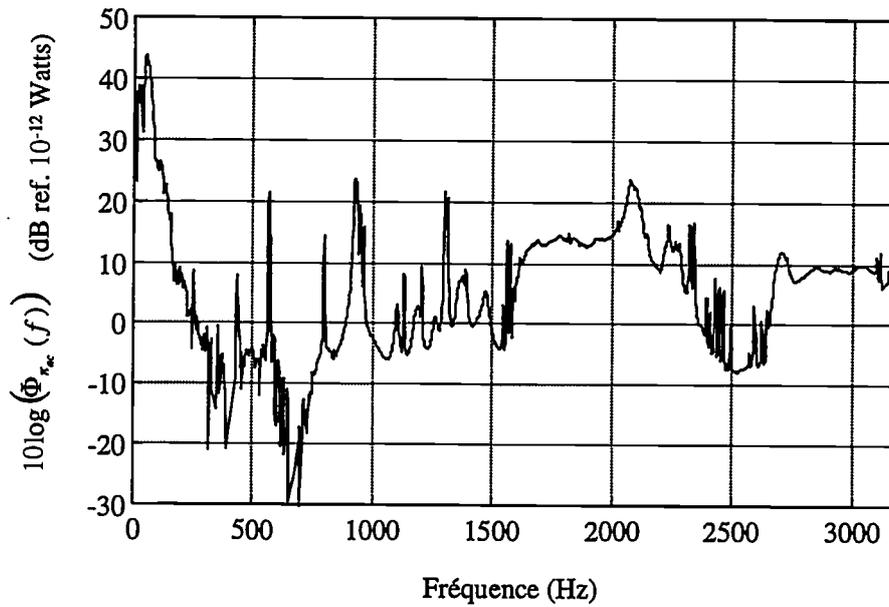


Figure 4.22: Densité spectrale de puissance acoustique pour $U_o=100$ m/s.

Modes (m,n)	Bande de fréquence	Π_{ac} (Watts)	$[\overline{\dot{w}^2}]_{av}$ (m/s) ²	σ
(1,3)	562-568	$4,5 \times 10^{-10}$	$6,3 \times 10^{-10}$	9×10^{-3}
(1,4)	567-573	$2,07 \times 10^{-10}$	$5,3 \times 10^{-11}$	5×10^{-2}
(1,5)	790-800	$1,06 \times 10^{-10}$	$1,1 \times 10^{-10}$	1×10^{-2}
(1,2)	913-923	$1,13 \times 10^{-9}$	$6,4 \times 10^{-10}$	2×10^{-2}
(2,4)	941-951	$5,3 \times 10^{-10}$	$7,8 \times 10^{-10}$	8×10^{-3}
(2,5)	955-965	$1,56 \times 10^{-10}$	$1,9 \times 10^{-10}$	1×10^{-2}
(1,6)	1125-1135	$3,06 \times 10^{-11}$	$2,8 \times 10^{-9}$	1×10^{-4}
(2,6)	1200-1210	$3,8 \times 10^{-11}$	$6,4 \times 10^{-9}$	7×10^{-5}
(3,6)	1381-1391	$5,8 \times 10^{-11}$	7×10^{-9}	2×10^{-3}
(1,7)	1540-1550	$1,01 \times 10^{-11}$	$2,1 \times 10^{-11}$	6×10^{-3}
(3,4)	1557-1567	$9,07 \times 10^{-11}$	$3,2 \times 10^{-11}$	3×10^{-2}
(2,7)	1583-1593	$2,8 \times 10^{-11}$	$4,4 \times 10^{-11}$	8×10^{-3}

Tableau 4.1: Facteur de rayonnement par bande de fréquence autour des fréquences de résonance.

nous ne possédons pas cette quantité. Il aurait en effet fallu établir les cartographies de réponse en vitesse sur toute la surface de la coque ce qui aurait nécessité le déplacement du vibromètre laser selon une circonférence. Néanmoins, nous avons estimé cette valeur à partir de la densité spectrale de réponse en vitesse mesurée en un point et de l'expression théorique des déformées modales. Pour simplifier les calculs, nous avons considéré les déformées modales pour une coque avec des conditions limites d'appui simple $\Psi_{(m,n)}(\vec{q}(z, \varphi)) = \sin(m\pi z/L_c) \cos(n\varphi)$. Pour les fréquences propres, nous disposons ainsi du niveau de réponse en un point et de la répartition spatiale de cette réponse. Un calcul d'intégrale, dont nous n'exposons pas ici les détails, nous permet alors de calculer $[\overline{w^2}(f_I, \Delta f)]_{av}$ où Δf est la bande d'intégration autour de la fréquence de résonance f_I . Par ailleurs, en calculant $\Pi_{ac}(f_I, \Delta f)$ nous obtenons ainsi $\sigma(f_I, \Delta f)$. Le tableau 4.1 présente les résultats. Comme nous pouvions l'attendre, le facteur de rayonnement est faible et prend des valeurs de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} . Ces valeurs de σ correspondent à celles prédites par le modèle de SZECHENYI (1971) (expression 4.19) et sont également comparables à celles obtenues expérimentalement par MANNING & MAIDANIK (1964) ou RENNISON (1976). Elles sont représentatives du faible rayonnement acoustique de la coque pour la gamme de fréquence étudiée caractérisée par: $f \ll f_a$ et $f \ll f_c$.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la réponse vibroacoustique de la coque sollicitée par l'écoulement.

Dans un premier temps, nous avons décrit la structure modale de la coque à travers le diagramme (k_{mn}, f_{mn}) . Nous avons alors observé l'influence de la courbure de la coque qui se traduit par l'existence de plusieurs courbes de dispersion associées à chaque ordre longitudinal m , comportement qui diffère nettement de celui des plaques. Dans ce même diagramme, nous avons également fait apparaître les fréquences caractéristiques f_a , f_c et f_h qui régissent les zones de fortes réponses de la coque. Pour la coque considérée et la gamme de fréquence étudiée, il est alors possible de prévoir un rayonnement acoustique faible.

Dans un deuxième temps, nous avons présenté les résultats expérimentaux concernant la réponse vibratoire. Cette réponse se caractérise par un comportement modal avec la présence de pics bien séparés correspondant aux fréquences de résonance. Les cartographies de réponse réalisées avec le vibromètre laser nous ont permis d'identifier les modes sous écoulement et en particulier d'observer le calage circonférentiel des déformées modales sur le cordon de soudure. L'évolution de la réponse avec la vitesse d'écoulement se traduit par un glissement des fréquences de résonance (effet thermique + effet de membrane) et par une loi $(\overline{w^2})^{1/2} \simeq U_o^{3,2}$.

Dans un troisième temps, l'étude de la réponse acoustique a mis en évidence les faibles niveaux de pression acoustique rayonnée. Les mesures sont ainsi contaminées par différentes sources parasites. Néanmoins, la réponse acoustique traitée par une technique de COP rend compte du comportement modal de la réponse dans la gamme [500, 1600 Hz]. Les mesures de directivité ont fait apparaître un phénomène de dédoublement entre les modes *symétrique* et *anti-symétrique*. L'évolution de la pression acoustique avec la distance radiale montre la limite entre les champs proche et lointain. L'augmentation de la réponse acoustique avec la vitesse

d'écoulement se fait selon une loi du type $(\overline{p_a^2})^{1/2} \simeq U_o^{3.2}$.

Finalement, le calcul de la puissance acoustique à partir des mesures intensimétriques permet d'estimer le coefficient de rayonnement de la coque aux voisinages des fréquences de résonance: $\sigma \simeq 10^{-2}$ à 10^{-3} .

La dernière conclusion de cette section est que nous disposons maintenant d'une base de données de référence qui regroupe la réponse vibroacoustique de la coque mesurée en différents points et pour quatre vitesses d'écoulement: 60, 80, 100 et 120 m/s. Ces réponses sont particulièrement exploitables dans la gamme [500, 1600 Hz] où elles présentent un comportement modal propre. Elles sont directement utilisables pour caler des codes de prédiction numérique. L'ensemble des acquisitions disponibles est synthétisé dans l'annexe D.

Conclusion

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à la réponse vibroacoustique d'une coque cylindrique sollicitée par un écoulement interne turbulent pleinement développé.

Cette étude a nécessité la conception d'un moyen d'essai capable de reproduire expérimentalement cette configuration. Du côté *excitation*, le caractère pleinement développé de l'écoulement assure les conditions d'homogénéité et de stationarité pour le champ de pression pariétale et s'obtient en plaçant la zone de mesure environ 40 diamètres en aval du convergent. Du côté *réponse*, le souci principal est de découpler la réponse de la coque de celle de l'ensemble de la conduite. Le dispositif d'isolation que nous avons mis en place a ainsi permis d'obtenir une réponse vibroacoustique *propre* de la coque jusqu'à 1600 Hz.

La caractérisation du champ de pression pariétale agissant sur la coque est passée par la mise au point de techniques de décontamination. L'exploitation des résultats décontaminés nous a permis de proposer un modèle pour la densité interspectrale du champ exciteur. En collaboration avec le LMA, ce modèle a été implanté dans un code de calcul qui fournit de bonnes prédictions de la réponse de la coque notamment sur le plan vibratoire.

L'étude du comportement fréquentiel et spatial de la réponse vibroacoustique vient compléter notre travail en précisant les divers mécanismes mis en jeu dans la réponse de la coque. Finalement, l'ensemble des mesures constitue une base de données expérimentales aussi complète que possible puisqu'elle regroupe l'excitation, la réponse vibratoire et le rayonnement acoustique.

Quelques points nous paraissent susceptibles de recevoir un approfondissement.

Au niveau de l'excitation, il serait intéressant d'exploiter les différentes mesures de pression pariétale pour les représenter dans l'espace des nombres d'onde (\vec{k}, f) . Cela pourrait ainsi permettre de développer d'autres modèles d'excitation (CHASE, FLOWCS WILLIAMS) et de les intégrer dans d'autres codes de prédiction. En effet, bien que le modèle, développé ici dans l'espace physique, couplé avec le code de calcul du LMA fournisse une très bonne estimation de la réponse de la coque, la question du choix du meilleur modèle pour décrire l'excitation pariétale reste toujours d'actualité (GRAHAM 1997). Par ailleurs, du point de vue de la modélisation de l'excitation, nous avons noté la nette influence de la vitesse de convection sur la réponse vibratoire de la coque. Nous avons également noté que cette vitesse dépendait largement de la séparation longitudinale ξ mais qu'à ce jour aucun modèle ne prenait en compte cette dépendance. Ce point mériterait donc une attention plus poussée.

Par ailleurs, une originalité de notre travail réside dans la mise au point des techniques de décontamination notamment pour ce qui est de la densité interspectrale. En effet, la littérature

n'en fait aucune mention et il est ainsi difficile d'apprécier la validité de nos résultats même si ceux-ci paraissent raisonnables. Une étude sur la gestion des erreurs commises lors de la manipulation des signaux temporels (soustraction,...) pourrait néanmoins avantageusement compléter notre étude.

Enfin, maintenant que les études du cas de la plaque et de la coque ont livré leurs principaux enseignements, le passage à des configurations plus appliquées pourrait être envisagé: vitesse d'écoulement supersonique pour les applications aéronautiques, réponse à l'intérieur d'un habitacle soumis à un écoulement externe.

Annexe A

La mesure de pression pariétale

Nous consacrons ici une place importante à la mesure de pression pariétale qui est souvent sujet à polémique. Cette mesure est primordiale dans les phénomènes d'interaction fluide-structure car elle caractérise la source d'excitation. Cette annexe dresse ainsi un bilan assez détaillé de ce qui a été fait sur le sujet depuis les années 60.

Plusieurs techniques de mesure de pression pariétale existent et ont fait l'objet de nombreux articles par le passé. Elles diffèrent principalement par la technologie du capteur (capacitif ou piézo-électrique) et par son montage (affleurant ou sous "*pinhole*", dont nous conserverons la dénomination anglaise). Dans une première partie, nous nous attacherons à faire ressortir les caractéristiques de chacune des techniques et nous justifierons l'emploi d'un microphone capacitif monté affleurant. Nous étudierons ensuite le phénomène de l'intégration spatiale du champ de pression pariétale sur la surface sensible du microphone. Enfin, nous nous intéresserons aux problèmes inhérents au montage affleurant tel que le désaffleurement et l'effet de sillage.

A.1 Choix du montage

Le choix de la technique de mesure des caractéristiques du champ de pression pariétale est dicté par quatre critères principaux: la technologie du capteur, le montage, la taille et le prix.

Les capteurs se classent principalement en deux catégories: capacitif ou piézo-électrique. Dans le cas des capteurs capacitifs, la conversion de la pression en signal électrique est obtenue en exploitant la variation de capacité d'un condensateur plan dont l'une des armatures est un fin diaphragme circulaire tendu qui constitue la surface sensible du capteur se déformant au contact du fluide en écoulement et dont l'autre armature est fixe. A titre indicatif, l'épaisseur du diaphragme d'un microphone *B&K 1/4"* est de $5\ \mu\text{m}$. Dans le cas des capteurs piézo-électriques, la conversion de la pression en signal électrique se fait en exploitant la propriété principale des matériaux piézo-électriques qui est de développer des charges électriques sur ses faces opposées sous l'action des contraintes mécaniques exercées par le fluide sur une des faces. L'avantage de ces capteurs est que la pastille piézo-électrique en contact avec le fluide peut être de dimension relativement réduite (0,75 mm de diamètre dans l'étude de BULL & LANGEHEINEKEN (1981)) et permet ainsi de diminuer le phénomène d'intégration spatiale (cf. § A.2). D'un autre côté, diminuer la taille de la face sensible revient à diminuer la sensibilité du capteur et cela peut être néfaste pour la mesure du champ de pression pariétale en conduite car l'intensité de ce champ

est relativement faible. Les capteurs capacitifs, quant à eux, sont de dimensions fixes (1", 1/2", 1/4" et 1/8" pour les microphones *B&K*) mais présentent de grandes sensibilités. Hormis ces caractéristiques intrinsèques, les deux types de capteur sont équivalents en ce qui concerne la mesure de pression pariétale comme l'a montré l'étude très détaillée de BULL & LANGEHEINEKEN (1981). Le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de Lyon disposant d'un nombre appréciable de microphones capacitifs *B&K*, nous avons opté pour l'utilisation de ce type de capteur.

En ce qui concerne le montage, deux solutions s'offrent à nous. En premier, le montage *affleurant* consiste à utiliser le microphone sans sa grille de protection de telle manière que son diaphragme soit dans la continuité de la surface sur laquelle nous désirons mesurer le champ de pression pariétale. En second, le montage sous *pinhole* place le microphone, toujours utilisé sans sa grille, dans une cavité reliée au champ de pression pariétale par un orifice de faible diamètre. L'avantage du montage *affleurant* est que le diaphragme est en contact direct avec le champ de pression à mesurer. Les seules erreurs éventuelles introduites par ce montage sont donc dues au phénomène d'intégration spatiale et au mauvais alignement possible entre le diaphragme et la surface. De son côté, le montage sous *pinhole* permet grâce à l'orifice de faible diamètre d'augmenter le pouvoir de résolution spatiale du capteur en hautes fréquences mais, consécutivement, cet orifice crée une discontinuité de la surface susceptible de perturber les mesures. Ce point a notamment été soulevé dans l'article de BULL & THOMAS (1976) dans lequel ont été comparées les densités spectrales d'un champ de pression pariétale mesurées par divers montage: (i) un microphone monté sous *pinhole*, (ii) un capteur piézo-électrique monté sous *pinhole*, (iii) un capteur piézo-électrique monté directement sous *pinhole* sans cavité, (iv) un capteur piézo-électrique monté directement sous *pinhole* sans cavité avec de la graisse pour assurer la continuité de la surface et enfin (v) un capteur piézo-électrique monté *affleurant*. Cette étude montre que les valeurs de $\Phi_p(f)$ mesurées dans les configurations sans discontinuité de surface, (iv) et (v), sont identiques. De même, les valeurs de $\Phi_p(f)$ mesurées avec le montage sous *pinhole*, (i), (ii) et (iii), sont totalement comparables entre elles mais présentent un niveau nettement plus élevé que dans les configurations sans discontinuité de surface. Cette augmentation de niveau est surtout sensible dans la gamme $\omega\nu/u_\tau^2 > 0,1$ et peut atteindre un facteur quatre. Comme les données se regroupent de manière satisfaisante avec les variables internes de l'écoulement (u_τ, ν, τ_ω), BULL & THOMAS (1976) en ont conclu que l'orifice générerait des perturbations très localisées introduisant des erreurs dans la mesure de $\Phi_p(f)$ pour $\omega\nu/u_\tau^2 > 0,1$. Cependant, cette conclusion a été mise en doute par FARABEE & CASARELLA (1991) qui s'interrogent sur l'influence de l'introduction de la graisse pour obtenir une continuité de surface, bien que celle-ci soit prise en compte lors de l'étalonnage. Ils font de plus remarquer que le niveau des densités spectrales mesurées par les montages sous *pinhole* dans l'étude de BULL & THOMAS (1976) se compare favorablement à celui obtenu par SCHEWE (1983) en utilisant un capteur de très faible diamètre ($d = 1$ mm). FARABEE & CASARELLA (1991) mettent alors en évidence la difficulté à comparer les résultats obtenus avec différents capteurs et différents montages. Ainsi, pour comparer deux résultats obtenus avec deux valeurs identiques du paramètre $d^+ = du_\tau/\nu$ mais pour des capteurs de diamètres différents, il faut nécessairement jouer sur le Reynolds \mathcal{R}_o ce qui modifie les caractéristiques générales du champ de pression pariétale. Il devient alors délicat

d'interpréter les différences observées dans les résultats. Comme le souligne le récent article de BULL (1996) qui dresse le bilan de quarante années de recherche sur le champ de pression pariétale induit par une couche limite turbulente, la question concernant l'influence de l'orifice dans le montage sous *pinhole* reste ouverte. Par ailleurs, il faut noter les difficultés d'étalonnage du montage sous *pinhole* ainsi que la limitation fréquentielle introduite par l'ensemble orifice-cavité qui se comporte comme un résonateur d'Helmoltz. Dans nos travaux et pour plus de sécurité, nous avons donc adopté la solution du montage affleurant.

D'un point de vue purement scientifique, le choix de la taille du capteur est un compromis entre la sensibilité et le pouvoir de résolution spatiale en hautes fréquences, la diminution de la face sensible pour limiter le phénomène d'intégration spatiale entraînant inévitablement une baisse de la sensibilité. SCHEWE (1983) a défini par $d^+ \simeq 20$ le critère qui permet à un capteur de rendre compte de l'essentiel des caractéristiques d'un champ de pression pariétale se développant sous une couche limite turbulente. Etant donné la gamme de vitesse d'écoulement considérée dans notre étude, ce critère conduit à des capteurs de diamètres physiquement irréalisables (*i.e.* $d=0,1$ mm à 60 m/s). De toute façon, notre choix s'étant porté sur les microphones capacitifs *B&K*, la taille est à choisir parmi celles commercialisées (1", 1/2", 1/4" et 1/8"). Le critère de résolution spatiale nous ferait plutôt opter pour le *B&K* 1/8" mais il faut également prendre en compte l'aspect budgétaire car, évidemment, quand la taille diminue le prix augmente... Il faut ainsi compter aux alentours de 8000^F pour une capsule de microphone *B&K* 1/8" et 5000^F pour une capsule de microphone *B&K* 1/4". Etant donné qu'une dizaine de microphones est nécessaire pour décrire correctement la structure spatiale du champ de pression pariétale et que le laboratoire dispose d'une quinzaine de *B&K* 1/4", notre choix s'est porté sur de type de capteur.

En conclusion, l'utilisation de microphones *B&K* 1/4" montés affleurant nous est apparue comme étant le meilleur compromis scientifique et économique pour mesurer les caractéristiques du champ de pression pariétale se développant sur la paroi interne de la conduite, il s'en suit que les effets de résolution spatiale sont non négligeables en hautes fréquences.

A.2 Intégration spatiale

Dans le montage affleurant, le signal fourni par le microphone résulte d'une moyenne des fluctuations de pression qui s'exercent sur la face sensible (figure A.1). Cette face sensible, aussi petite soit-elle, ne permet pas de faire des mesures parfaitement ponctuelles et la contribution de certaines composantes du champ de pression est donc filtrée. Ainsi, les composantes dont la dimension est inférieure au diamètre de la face sensible risquent d'être éliminées de la réponse du microphone. En particulier, cela se traduit sur la densité spectrale mesurée, $\Phi_p^m(f)$, par une atténuation exagérée du niveau en hautes fréquences (petites structures) par rapport à la densité spectrale vraie, $\Phi_p(f)$. L'objet de ce paragraphe est de présenter la théorie initiée par CORCOS (1963) pour corriger $\Phi_p^m(f)$ ainsi que les limitations et les extensions parues dans la littérature par la suite. Il faut noter ici que cette correction n'est pas primordiale dans l'optique d'une étude de type *aérovibroacoustique* puisque cette étude sera limitée à la plage basses fréquences ([0, 3000 Hz]) où se situent les modes prépondérant de la coque. Néanmoins, elle nous est

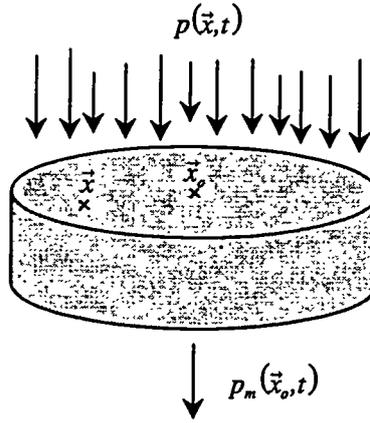


Figure A.1: Phénomène d'intégration spatiale.

apparue nécessaire dans le cadre de la constitution rigoureuse d'une base de données susceptible d'être utilisée pour d'autres structures et pour d'autres travaux (comparaison avec des simulations numériques de densité spectrale de champ de pression, par exemple).

A.2.1 Théorie de CORCOS

La pression mesurée $p_m(\vec{x}_o, t)$ par un microphone placé en \vec{x}_o et soumis à un champ de pression $p(\vec{x}, t)$ s'exprime par:

$$p_m(\vec{x}_o, t) = \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(\vec{x}, \theta) K(\vec{x}_o, t, \vec{x}, \theta) dA(\vec{x}) d\theta \quad (\text{A.1})$$

où $K(\vec{x}_o, t, \vec{x}, \theta)$ est la fonction qui décrit la sensibilité du microphone. En toute rigueur, K dépend des variables d'espace si la sensibilité n'est pas uniforme sur toute la face sensible et du temps si la réponse n'est pas instantanée. Elle représente à l'instant t la contribution au signal de sortie d'une unité de pression appliquée en \vec{x} à l'instant θ . Sous les conditions d'homogénéité et de stationnarité, nous avons:

$$K(\vec{x}_o, t, \vec{x}, \theta) = K(\vec{x} - \vec{x}_o, \theta - t) \quad (\text{A.2})$$

Si nous faisons de plus l'hypothèse d'une réponse temporelle instantanée, ce qui est relativement réaliste pour des capteurs de petite taille, il reste:

$$K(\vec{x}_o, t, \vec{x}, \theta) = K(\vec{x} - \vec{x}_o) \quad (\text{A.3})$$

Cette hypothèse est confortée par les travaux de STRAWDERMAN (1969) qui a montré que si les sensibilités spatiale et temporelle sont indépendantes, *i.e.* $K(\vec{x} - \vec{x}_o, \theta - t) = X(\vec{x} - \vec{x}_o)T(\theta - t)$, alors la fonction $T(\theta - t)$ n'intervient pas dans le calcul du facteur de correction entre les densités spectrales mesurée et vraie, $\Phi_p^m(f)/\Phi_p(f)$. Nous obtenons alors:

$$p_m(\vec{x}_o, t) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\vec{x}, t) K(\vec{x} - \vec{x}_o) dA(\vec{x}) \quad (\text{A.4})$$

La fonction de corrélation spatio-temporelle du champ de pression pariétale se calcule alors par:

$$R_m(\vec{r}, \tau) = \langle p_m(\vec{x}_o, t) p_m(\vec{x}_o + \vec{r}, t + \tau) \rangle \quad (\text{A.5})$$

où $\langle \rangle$ dénote une moyenne d'ensemble. Si nous effectuons le changement de variable $\vec{x}' = \vec{x} - \vec{x}_o$ dans l'équation A.4, nous avons:

$$p_m(\vec{x}_o, t) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\vec{x}' + \vec{x}_o, t) K(\vec{x}') dA(\vec{x}') \quad (\text{A.6})$$

En reportant A.6 dans A.5, il vient:

$$R_m(\vec{r}, \tau) = \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} p(\vec{x}' + \vec{x}_o, t) K(\vec{x}') dA(\vec{x}') \int_{-\infty}^{\infty} p(\vec{x}'' + \vec{x}_o + \vec{r}, t + \tau) K(\vec{x}'') dA(\vec{x}'') \right\rangle \quad (\text{A.7})$$

Par permutation de l'intégration et de la moyenne d'ensemble, nous obtenons:

$$R_m(\vec{r}, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\langle p(\vec{x}' + \vec{x}_o, t) p(\vec{x}'' + \vec{x}_o + \vec{r}, t + \tau) \rangle}_{R(\vec{x}'' - \vec{x}' + \vec{r}, \tau)} K(\vec{x}') K(\vec{x}'') dA(\vec{x}') dA(\vec{x}'') \quad (\text{A.8})$$

La densité spectrale mesurée du champ de pression pariétale s'obtient par transformée de Fourier de $R_m(0, \tau)$:

$$\begin{aligned} \Phi_p^m(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} R_m(0, \tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\left[\int_{-\infty}^{\infty} R(\vec{x}'' - \vec{x}', \tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \right]}_{\Phi_p(\vec{x}'' - \vec{x}', f)} K(\vec{x}') K(\vec{x}'') dA(\vec{x}') dA(\vec{x}'') \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Nous posons: $\vec{q} = \vec{x}'' - \vec{x}'$. Soit:

$$\Phi_p^m(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_p(\vec{q}, f) K(\vec{x}') K(\vec{x}' + \vec{q}) dA(\vec{x}') dA(\vec{q}) \quad (\text{A.10})$$

Avec le formalisme de CORCOS (1963), nous obtenons:

$$\Phi_p^m(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_p(\vec{q}, f) \Theta(\vec{q}) dA(\vec{q}) \quad (\text{A.11})$$

avec:

$$\Theta(\vec{q}) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\vec{x}') K(\vec{x}' + \vec{q}) dA(\vec{x}') \quad (\text{A.12})$$

$\Theta(\vec{q})$ est la fonction de transfert du capteur. Cette fonction a été calculée par CORCOS pour des capteurs rectangulaire et circulaire sous l'hypothèse d'une répartition spatiale uniforme de la sensibilité. Dans l'équation A.11, il reste encore une inconnue de taille qui est la densité interspectrale vraie du champ de pression pariétale, $\Phi_p(\vec{q}, f)$. Nous nous retrouvons donc, selon

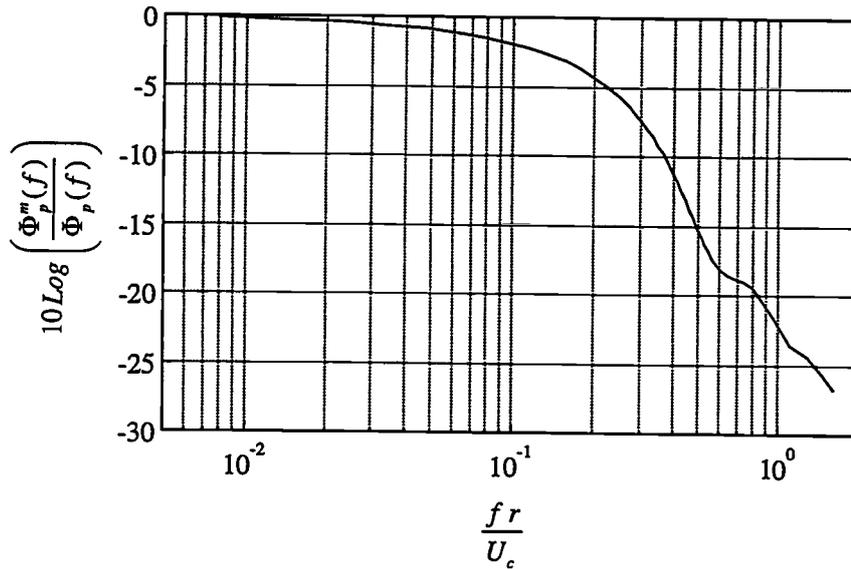


Figure A.2: Correction de CORCOS pour un capteur circulaire.

les termes de WHITE (1967), devant une "very unpleasant situation" puisqu'en effet pour exprimer la densité spectrale mesurée nous avons besoin de la densité interspectrale vraie... Cette donnée est inaccessible numériquement aussi bien qu'analytiquement et donc la seule façon de l'approcher est la mesure. Nous en revenons donc au point de départ puisque les mesures qui permettent de déterminer $\Phi_p(\vec{q}, f)$ ne peuvent être corrigées en fonction de la résolution spatiale du microphone.

Néanmoins, CORCOS s'appuie sur les résultats expérimentaux de WILLMARTH & WOOLDRIDGE (1962) pour proposer une expression analytique de $\Phi_p(\vec{q}, f)$:

$$\Phi_p(\xi, \eta, f) = \Phi_p(f) A\left(\frac{\omega\xi}{U_c}\right) B\left(\frac{\omega\eta}{U_c}\right) e^{-i\frac{2\pi f\xi}{U_c}} \quad \text{avec } \vec{q} = (\xi, \eta) \quad (\text{A.13})$$

En intégrant l'expression A.13 dans l'équation A.11, nous obtenons le rapport entre la densité spectrale mesurée et la densité spectrale vraie:

$$\frac{\Phi_p^m(f)}{\Phi_p(f)} = \int_{-\infty}^{\infty} \Theta(\vec{q}) A\left(\frac{\omega\xi}{U_c}\right) B\left(\frac{\omega\eta}{U_c}\right) e^{-i\frac{2\pi f\xi}{U_c}} dA(\vec{q}) \quad (\text{A.14})$$

Cette intégrale a été calculée par CORCOS à partir des valeurs mesurées par WILLMARTH & WOOLDRIDGE (1962) des fonctions de corrélation longitudinale, $A(\omega\xi/U_c)$, et transversale, $B(\omega\eta/U_c)$ et d'une estimation du rapport U_c/U_o , ceci à la fois pour un capteur à face carrée et circulaire. L'article de CORCOS (1963) qui fait référence en matière de résolution spatiale des capteurs fournit alors l'évolution du facteur correctif $\Phi_p^m(f)/\Phi_p(f)$ en fonction de la variable sans dimension fr/U_c dans le cas d'une face circulaire (fig. A.2), r étant le rayon de la face sensible, ou fl/U_c dans le cas d'une face carrée, l étant le coté de la face sensible. Cette évolution présente une décroissance régulière jusqu'à $fr/U_c \simeq 0,6$ puis un peu plus perturbée au delà. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe A.2.3.

Cependant, l'application de cette correction est un peu ambiguë dans notre cas pour deux raisons principales. En premier, elle a été établie à partir de valeurs mesurées sur plaque plane

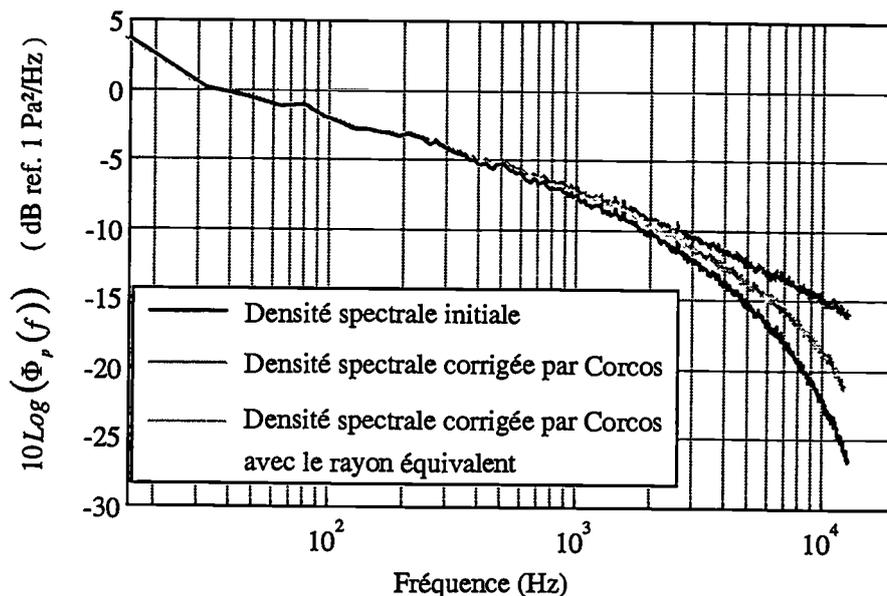


Figure A.3: Densités spectrales du champ de pression pariétale initiale, corrigée avec $r=2,1$ mm et corrigée avec $r = r_{eq}=1,3$ mm (microphone B&K 1/4", $U_o=100$ m/s) .

pour les fonctions A et B . *A priori*, ces fonctions sont différentes pour un écoulement en conduite circulaire et la correction ne se trouve donc pas être adaptée à notre configuration. Néanmoins, nous ferons l'hypothèse que, sur la face sensible du microphone, la structure spatiale du champ de pression pariétale définie par les fonctions A et B ne diffèrent pas considérablement avec la configuration. Sinon cela impliquerait que, pour chaque configuration différente, il faudrait mesurer A et B puis recalculer l'intégrale A.14 pour obtenir le facteur correctif adapté. En second, pour corriger $\Phi_p(f)$ à chaque fréquence nous devons calculer fr/U_c et donc connaître l'évolution de la vitesse de convection U_c qui dépend elle-même de la fréquence. Là encore, il faudrait déduire la vitesse de convection d'après des mesures (non corrigées) dans la configuration étudiée pour déterminer précisément la correction à appliquer. La littérature montre cependant que la vitesse de convection peut s'exprimer simplement et indépendamment de la fréquence par $U_c = kU_o$ où $k = 0,7$ est une valeur moyenne couramment admise. Cette simplification est d'autant plus acceptable qu'elle est bien vérifiée en hautes fréquences, c'est à dire justement dans la gamme où la correction en fonction de la résolution spatiale est significative.

Une dernière information nécessaire concerne la taille de la face sensible du capteur. Pour les microphones Brüel & Kjær, cette information n'apparaît pas clairement sur la documentation constructeur. Nous avons ainsi estimé le diamètre de la face sensible à $d=4,2$ mm pour un microphone 1/4", ce qui rejoint la valeur adoptée par GEIB (1969) et SCHEWE (1983).

A.2.2 Application de la théorie de CORCOS

Avec les choix qui viennent d'être exposés, nous avons appliqué la correction de CORCOS à la densité spectrale du champ de pression pariétale mesurée par un microphone B&K 1/4" pour une vitesse d'écoulement de 100 m/s. Le résultat est présenté sur la figure A.3. La correction se traduit par une remontée significative du niveau pour les fréquences supérieures à 1 kHz. Elle

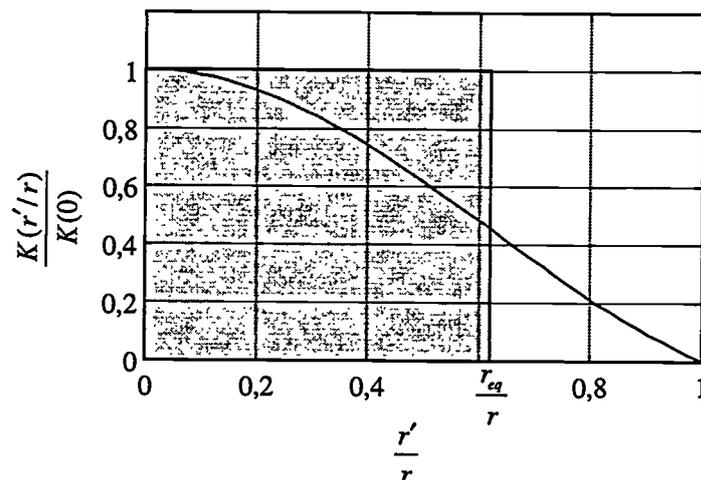


Figure A.4: Evolution radiale de la sensibilité d'un microphone B&K 1/4'' selon le modèle de BLAKE & CHASE.

représente la contribution des petites structures de l'écoulement associées aux hautes fréquences que la face sensible du microphone ne peut pas voir à cause de son manque de résolution spatiale. Il convient cependant de revenir sur les hypothèses utilisées dans la théorie CORCOS.

La première hypothèse forte est de considérer une répartition spatiale uniforme de la sensibilité pour calculer la fonction de transfert $\Theta(\bar{q})$ définie par l'équation A.12. Cette hypothèse est difficilement vérifiée dans le cas des microphones à condensateur, de type B&K ou autre. En effet, la membrane en contact avec le fluide qui constitue une des faces du condensateur est encadrée sur son périmètre. Il en résulte que cette membrane est moins sensible vers les régions proches de l'encastrement. Certains dispositifs (MANOHA 1993; GILCHRIST & STRAWDERMAN 1965) permettent d'explorer cette répartition spatiale en excitant ponctuellement la membrane. Une bonne symétrie de révolution ainsi qu'une nette perte de sensibilité en s'éloignant du centre de la membrane sont généralement constatées. En se basant sur les mesures de BRÜEL & RASMUSSEN (1959), BLAKE & CHASE (1971) ont proposé une expression analytique de la répartition de sensibilité le long d'un rayon:

$$\frac{K(r'/r)}{K(0)} = 0,298 \left[1 + 4,06 J_0 \left(2,96 \frac{r'}{r} \right) \right] \quad (\text{A.15})$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0. Deux options s'offrent alors à nous: soit le calcul de $\Theta(\bar{q})$ avec cette expression qui nécessite également de recalculer l'intégrale A.14, soit se ramener à l'hypothèse de sensibilité uniforme en définissant un rayon équivalent r_{eq} . En effet, nous pouvons considérer que le microphone réel (sensibilité non uniforme) de rayon r est équivalent à un microphone de sensibilité constante mais de rayon $r_{eq} < r$ (fig. A.4). Ce rayon équivalent est alors donné par:

$$\pi r_{eq}^2 = \int_0^{2\pi} \int_0^r \frac{K(r'/r)}{K(0)} r dr d\theta \quad (\text{A.16})$$

Ce calcul mené pour un microphone B&K 1/4'' fournit un rayon équivalent de 1,31 mm. A titre indicatif, GILCHRIST & STRAWDERMAN (1965) ont effectué un calcul similaire pour des hy-

drophones à partir de l'évolution spatiale de la sensibilité mesurée. Pour le premier hydrophone de rayon 3,5 mm, ils ont déterminé un rayon équivalent de 2,26 mm et pour le deuxième de rayon 1,3 mm un rayon équivalent de 0,86 mm. De manière général, nous voyons donc que le rayon équivalent est approximativement donné par $r_{eq} \simeq 0,62r$.

La densité spectrale du champ de pression pariétale corrigée par la théorie de CORCOS mais en utilisant cette fois-ci le rayon équivalent calculé précédemment est alors présentée sur la figure A.3. La correction est moins forte qu'avec $r=2,1$ mm. La densité spectrale corrigée avec r_{eq} rend néanmoins compte de la contribution des petites structures puisque son niveau en hautes fréquences est supérieure à celui de la densité spectrale initiale. Par la suite, nous adopterons $r = r_{eq}$.

La deuxième hypothèse que nous avons dû faire pour appliquer la correction de CORCOS est que, bien qu'elle était établie à partir de mesures sur plaque plane (WILLMARTH & WOOLDRIDGE 1962), nous pouvions l'étendre à la correction de mesures réalisées en conduite. Cette hypothèse est légitime si nous nous référons aux travaux de WHITE (1967) qui a calculé l'intégrale A.14 à partir d'une modélisation des fonctions A et B par des exponentielles décroissantes:

$$A\left(\frac{\omega\xi}{U_c}\right) = \exp\left(-\alpha_\xi \frac{\omega|\xi|}{U_c}\right) \quad (\text{A.17})$$

$$B\left(\frac{\omega\eta}{U_c}\right) = \exp\left(-\alpha_\eta \frac{\omega|\eta|}{U_c}\right) \quad (\text{A.18})$$

En adoptant cette modélisation, la caractérisation d'un champ de pression pariétale se développant sur une plaque plane ou sur la paroi interne d'une conduite se traduit par des variations de la taille de la tache de corrélation qui peuvent être reproduites ici en jouant sur les coefficients α_ξ et α_η . En faisant varier ces coefficients ($0,05 < \alpha_\xi < 0,2$ et $0,4 < \alpha_\eta < 0,7$), WHITE a ainsi pu calculer le facteur correctif $\Phi_p^m(f)/\Phi_p(f)$ correspondant à divers configurations. Nous avons alors constaté que la variation des coefficients α_ξ et α_η se traduisait par une variation dans la correction de la densité spectrale inférieure à 1 dB pour la gamme de fréquences et de vitesses considérée ici. Ceci légitime donc l'utilisation de la théorie de CORCOS sans modification particulière due à la configuration.

La troisième et dernière hypothèse adoptée pour appliquer la correction de CORCOS est la modélisation de la vitesse de convection par $U_c = kU_o$ où $k = 0,7$. D'autres modèles plus élaborés (CHEN & WAMBSGANSS 1970) existent et rendent compte en particulier d'une dépendance fréquentielle de U_c . En première approximation, le modèle simplifié est toutefois acceptable, notamment en hautes fréquences, et la seule incertitude concerne la valeur de la constante k . La littérature fait état d'une certaine dispersion qui se limite cependant à $0,6 < k < 0,8$. Nous avons ainsi constaté que la densité spectrale corrigée en adoptant $k = 0,8$ présentait un niveau légèrement inférieur ($\simeq 0,5$ dB à 10 kHz pour $U_o=100$ m/s) à celle corrigée avec $k = 0,7$ et que celle corrigée avec $k = 0,6$ présentait un niveau légèrement supérieur (< 1 dB à 10 kHz pour $U_o=100$ m/s). Nous conserverons donc par la suite la valeur $k = 0,7$ qui fournit un compromis satisfaisant.

A.2.3 Limitations de la théorie de CORCOS

La théorie de CORCOS a suscité par le passé de nombreux travaux qui ont apporté quelques limitations à son application. Les premiers à limiter la validité de la correction de CORCOS ont été WILLMARTH & ROOS (1965). Ils ont en effet montré que, pour les faibles séparations spatiales et les hautes fréquences, la modélisation de la densité interspectrale du champ de pression pariétale (équation A.13) avec les variables $\omega\xi/U_c$ et $\omega\eta/U_c$ n'est plus valide. Or, c'est justement dans ce domaine que CORCOS utilise le modèle de $\Phi_p(\xi, \eta, f)$ puisque le calcul de l'intégrale A.14 se fait sur la face sensible du capteur. WILLMARTH & ROOS ont ainsi estimé que la correction $\Phi_p^m(f)/\Phi_p(f)$ en fonction du seul paramètre fr/U_c n'était valable que pour $\omega\delta^*/U_o < 3$ et $|\bar{q}|/\delta^* > 0,7$. De plus, WILLMARTH & ROOS font référence à des travaux effectués par BULL qui montrent qu'il existe également une limite basses fréquences pour l'utilisation des variables $\omega\xi/U_c$ et $\omega\eta/U_c$ définie par $\omega\delta^*/U_o > 1$. Cette limitation est cependant moins contraignante puisqu'en basses fréquences la correction due au manque de résolution spatiale du capteur est négligeable. Dans notre cas, ces limitations définissent une plage fréquentielle de validité à 100 m/s: $2040 < f < 6110$ Hz.

Plus récemment, SCHEWE (1983) a mesuré le champ de pression pariétale induit par une couche limite turbulente sur une plaque plane à l'aide de cinq capteurs de différents diamètres ($19 < d^+ < 333$). Il a appliqué la correction de CORCOS aux cinq densités spectrales mesurées et a calculé la valeur rms, $(\bar{p}^2)^{1/2}$, de la fluctuation de pression par intégration de ces densités spectrales. Pour les quatre plus petits diamètres ($19 < d^+ < 168$), il a ainsi constaté que le rapport $(\bar{p}^2)^{1/2}/q_o$ approchait bien la valeur fournie par extrapolation pour le capteur idéal $d^+ = 0$ alors que ce rapport était nettement sous-estimé pour le capteur de plus grand diamètre. SCHEWE a ainsi conclu que la correction de CORCOS se révélait trop faible pour les grandes valeurs du paramètre fr/U_c et a donc limité la plage de validité de la correction à $fr/U_c \leq 0,6$. Cette limite correspond en effet au palier constaté dans l'évolution de la correction (fig. A.2). SCHEWE attribue cette limitation aux données expérimentales utilisées par CORCOS dans sa théorie. Cette limitation fréquentielle n'est cependant pas très sévère puisque, dans notre cas, elle se traduit par $f < 32$ kHz pour $U_o=100$ m/s.

A.2.4 Autre Méthode

GILCHRIST & STRAWDERMAN (1965) et GEIB (1969) ont proposé une méthode expérimentale pour déterminer le facteur correctif $\Phi_p^m(f)/\Phi_p(f)$ qui s'appuie sur la mesure de la densité spectrale de pression par deux capteurs de rayons différents, r_1 et r_2 . Les densités spectrales mesurées s'expriment par:

$$\Phi_p^{m1} \left(\frac{fr_1}{U_c} \right) = C_f \left(\frac{fr_1}{U_c} \right) \Phi_p(f) \quad (\text{A.19})$$

$$\Phi_p^{m2} \left(\frac{fr_2}{U_c} \right) = C_f \left(\frac{fr_2}{U_c} \right) \Phi_p(f) \quad (\text{A.20})$$

où C_f est le facteur correctif. L'expression sous forme logarithmique du rapport entre les

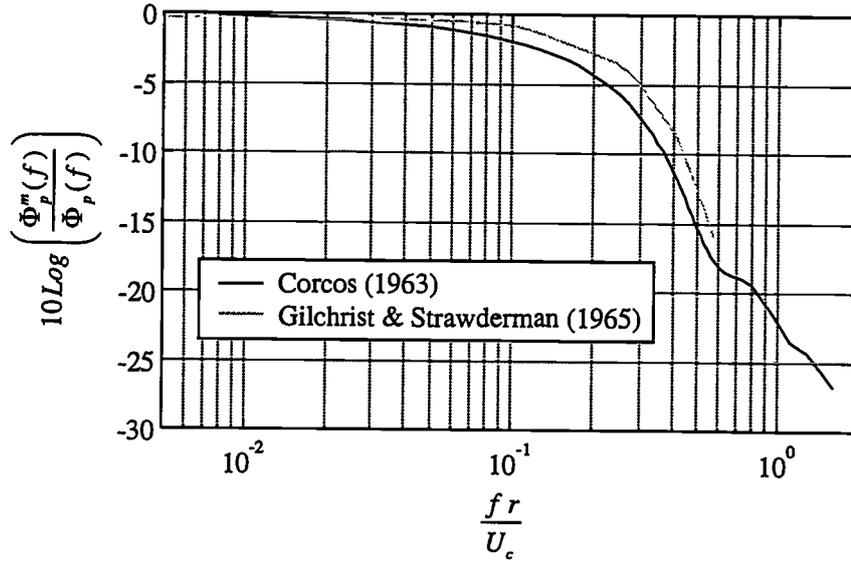


Figure A.5: Comparaison des corrections de CORCOS et de GILCHRIST & STRAWDERMAN.

équations A.19 et A.20 donne:

$$10 \log C_f \left(\frac{fr_2}{U_c} \right) = 10 \log C_f \left(\frac{fr_1}{U_c} \right) + 10 \log \frac{\Phi_p^{m2} \left(\frac{fr_2}{U_c} \right)}{\Phi_p^{m1} \left(\frac{fr_1}{U_c} \right)} \quad (\text{A.21})$$

L'évolution du facteur C_f est alors obtenue à partir d'une utilisation itérative de l'équation A.21. Le dernier terme de cette expression provient directement des mesures et il suffit de fixer une valeur initiale pour $C_f(fr/U_c)$. Cela est fait en considérant une correction négligeable pour les faibles valeurs du paramètre fr/U_c , GILCHRIST & STRAWDERMAN (1965) posent ainsi $C_f = 1$ pour $fr/U_c = 0,001$.

L'évolution de C_f calculée par GILCHRIST & STRAWDERMAN (1965) est comparable à celle proposée par CORCOS (1963) (figure A.5). L'écart observé entre les deux courbes peut s'expliquer par l'incertitude sur les mesures de densité spectrale ainsi que sur les rayons des capteurs. GEIB (1969) a ainsi montré les dispersions qui pouvaient apparaître dans la détermination de C_f en fonction des couples de capteurs considérés et des vitesses d'écoulement. Néanmoins, la conclusion de GILCHRIST & STRAWDERMAN (1965) est que cette méthode apporte une validation expérimentale à la théorie de CORCOS.

A.2.5 Conclusion

Au regard des développements précédents, nous adopterons par la suite la théorie de CORCOS (1963) pour corriger la densité spectrale de pression mesurée par les microphones Brüel & Kjør 1/4" en utilisant $r_{eq}=1,31$ mm et $U_c = 0,7U_o$. Les densités spectrales ainsi corrigées doivent cependant être appréciées en fonction des différentes hypothèses détaillées précédemment. Nous pouvons quand même accorder une certaine confiance aux résultats étant donné que nous utilisons la correction de CORCOS (1963) dans la gamme $fr_{eq}/U_c < 0,4$ (valeur limite pour $U_o=60$ m/s et $f=12,8$ kHz) qui est la zone d'application la moins critiquée par l'ensemble des

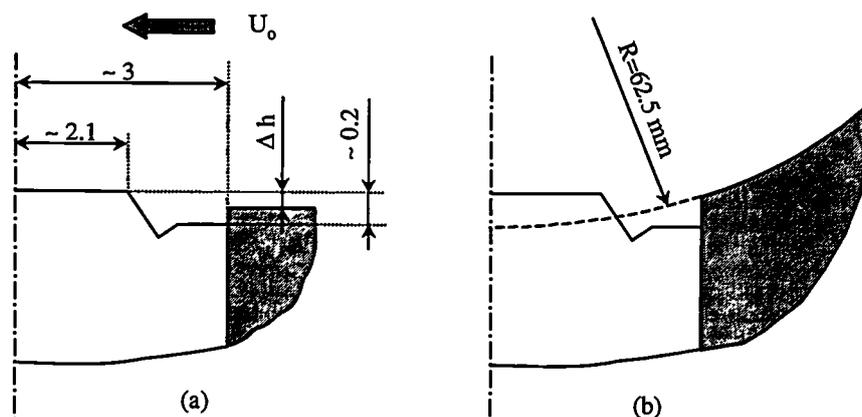


Figure A.6: Discontinuité de surface dans le montage affleurant. Coupe longitudinale (a), coupe transversale (b).

expérimentateurs. Dans cette gamme, la correction appliquée est au maximum de 10 dB et nous indiquerons par la suite, pour chaque densité spectrale corrigée, la limite fréquentielle au delà de laquelle une correction de plus de 1 dB ($f r_{eq}/U_c \simeq 0,05$) a été apportée, convention identique à celle de KEITH *et al.* (1992).

A.3 Affleurement et effet de sillage

Dans le montage affleurant, le diaphragme du microphone doit s'insérer de manière à assurer la continuité avec la surface sur laquelle agit le champ de pression pariétale. Compte tenu de la géométrie même des microphones B&K 1/4", cette condition n'est pas totalement respectée. La figure A.6 présente une estimation des différentes dimensions du montage. Bien que difficilement mesurable, l'influence du désaffleurement Δh a été étudiée par BULL & LANGEHEINEKEN (1981) en l'estimant par une méthode optique. Ils ont ainsi conclu qu'un désaffleurement de l'ordre de $\Delta h \simeq \pm 0,1$ mm a un effet négligeable sur les mesures de densités spectrales. De même, WILLMARTH & WOOLDRIDGE (1962) ont chiffré à moins d'1 % l'influence d'un défaut d'alignement de $\pm 0,03$ mm sur la valeur rms des fluctuations du champ de pression pariétale. Dans le cas des mesures en conduite circulaire, la présence du diaphragme crée également une discontinuité dans la direction transversale (fig. A.6 (b)) du fait de la courbure. BULL & LANGEHEINEKEN (1981) ont contourné cette difficulté en lissant la discontinuité avec de la cire et sont également parvenus à la conclusion d'un effet négligeable. De notre côté, des tests ont fait apparaître une influence sensible du désaffleurement sur les mesures de densités spectrales essentiellement visible dans la gamme de fréquence [30,1000 Hz]. La figure A.7 montre ainsi que les densités spectrales mesurées par les microphones pour l'implantation circonférentielle (cf. § 1.2.4) présentent, dans cette gamme de fréquence, de légères différences qui sont imputables au problème d'affleurement si nous considérons un champ de pression homogène.

Un autre problème rencontré dans les mesures de pression pariétale par une série de capteurs alignés est l'influence des capteurs *amont* sur les mesures *aval*. En effet, les discontinuités dans le montage affleurant d'un microphone décrites plus haut peuvent altérer les mesures effectuées

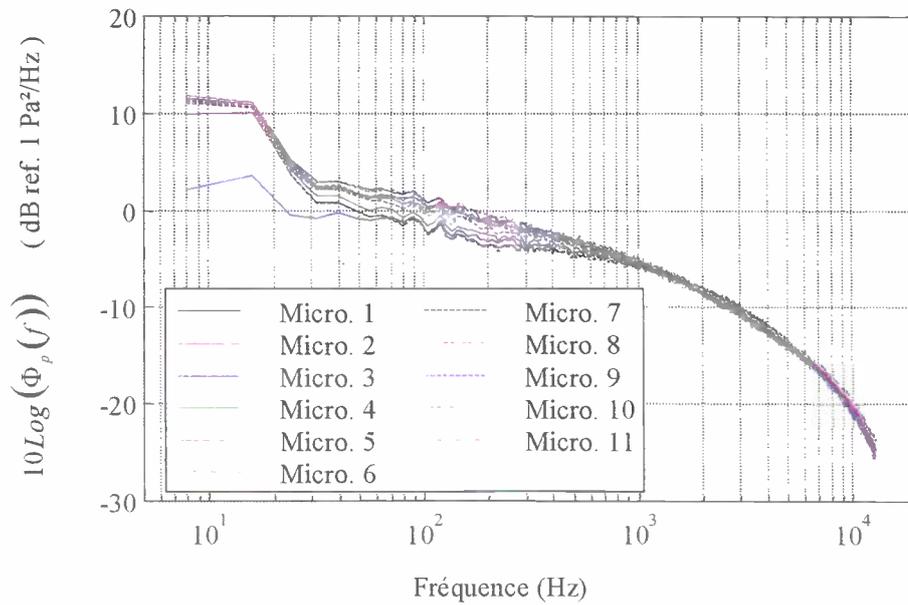


Figure A.7: Densités spectrales mesurées par les onze microphones en implantation circconférentielle à $U_o=100$ m/s.

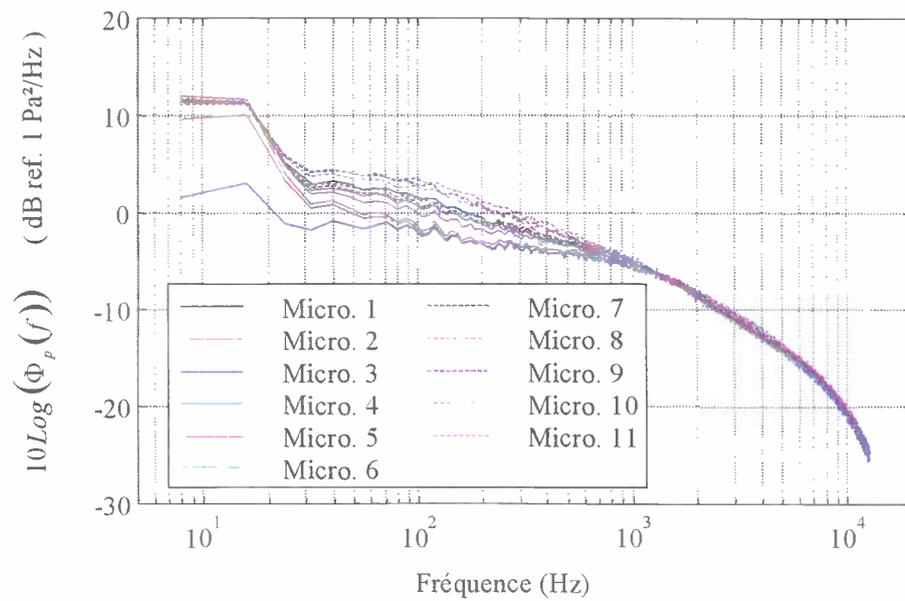


Figure A.8: Densités spectrales mesurées par les onze microphones en implantation longitudinale à $U_o=100$ m/s.

par ce microphone mais également perturber l'écoulement en créant une sorte de *sillage*. Ce phénomène est notable sur la figure A.8 où nous avons tracé les densités spectrales mesurées par les onze microphones disposés en implantation longitudinale pour $U_o=100$ m/s. Le microphone 1 correspond au microphone amont, *i.e.* le premier attaqué par l'écoulement. Nous constatons alors que les microphones 2, 3 et 4, distants chacun de 8 mm et se trouvant donc dans le *sillage* les uns des autres, fournissent une valeur pour $\bar{\Phi}_p(f)$ plus faible sur la plage [30,1000 Hz]. Au fur et à mesure que les séparations entre microphones augmentent, les densités spectrales retrouvent une forme comparable à celle fournie par le microphone amont. L'effet de *sillage* se caractérise donc par une légère atténuation du niveau de $\bar{\Phi}_p(f)$ sur la plage [30,1000 Hz]. A noter que pour l'implantation longitudinale, les effets du désaffleurement et du sillage se conjuguent et nous observons alors une plus grande dispersion entre les mesures que pour l'implantation circonférentielle (figure A.7).

Ce phénomène reste cependant limité dans le cas du montage affleurant comparé à ce qu'il peut se produire pour le montage sous *pinhole*. Nous citerons ici les travaux de DAVIS (1986) sur la mesure des caractéristiques du champ de pression pariétale induit par un écoulement hydrodynamique en conduite qui n'ont pu aboutir en raison des perturbations induites par les orifices amonts sur les mesures en aval, cette expérience nous confortant une nouvelle fois dans le choix du montage affleurant.

Annexe B

Étalonnage acoustique d'un réseau de capteurs de pression pariétale

Cette annexe décrit la technique d'étalonnage acoustique mise en œuvre pour calibrer le réseau de capteurs de pression pariétale qui s'inspire de celle présentée par MANOHA (1993). Elle présente l'avantage de fournir un étalonnage en amplitude et en phase sur une large gamme de fréquence par rapport au calibre acoustique qui n'autorise qu'un étalonnage en amplitude à une fréquence donnée (1 kHz).

B.1 Principe

Le principe est d'utiliser la conduite comme un guide d'onde acoustique. En effet, la propagation guidée permet d'obtenir facilement la propagation d'ondes planes à condition de travailler en dessous de la fréquence de coupure ($f_{co} \simeq 1600$ Hz). En plaçant une source acoustique à l'extrémité aval de la conduite, les capteurs sont soumis à des ondes acoustiques planes en incidence rasante. Les réponses des différents capteurs peuvent alors être analysées en fonction des caractéristiques de propagation de ces ondes planes (atténuation, déphasage). Nous pouvons ainsi en déduire la sensibilité relative et les éventuels déphasages apparaissant entre les chaînes de mesure.

Cette technique s'appuie sur l'hypothèse que les ondes acoustiques émises par la source se propagent sur le réseau de capteurs dans une seule direction. En pratique ceci suppose la suppression des ondes rétropropagatives qui résultent de la réflexion des ondes incidentes sur l'extrémité amont de la conduite (convergent). Cela est impossible physiquement mais nous obtenons artificiellement le résultat en utilisant des émissions acoustiques de faible durée, dénommée par la suite *burst*, et en prenant soin de synchroniser les acquisitions des signaux fournis par les capteurs sur ces émissions.

B.2 Emission acoustique et acquisition

Nous décrivons ici le processus employé pour que les capteurs de la zone de mesures soient effectivement soumis à la propagation unidirectionnelle d'une onde plane.

Un haut parleur d'un diamètre environ égal à celui de la conduite a été fixé à l'extrémité

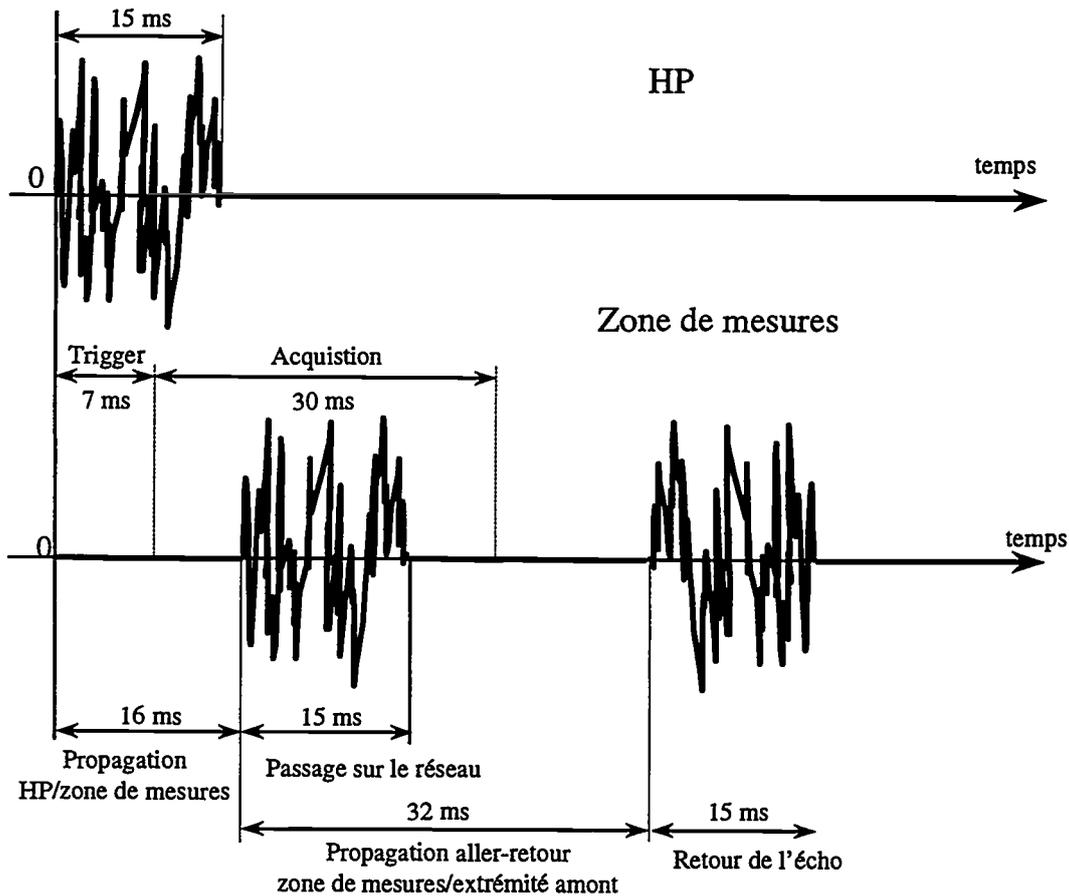
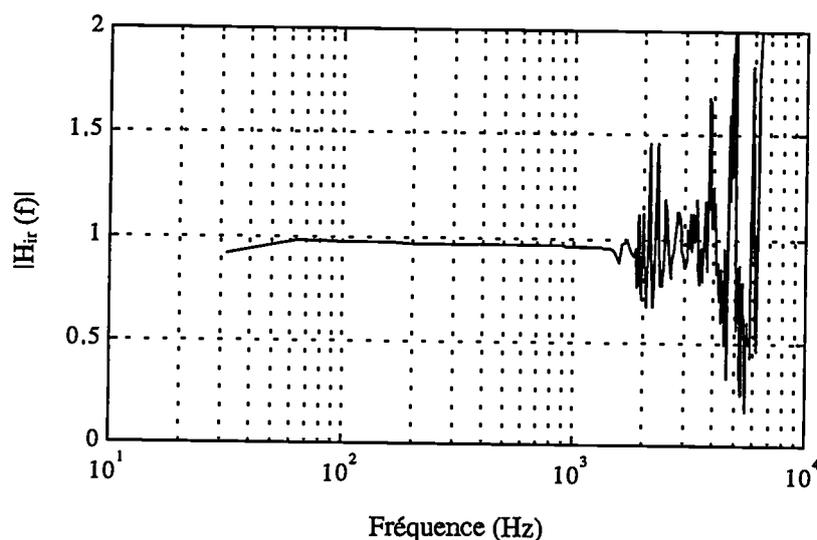


Figure B.1: Histoire de la propagation d'un burst.

avale. Il est alimenté par le module source de l'analyseur qui permet de générer des *burst* de type bruit blanc et de durée variable. Le cheminement d'un burst est le suivant : (i) il est émis par le HP à l'extrémité aval, (ii) il se propage dans la conduite dans le sens amont et attaque le réseau de capteurs, (iii) il se réfléchit au niveau de l'élargissement avec le convergent et se propage dans la direction aval et ainsi de suite jusqu'à atténuation totale du signal. La technique de mesure consiste alors à caler l'acquisition des signaux délivrés par les capteurs lors du premier passage du *burst* sur le réseau de capteurs.

La durée du *burst* est déterminée par le temps de propagation aller/retour entre la zone de mesures et l'extrémité amont, soit $2 \times (5,5 \text{ m}/c_0) \simeq 32 \text{ ms}$. Si le *burst* est plus long que 32 ms, il y a interaction dans la zone de mesures entre le premier passage du *burst* et le retour de l'écho. Nous n'obtenons alors plus une configuration de propagation unidirectionnelle et les résultats sont impossibles à analyser. Nous avons donc utilisé des *burst* de 15 ms.

La figure B.1 représente ce qui se passe au niveau du haut parleur et de la zone de mesures en fonction du temps. La taille de la fenêtre d'acquisition est choisie de manière à englober tout le signal. Nous avons ainsi opté pour une fenêtre d'acquisition de 30 ms qui permet de centrer le signal au milieu de la fenêtre de manière à ce qu'il ne soit pas perturbé par les fenêtres de pondération (type Hanning) qui agissent près des bords. Pour centrer le signal dans la fenêtre d'acquisition, il suffit de déclencher l'acquisition 7 ms après l'impulsion acoustique. Cette opération a été aisément réalisée grâce à la fonction *trigger* de l'analyseur qui contrôle à

Figure B.2: Module de la fonction de transfert H_{ir} .

la fois l'émission et l'acquisition.

Nous enregistrons sur l'analyseur les fonctions de transfert entre les chaînes de mesure dans la gamme $[0, 6400 \text{ Hz}]$. Les résultats ont été moyennés sur cinquante d'acquisitions. Entre chaque acquisition, nous avons pris soin de marquer une pause de quelques secondes de manière à laisser au *burst* précédent le temps de s'éliminer totalement du champ acoustique de la conduite.

B.3 Etalonnage en implantation circonférentielle

Dans la zone de mesures, les capteurs peuvent être implantés de deux façons (cf. § 1.2.4): soit sur une même circonférence, soit sur une même génératrice. Nous analysons ici les résultats de l'étalonnage acoustique lorsque le réseau de capteurs est implanté sur la circonférence, c'est à dire parallèle au front d'onde. Dans ce cas, tous les microphones sont soumis à une excitation identique à la fois en amplitude et en phase. En choisissant arbitrairement une chaîne de référence, le module des fonctions de transfert donne:

$$|H_{ir}(f)| = \frac{U_i(f)}{U_r(f)} \quad (\text{B.1})$$

où $U_i(f)$ et $U_r(f)$ sont respectivement les tensions recueillies en sortie de la chaîne $n^\circ i$ et de la chaîne de référence. Par définition de la sensibilité Γ d'une chaîne de mesure, nous avons:

$$U_i(f) = \Gamma_i(f) P(f) \quad (\text{B.2})$$

$$U_r(f) = \Gamma_r(f) P(f) \quad (\text{B.3})$$

où $P(f)$ est la pression acoustique commune qui s'exerce sur les microphones. Le module de la fonction de transfert H_{ir} donne donc la sensibilité relative de la chaîne de mesure $n^\circ i$ par rapport à la chaîne de référence. La figure B.2 présente l'évolution de ce module en fonction de la fréquence pour une chaîne de mesure quelconque. Nous constatons nettement

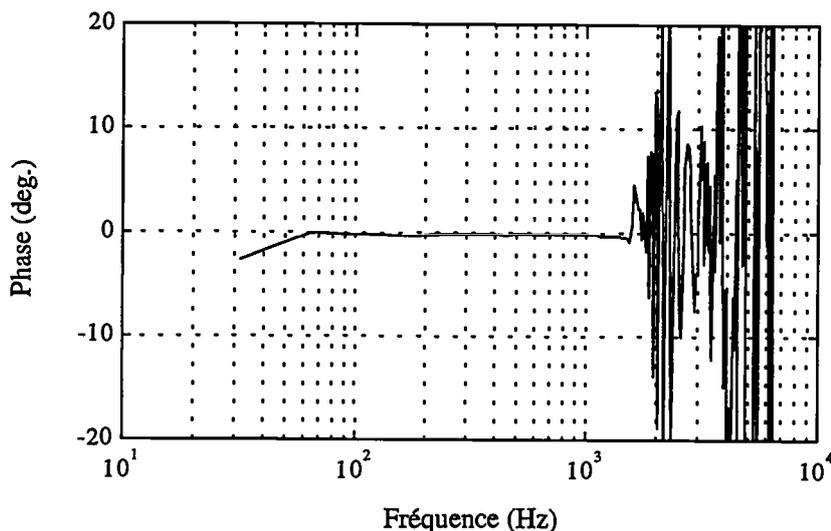


Figure B.3: Phase de la fonction de transfert H_{ir} .

sur cette figure la limite d'étalonnage imposée par la fréquence de coupure acoustique de la conduite. Au dessus de 1600 Hz, la courbe est très chahutée et inexploitable car il n'y a pas propagation d'ondes planes. En dessous de 1600 Hz, le module est quasi-constant et traduit donc un rapport de sensibilité constant entre les deux chaînes de mesure. Compte tenu de la qualité des microphones *B&K*, il est possible d'extrapoler sur une sensibilité constante de chacune des chaînes qui peut donc être fournie par le calibrateur acoustique. L'étalonnage acoustique a révélé un comportement similaire pour l'ensemble des chaînes de mesure et assure donc le bon fonctionnement en amplitude du réseau de capteurs dans la gamme [0, 1600 Hz].

De son côté, la phase des fonctions de transfert H_{ir} traduit directement le déphasage entre les chaînes de mesure. La figure B.3 présente l'évolution en fonction de la fréquence de la phase d'une de ces fonctions. Nous notons là encore la limite d'étalonnage fixée par la fréquence de coupure. En dessous de f_{co} , la phase n'excède pas $0,5^\circ$ hormis aux environs de 30 Hz. Cependant la résolution fréquentielle étant de 32 Hz, ce point de mesure est difficilement significatif. Le déphasage est donc suffisamment faible pour considérer que les chaînes de mesure répondent en phase. A titre indicatif, un décalage spatial de 0,5 mm entre deux microphones introduit le même déphasage à 1 kHz. Les autres fonctions de transfert présente un comportement similaire avec un déphasage limité au degré.

B.4 Etalonnage en implantation longitudinale

La configuration où le réseau de capteurs est aligné selon une génératrice est moins favorable à l'étalonnage acoustique. En effet, les résultats sont plus délicats à interpréter car le module de la fonction de transfert fait maintenant intervenir à la fois la sensibilité relative des chaînes de mesure mais aussi l'atténuation de l'onde acoustique lors de sa propagation. De même, la phase de la fonction de transfert contient une composante propre à la chaîne de mesure et une composante due à la propagation de l'onde plane. Les résultats doivent donc être interprétés en

fonction des caractéristiques de propagation de l'onde plane qui dépendent de la géométrie et des conditions expérimentales telles que la température ou l'humidité, la détermination précise de ces caractéristiques étant délicate. Pour ce faire, MANOHA (1993) a proposé une *astuce expérimentale* qui consiste à soumettre le réseau de capteurs à une propagation aval puis amont, il obtient ainsi un système d'équations qui lui permet de calculer les sensibilités et déphasages des différentes chaînes de mesure en éliminant les caractéristiques de propagation (atténuation et vitesse). Cette technique n'a pas pu être mise en œuvre dans notre expérience. Il faut cependant noter ici que les chaînes de mesure sont restées inchangées entre l'étalonnage en implantation circonférentielle et longitudinale, c'est à dire qu'elles sont composées du même microphone, du même pré-amplificateur et de la même alimentation. L'analyse des modules des fonctions de transfert a ainsi montré que les sensibilités relatives étaient identiques à celles mesurées pour l'implantation circonférentielle, l'atténuation pouvant donc être négligée ce qui est raisonnable compte tenu des distances de propagation assez faibles. L'interprétation des phases des fonctions de transfert est rendue plus délicate car nous ne connaissons pas avec précision la célérité du son dans la conduite. Nous avons alors considéré que l'étalonnage en phase effectué pour l'implantation circonférentielle restait valide pour l'implantation longitudinale puisque qu'entre les deux seuls intervenaient le démontage et remontage des microphones.

B.5 Conclusion

L'étalonnage acoustique présenté dans cette annexe possède plusieurs avantages:

- il permet d'étalonner en amplitude et en phase le réseau de capteurs,
- l'étalonnage se fait sur une large gamme de fréquence qui est cependant limitée par f_{co} ,
- il s'effectue *in situ*, c'est à dire que les chaînes de mesure sont étalonnées dans les mêmes conditions que lors de la mesure sous écoulement,
- il est aisé à mettre en œuvre dans le cas de la conduite.

Cet étalonnage a ainsi montré la qualité des chaînes de mesure Brüel & Kjær dans le domaine de la mesure de pression pariétale.

Nous concluons cette annexe par deux remarques. En premier, nous avons considéré qu'il était légitime d'extrapoler les résultats de cet étalonnage aux fréquences supérieures à f_{co} . En second, nous avons constaté de légères variations (4% au maximum) entre les sensibilités déduites de l'étalonnage acoustique et celles obtenues avec le calibre acoustique *B&K*. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans le cas de l'étalonnage acoustique le microphone est soumis à une onde acoustique en incidence rasante alors qu'avec le calibre l'incidence est perpendiculaire. Il faut noter pour conclure qu'une variation de 4% de la sensibilité se traduit par une différence de 0.3 dB sur la densité spectrale de pression pariétale.

Annexe C

Eléments de développement théorique pour le calcul de la réponse vibroacoustique de la coque

Nous présentons dans cette annexe les principales étapes du développement théorique sur lesquelles s'appuie le code de calcul du LMA.

C.1 Equations du problème

Considérons une coque mince élastique de longueur L_c , de rayon R et de l'épaisseur h , prolongée à l'infini par deux écrans cylindriques rigides (baffle). Soit Ω_i le domaine intérieur, Ω_e le domaine extérieur de la conduite, Σ le domaine occupé par la coque vibrante, Σ^- et Σ^+ les domaines occupés par les écrans. $\bar{U} = (U_z, U_\varphi, U_r)$ est le déplacement de la coque en coordonnées cylindriques. $P_{i,e}$ sont les pressions acoustiques rayonnées interne et externe. \bar{F} est une représentation du champ de pression pariétale exciteur. ρ_c est la masse volumique de la coque et $\rho_{i,e}$ sont les masses volumiques des fluides interne et externe. Les pressions acoustique $P_{i,e}$ et le déplacement $\bar{U}(M, t)$ de la coque sont les solutions du système d'équations différentielles :

$$\left[\Delta - \frac{1}{c_i^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] P_i(M, t) = 0, M \in \Omega_i \quad (\text{C.1})$$

$$\left[\Delta - \frac{1}{c_e^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] P_e(M, t) = 0, M \in \Omega_e \quad (\text{C.2})$$

$$\left[\bar{C} + \rho_c h \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \bar{U}(Q, t) + \bar{P}(Q, t) = \bar{F}(Q, t), Q \in \Sigma \quad (\text{C.3})$$

$$\frac{\text{Tr} \partial_r P_i(Q, t)}{\rho_i} = \frac{\text{Tr} \partial_r P_e(Q, t)}{\rho_e} = -\frac{\partial^2 U_r(Q, t)}{\partial t^2}, Q \in \Sigma \quad (\text{C.4})$$

$$= 0, Q \in \Sigma^- \cup \Sigma^+ \quad (\text{C.5})$$

où $\bar{P}(Q, t) = [0, 0, \text{Tr}(P_e - P_i)]$ est le saut de pression à la traversée de la coque. Les composantes de la forces excitatrice $\bar{F}(Q, t)$ sont $(0, 0, F(Q, t))$. Tr est l'opérateur de trace; par exemple $\text{Tr} \partial_r P_{i,e}(Q, t)$ est la valeur de la dérivée normale de la pression acoustique à la surface de la coque. \bar{C} est un opérateur de coque mince, le code utilise l'opérateur de FLUGGE (1973). A ces équations, il convient d'ajouter les conditions aux limites pour le déplacement et une condition de conservation de l'énergie.

C.2 Réponse de la coque à l'excitation turbulente

Le champ de pression exciteur induit par l'écoulement est caractérisé par la densité interspectrale $\Phi_p(Q, Q', \omega)$. Si nous appelons $[\bar{u}(Q, M, \omega), p_i(Q, M, \omega), p_e(Q, M, \omega)]$ la réponse du système à une force ponctuelle harmonique d'amplitude unité $(0, 0, \delta_Q)$ appliquée en Q alors les densités interspectrales de chaque composante U_j du déplacement (U_z, U_φ, U_r) et des pressions acoustiques $P_{i,e}$ sont données par:

$$\Phi_{U_j}(M, M', \omega) = \int_{\Sigma} \int_{\Sigma} u_j(Q, M, \omega) \Phi_p(Q, Q', \omega) u_j^*(Q', M', \omega) dQ dQ' \quad (\text{C.6})$$

$$\Phi_{P_i}(M, M', \omega) = \int_{\Sigma} \int_{\Sigma} p_i(Q, M, \omega) \Phi_p(Q, Q', \omega) p_i^*(Q', M', \omega) dQ dQ' \quad (\text{C.7})$$

$$\Phi_{P_e}(M, M', \omega) = \int_{\Sigma} \int_{\Sigma} p_e(Q, M, \omega) \Phi_p(Q, Q', \omega) p_e^*(Q', M', \omega) dQ dQ' \quad (\text{C.8})$$

où u_j est une des trois composantes u_z, u_φ, u_r de la réponse de la coque à une force ponctuelle normale unitaire. Le problème se ramène donc à la résolution d'une suite de problèmes harmoniques et à la détermination de \bar{u} et $p_{i,e}$.

C.3 Méthode d'équation intégrale de frontière pour la résolution du problème déterministe en régime harmonique

Du fait de la géométrie 2π périodique du problème, toutes les quantités peuvent être développées en série de Fourier par rapport à la variable angulaire φ . Nous avons:

$$\bar{u}(z, \varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{u}_n(z) e^{in\varphi} \quad (\text{C.9})$$

$$p_{i,e}(z, \varphi, r) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_{ni,e}(z, r) e^{in\varphi} \quad (\text{C.10})$$

$$\bar{F}(z, \varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{F}_n(z) e^{in\varphi} \quad (\text{C.11})$$

Pour chaque harmonique angulaire, les équations du problème s'écrivent:

$$\bar{C} \bar{u}_n - \omega^2 \rho_{ch} \bar{u}_n = \bar{F}_n - \bar{p}_n \text{ sur } \Sigma \quad (\text{C.12})$$

$$(\Delta + k_{i,e}^2) p_{ni,e} = 0 \text{ dans } \Omega_{i,e} \quad (\text{C.13})$$

$$\text{Tr } \partial_{\bar{n}} p_{ni,e} = \omega^2 \rho_{i,e} u_{rn} \text{ sur } \Sigma \quad (\text{C.14})$$

$$\bar{p}_n = (0, 0, \text{Tr } p_{ni} - \text{Tr } p_{ne}) \quad (\text{C.15})$$

$$\text{Condition de Sommerfeld pour } p_{ni,e} \quad (\text{C.16})$$

où \bar{C} est l'opérateur des coques écrit pour chaque harmonique angulaire n . Ce problème est résolu par une méthode d'équation intégrale de frontière dans laquelle les pressions acoustiques s'expriment en fonction du déplacement normal de la coque. Nous avons par passage à la limite sur la surface de la coque:

$$\text{Tr } p_{ni,e} = \pm \omega^2 \rho_{i,e} R \int_{-L_c/2}^{L_c/2} u_{rn}(z') G_{n\omega}^{i,e}(z - z') dz' \quad (\text{C.17})$$

où $G_{r\omega}^{i,e}$ sont les composantes des séries de Fourier des noyaux de Green des problèmes de Neumann intérieur et extérieur à la coque pour l'équation de Helmholtz (MORSE & INGARD 1968).

En introduisant le tenseur de Green $\bar{\bar{\Gamma}}_n$ de chaque composante angulaire de l'opérateur des coques minces qui est défini par ($\bar{\bar{I}}$ matrice unité):

$$(\bar{\bar{C}}_n - \omega^2 \rho_c h \bar{\bar{I}}) \bar{\bar{\Gamma}}_n = \delta \bar{\bar{I}} \quad (\text{C.18})$$

la solution du problème s'écrit alors sous la forme de quatre équations intégrales couplées:

$$\bar{u}_n(z) = \bar{\bar{\Gamma}}_n (\bar{F}_n - \bar{p}_n + \bar{S}_n) \quad (\text{C.19})$$

$$\bar{p}_n(z) = \left(0, 0, \omega^2 R \int_{-L_c/2}^{L_c/2} u_{rn}(z') (\rho_e G_{n\omega}^e(z-z') + \rho_i G_{n\omega}^i(z-z')) dz' \right) \quad (\text{C.20})$$

où:

$$\bar{\bar{\Gamma}}_n (\bar{F}_n)(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\bar{\Gamma}}_n(z-z') \bar{F}_n(z') dz' \quad (\text{C.21})$$

$$\bar{\bar{\Gamma}}_n (\bar{p}_n)(z) = \int_{-L_c/2}^{L_c/2} \bar{\bar{\Gamma}}_n(z-z') \bar{p}_n(z') dz' \quad (\text{C.22})$$

$$\begin{aligned} \bar{\bar{\Gamma}}_n (\bar{S}_n)(z) = & (\Gamma_{zn}^r(z \mp L_c/2) s_{1n}^{\pm L_c/2}, \Gamma_{\varphi n}^r(z \mp L_c/2) s_{2n}^{\pm L_c/2}, \\ & \Gamma_{rn}^r(z \mp L_c/2) s_{3n}^{\pm L_c/2} + \Gamma_{rn}^{r'}(z \mp L_c/2) s_{4n}^{\pm L_c/2}) \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

Les sources scalaires \bar{S}_n sont introduites pour tenir compte des conditions aux limites imposées à la coque. Ces sources font apparaître huit inconnues supplémentaires qui sont calculées en imposant les huit conditions aux limites sur le déplacement.

C.4 Résolution numérique des équations intégrales

Le code utilise la méthode numérique la plus simple pour résoudre ces équations : la méthode de collocation. Les inconnues sont cherchées sous la forme d'une combinaison linéaire de fonctions d'approximation constantes par morceaux. D'autres fonctions plus régulières peuvent également être choisies (linéaires ou splines). Dans la méthode de collocation, la fonction et son approximation sont identiques en un nombre fini de points : les points de collocation (ou de contrôle) qui sont pris au milieu de chaque segment. En pratique, cela revient à approcher les intégrales par leur somme de Riemann. La précision de la méthode est liée au nombre de points retenus, il est classique de prendre 6 points par longueur d'onde. Bien évidemment, au voisinage d'une fréquence de résonance de la coque il est nécessaire de raffiner le maillage (jusqu'au vingtième de la longueur d'onde). Si M est le nombre de points de collocation choisi pour décrire le déplacement et N le nombre de points de collocation choisi pour décrire la pression, alors nous obtenons, après discrétisation, un système linéaire de $3M + N + 8$ équations simultanées qui se résout sans difficulté par un algorithme LU.

Annexe D

Paramétrage et synthèse des acquisitions de réponse vibroacoustique

D.1 Définition du paramétrage et du maillage

La figure D.1 présente le paramétrage adopté pour la coque. Un point de mesure vibratoire sur la coque est donc défini par le couple (z, φ) . Un point de mesure acoustique dans le milieu extérieur est repéré par (z, φ, R_m) où R_m est la distance entre le point et la surface extérieure de la coque. L'origine du paramétrage angulaire φ a été prise sur la génératrice du cordon de soudure.

Sur la coque, nous avons également défini un maillage de 20 génératrices par 9 circonférences. Ce maillage est utilisé pour étudier la structure spatiale des réponses vibratoire (cartographie de déformation) et acoustique (directivité). Le cordon de soudure se situe entre les génératrices 1 et 20, face au vibromètre laser.

La position d'un point sur la coque sera indifféremment repérée par le couple (z, φ) ou par la génératrice et la circonférence dont il est l'intersection (point 20-8 ou $(-0, 2, -9^\circ)$).

D.2 Synthèse des acquisitions de réponse vibroacoustique

Les tableaux D.1 et D.2 regroupent les différentes acquisitions qui constituent la base de données pour les comparaisons avec les prédictions numériques. Ils précisent le type d'acquisition, les moyens de mesure, la position des points de mesure et les vitesses d'écoulement étudiées pour chaque acquisition.

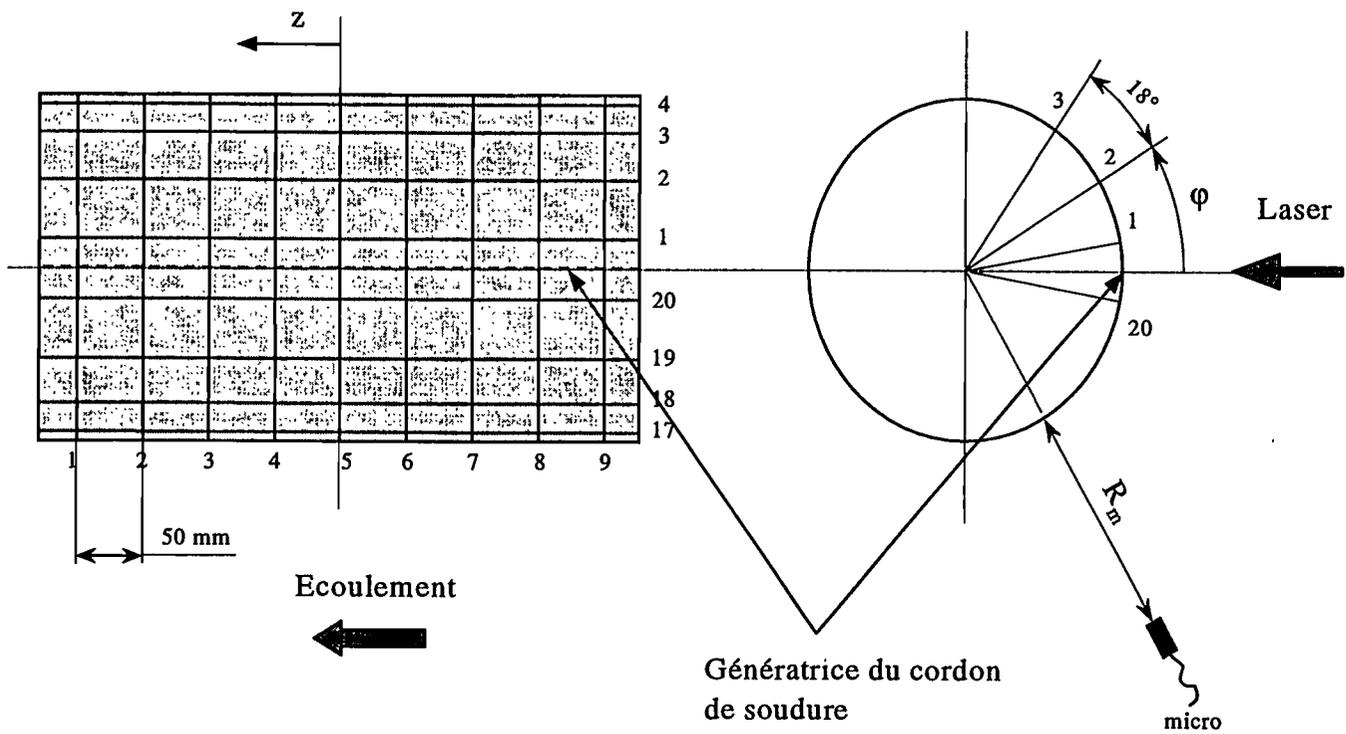


Figure D.1. Paramétrage et maillage de la coque.

Type d'acquisition	Moyen de mesure	Position des points de mesure	Vitesse d'écoulement
$\Phi_{\dot{w}}(f)$	Laser	9 points de la génératrice 20	60 80 100 120
	Accéléromètre	Points 2-5 et 3-7	60 80 100 120
$\overline{\dot{w}^2}$	Laser	Maillage 8x32 d'un quart de la circonférence sur 35 cm de long	100

Tableau D.1: Synthèse des acquisitions de réponse vibratoire.

Type d'acquisition	Moyen de mesure	Position des points de mesure	Vitesse d'écoulement
$\Phi_{p_a}(f)$	Microphones	Maillage 120 points (barette 6 micros. \times 20 génératrices) $R_m = 1 \text{ cm}$	100
$\Phi_{p_a}(f)$	Microphones + accéléromètres (traitement par COP)	Barette 6 micros \times génératrices 3 et 18 $R_m = 5 \text{ et } 16 \text{ cm}$	60 80 100 120
		point 1-5 $R_m = 1 \text{ à } 140 \text{ cm}$	100
$\Phi_{\pi_{ac}}(f)$	Sonde intensimétrique	Maillage 80 points 4 circonférences \times 20 génératrices $R_{axe} = 13 \text{ cm}$	80 100 120

Tableau D.2: Synthèse des acquisitions de réponse acoustique.

Bibliographie

- BAKEWELL, H.P., CAREY, G.F., LIBUHA, J.J., SCHLOEMER, H.H., & VON WINKLE, W.A. (1962). Wall pressure correlations in turbulent pipe flow. Technical Report 559 1-052-00-00, USL, Naval Underwater Systems Center, New London, CT.
- BENARROUS, E. (1979). *Contribution à l'étude des fluctuations de pression pariétale sous une couche limite turbulente*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard LYON.
- BENARROUS, E. (1993). Bruit rayonné par l'écoulement. Etude du domaine propagatif du champ de pression pariétale. 921433/A000/DRET/DS/SR. Rapport Technique. DRET-Metraflu.
- BENDAT, J.S., & PIERSOL, A.G. (1986). *Random data; Analysis and measurement procedures*. Wiley; New York.
- BLAKE, W.K. (1970). Turbulent boundary-layer wall-pressure fluctuations on smooth and rough walls. *J. Fluid Mech.*, **44**(4), 637–660.
- BLAKE, W.K. (1986). *Mechanics of flow -induced sound and vibration. Vol.2: Complex flow-structure interactions*. Academic Press; New York.
- BLAKE, W.K., & CHASE, D.M. (1971). Wavenumber-frequency spectra of turbulent boundary layer pressure measured by microphone arrays. *J Acoust. Soc. Am.*, **49**(3), 862–877.
- BRÜEL, P.V., & RASMUSSEN, G. (1959). Technical Report 2, Brüel & Kjør.
- BRUNEAU, M. (1983). *Introduction aux théories de l'acoustique*. Université du Maine.
- BULL, M.K. (1967). Wall-pressure fluctuations associated with subsonic turbulent boundary layer flow. *J. Fluid Mech.*, **28**(4), 719–754.
- BULL, M.K. (1996). Wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers: some reflections on forty years of research. *J. Sound Vib.*, **190**(3), 299–315.
- BULL, M.K., & LANGEHEINEKEN, TH. (1981). On the wall pressure field in turbulent pipe flow. Technical Report 73, Max-Planck-Institut für Stromungsforschung, Göttingen.
- BULL, M.K., & THOMAS, A.S.W. (1976). High frequency wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layers. *Phys. Fluids*, **19**(4), 597–599.
- CAREY, G.F., CHLUPSA, J.E., & SCHLOEMER, H.H. (1967). Acoustic turbulent water-flow tunnel. *J Acoust. Soc. Am.*, **41**(2), 373–379.
- CHASE, D.M. (1987). The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumber and a suggested comprehensive model. *J. Sound Vib.*, **112**(1), 125–147.

- CHEN, S.S., & WAMBSGANSS, M.W. (1970). Response of a flexible rod to near-field flow noise. Argonne, Illinois, 5–31. Conference on flow induced vibrations in reactor systems components.
- CHOI, H., & MOIN, P. (1990). On the space-time characteristics of wall-pressure fluctuations. *Phys. Fluids*, **2**(8), 1450–1460.
- CLINCH, J.M. (1968). Measurements of the wall pressure field at the surface of a smooth-walled pipe containing turbulent water flow. *J. Sound Vib.*, **9**(3), 398–419.
- CLINCH, J.M. (1969). Prediction and measurement of the vibrations induced in thin-walled pipes by the passage of internal turbulent water flow. *J. Sound Vib.*, **12**(4), 429–451.
- CORCOS, G.M. (1963). Resolution of pressure in turbulence. *J Acoust. Soc. Am.*, **35**(2), 192–199.
- DANIELS, M.A., & LAUCHLE, G.C. (1986). Wall pressure fluctuations and acoustics in turbulent pipe flow. Technical Report 86-006, Applied Research Laboratory, The Pennsylvania State University.
- DAVIES, H.G. (1971). Low frequency random excitation of water-loaded rectangular plates. *J. Sound Vib.*, **15**(1), 107–126.
- DAVIS, H.L. (1986). *Pressure fluctuation measurement techniques in a circular duct with incompressible turbulent flow*. Thèse de Doctorat, Florida Atlantic University, Boca Raton, Florida.
- DURANT, C. (1995). Modélisation du champ exciteur induit par un écoulement pleinement développé en conduite. Réponse vibroacoustique d'une conduite excitée par ce type d'écoulement. Ecole Centrale de Lyon. Rapport de DEA.
- DURANT, C. (1997a). Experimental study of vibration and acoustic radiation of a pipe induced by fully-developed turbulent air flow. ASME, Dallas, 397–402. 4th International Symposium on Fluid-Structure Interactions, Aeroelasticity, Flow-Induced Vibration and Noise.
- DURANT, C. (1997b). Sondes de pression déportées. Rapport Technique. LMFA-Ecole Centrale de Lyon.
- DURANT, C. (1998). Vibro-acoustic response of a pipe excited by a turbulent internal flow. *Flow, Turbulence and Combustion*, **61**(1), 55–69.
- DURANT, C., ROBERT, G., FILIPPI, P., & MATTEI, P.O. (1999). Vibroacoustic response of a thin cylindrical shell excited by a turbulent internal flow: comparisons between numerical prediction and experimentation. (accepté pour publication par le *Journal of Sound and Vibration*).
- EFIMTSOV, B.M. (1982). Characteristics of the field of turbulent wall pressure fluctuations at large Reynolds numbers. *Soviet Physics - Acoustics*, **28**(4), 289–292.
- FARABEE, T.M. (1986). An experimental investigation of wall pressure fluctuations beneath non-equilibrium turbulent flows. Technical Report DTNSRDC-86/047, David W. Taylor Naval Ship Research And Development Center.

- FARABEE, T.M., & CASARELLA, M.J. (1991). Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers. *Phys. Fluids*, **3**(10), 2410–2420.
- FLUGGE, W. (1973). *Stress in shells*. Springer-Verlag; New-York.
- GEIB, F.E. (1969). Measurements on the effect of transducer size on the resolution of boundary-layer pressure fluctuations. *J Acoust. Soc. Am.*, **46**(1), 253–261.
- GILCHRIST, R.B., & STRAWDERMAN, W.A. (1965). Experimental hydrophone-size correction factor for boundary-layer pressure fluctuations. *J Acoust. Soc. Am.*, **38**, 298–302.
- GOMPERTS, M.C. (1974). Radiation from rigid baffled, rectangular plates with general boundary conditions. *Acustica*, **30**(6), 320–327.
- GRAHAM, W.R. (1997). A comparison of models for the wavenumber-frequency spectrum of turbulent boundary layer pressures. *J. Sound Vib.*, **206**(4), 541–565.
- HAYKIN, S. (1991). *Adaptive filter theory*. Prentice-Hall; Englewood Cliffs.
- HECKL, M. (1962). Vibrations of point-driven cylindrical shells. *J Acoust. Soc. Am.*, **34**(10), 1553–1557.
- HORNE, M.P., & HANDLER, R.A. (1991). Note on the cancellation of contaminating noise in the measurement of turbulent wall pressure fluctuations. *Experiments in Fluids*, **12**, 136–139.
- HORNE, M.P., & HANSEN, R.J. (1981). Minimization of farfield acoustic effects in turbulent boundary layer wall pressure fluctuation experiments. University of Missouri, Rolla, 139–148. Proceedings of the 7th symposium on turbulence.
- KEITH, W.L., & BENNETT, J.C. (1991). Low-frequency spectra of the wall shear stress and wall pressure in turbulent boundary layer. *AIAA Journal*, **29**(4), 526–530.
- KEITH, W.L., HURDIS, D.A., & ABRAHAM, B.M. (1992). A comparison of turbulent boundary layer wall-pressure spectra. *Journal of Fluids Engineering*, **114**, 338–347.
- KINSLER, L.E., FREY, A.R., COPPENS, A.B., & SANDERS, J.V. (1982). *Fundamentals of acoustics*. John Wiley and Sons; New-York.
- LAUCHLE, G.C., & DANIELS, M.A. (1987). Wall-pressure fluctuations in turbulent pipe flow. *Phys. Fluids*, **30**(10), 3019–3024.
- LAULAGNET, B. (1989). *Rayonnement acoustique des coques cylindriques, finies raidies, revêtues d'un matériau de masquage*. Thèse de Doctorat, INSA de Lyon.
- LEMAITRE, J., & CHABOCHE, J.L. (1996). *Mécanique des matériaux solides*. Dunod; Paris.
- LESUEUR, C. (1988). *Rayonnement acoustique des structures*. Eyrolles; Paris.
- MAESTRELLO, L. (1967). Use of turbulent model to calculate the vibration and radiation responses of a panel, with practical suggestions for reducing sound level. *J. Sound Vib.*, **5**(3), 407–448.
- MANNING, J.E., & MAIDANIK, G. (1964). Radiation properties of cylindrical shells. *J Acoust. Soc. Am.*, **36**(9), 1691–1698.

- MANOHA, E. (1993). *Mesure du spectre en fréquences et nombres d'ondes du champ des fluctuations de pression pariétale sous une couche limite turbulente*. Thèse de Doctorat, Université Paris VI.
- MATTEI, P.O., DURANT, C., FILIPPI, P.J.T., LAULAGNET, B., & ROBERT., G. (1998). Réponse vibroacoustique de structures excitées par des écoulements. DGAD/SARE/95104. Rapport Technique. Ministère de l'Environnement.
- MORSE, P.M., & INGARD, K.U. (1968). *Theoretical Acoustics*. McGraw-Hill Book Company.
- NAGUIB, A.M., GRAVANTE, S.P., & WARK, C.E. (1996). Extraction of turbulent wall-pressure time-series using an optimal filtering scheme. *Experiments in Fluids*, **22**(1), 14–22.
- NORTON, M.P. (1979). *The effects of internal flow disturbances on the vibration response of and the acoustic radiation from pipes*. Thèse de Doctorat, Département de Mechanical Engineering, University of Adelaide.
- NORTON, M.P., & BULL, M.K. (1984). Mechanisms of the generation of external acoustic radiation from pipes due to internal flow disturbances. *J. Sound Vib.*, **94**(1), 105–146.
- PERRY, A.E., & ABELL, C.J. (1975). Scaling laws for pipe-flow turbulence. *J. Fluid Mech.*, **67**(2), 257–271.
- RATTAYA, J.V., & JUNGER, M.C. (1964). Flow excitation of cylindrical shells and associated coincidence effects. *J Acoust. Soc. Am.*, **36**(5), 878–884.
- RENNISON, D.C. (1976). *The vibrational response of and the acoustic radiation from thin-walled pipes, excited by random fluctuating pressure fields*. Thèse de Doctorat, Département de Mechanical Engineering, University of Adelaide.
- ROBERT, G. (1984). *Modélisation et simulation du champ exciteur induit sur une structure par une couche limite turbulente*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- SABOT, J. (1976). *Etude de la cohérence spatiale et temporelle de la turbulence établie en conduite*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- SCHEWE, G. (1983). On the structure and resolution of wall-pressure fluctuations associated with turbulent boundary-layer flow. *J. Fluid Mech.*, **134**, 311–328.
- SCHLICHTING, H. (1960). *Boundary layer theory*. McGraw-Hill; New York.
- SCHLOEMER, H.H. (1967). Effects of pressure gradients on turbulent boundary layer wall pressure fluctuations. *J Acoust. Soc. Am.*, **42**(1), 93–113.
- SMITH, P.W. (1955). Phase velocities and displacement characteristics of free wave in a thin cylindrical shell. *J Acoust. Soc. Am.*, **27**(6), 1065–1072.
- STRAWDERMAN, W.A. (1969). Effect of noninstantaneous transducer response on the measurement of turbulent pressure. *J Acoust. Soc. Am.*, **46**(5), 1289–1293.
- SZECHENYI, E. (1971). Modal densities and radiation efficiencies of unstiffened cylinders using statistical methods. *J. Sound Vib.*, **19**(1), 65–81.

- WAMBSGANSS, M.W., JENDRZEJCZYK, J.A., & LAWRENCE, W.P. (1979). Wall pressure fluctuations on a cylinder in annular water flow. Technical Report ANL-CT-79-38, Argonne National Laboratory Technical Memorandum.
- WHITE, P.H. (1967). Effect of transducer size, shape, and surface sensitivity on the measurement of boundary-layer pressures. *J Acoust. Soc. Am.*, **41**(5), 1358–1363.
- WILLMARTH, W.W., & ROOS, F.W. (1965). Resolution and structure of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **22**, 81–94.
- WILLMARTH, W.W., & WOOLDRIDGE, C.E. (1962). Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer. ORA Report 02920-1-T, University of Michigan.
- WILSON, R.J., JONES, B.G., & R.P.ROY (1979). Measurement techniques of stochastic pressure fluctuations in annular flow. University of Missouri, Rolla, 34–45. Proceedings of the 6th symposium on turbulence.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur D. JUVE

et les rapports de

Monsieur P. FILIPPI
Directeur de Recherche - LMA - UPR CNRS 7051 - 31, chemin Joseph Aiguier - 13402 MARSEILLE
Cedex 20

et de

Monsieur C. LESUEUR
Professeur - ISAT - 49, rue Mademoiselle Bourgeois - BP 31 - 58027 NEVERS Cedex

Monsieur DURANT Christophe

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Spécialité : **Acoustique**

Fait à Ecully, le 6 juillet 1999

P/Le Directeur de l'E.C.L.
Le Directeur
de l'Administration de la Recherche



F. LEBOEUF

Abstract

In this study, we focus on flow induced vibration and noise phenomena. This type of fluid-structure interaction problem concerns mainly high speed transports (acoustic comfort) and nuclear power production (security). Long-dated, the global aim is the possibility to predict the vibroacoustic response of a structure knowing the characteristics of the flow excitation. Our work is in keeping with this general pattern.

The study of such phenomena is difficult because it includes several scientific branches as fluid mechanics, vibration mechanics and acoustic. Therefore, we chose to consider a simple configuration allowing to have access to the different parameters : excitation, vibration and acoustic. So, our experimental study considers the vibroacoustic response of a pipe excited by a fully developed internal flow. The aims of our work are (i) the understanding of the mechanism leading to the response of the pipe and (ii) the creation of a data bank usable for numerical predictions.

To insure the validity and the quality of our data bank, we take special care of the conception and the realization of the pipe rig facility which was mounted in anechoic wind tunnel of the LMFA. So, the test section is located 45 diameters from the upstream end of the pipe to achieve a fully developed flow. This characteristic is confirmed owing to velocity profiles and static pressure measurements up to a maximal centerline flow velocity of 130 m/s. Moreover, the 0.125 m diameter, 0.46 m long and 0.5 mm thickness shell which we measure the vibroacoustic response is controlled with a modal analysis.

We turn one's attention to the characterization of the excitation induced by the flow. The wall pressure field is measured with an array of flush-mounted microphones. Then, the results are treated to cancel the acoustic contribution in the low frequency range and to correct the loss of spatial resolution for higher frequencies. Three noise cancellation techniques are detailed and tested. This point represents an original part of our work, especially its extension to the cross-spectral density of the wall pressure field. All the data on the wall pressure field are regrouped in a model of excitation traducing its frequential and spatial behavior. Then, this model is introduced in numerical calculation developed by the Mechanics and Acoustic Laboratory of Marseille. Several simulations show the importance of the convection velocity on the predictions.

To complete the data bank, the vibration response of the pipe excited by the flow is measured with a laser vibrometer and the acoustic radiation is measured with microphones and an intensity probe. These responses exhibit a modal behavior identified up to 1600 Hz and follow a power law $U_0^{3,2}$ with the flow velocity.